

JADERNÁ CHEMIE 1

ÚVOD (vznik a vývoj jaderné chemie)

Objev radioaktivity – hromadění nových poznatků, mezi nimi i mnoho chemických: změna chemické povahy látek při radioaktivní přeměně, nové prvky, chemické účinky záření aj.

Souhrn chemických poznatků ⇒ **radiochemie**

(Cameron 1910, Soddy 1911)

- postupně:
- chemické účinky radioaktivního záření
 - chemie radioaktivních prvků (1. kniha Radiochemistry – Cameron 1910)
 - pracovní metodika (Paneth 1928)
 - (zvláštnosti chování stopových kvant radionuklidů – Starik 1959 Osnovy radiochimii)

Definice: Obor, (který vznikl spojením nauky o radioaktivitě a chemie) využívající chemických poznatků pro studium radioaktivity a naopak radioaktivních látek k výzkumům chemickým.

Rozvoj nauky o atomovém jádru – 1902-1937 – vedl k poznání jaderné podstaty radioaktivity, jaderných reakcí a jejich chemických projevů a důsledků. Ve 30. letech začátek používání pojmu **jaderná chemie**.

1937 1. prof. jaderné chemie (F. Joliot) v Paříži, 1950 1. kniha o jaderné chemii (Williams – Principles of Nuclear Chemistry).

Vztah chemie a jádra – chemie se obecně týká obalové sféry atomu, která je ovšem závislá na vlastnostech jádra. Chemické vazby a procesy prakticky neovlivňují jádro atomu, změny jádra se však projevují chemickými změnami. S výjimkou dlouhodobých přirozených radionuklidů bylo tyto změny možno dříve studovat jen fyzikálními metodami „stopováním“ malého počtu radioaktivních atomů při chemických reakcích. Teprve v roce 1942 bylo možno čistě chemicky zkoumat uměle připravený radioaktivní prvek plutonium ($10 \mu\text{g PuO}_2$).

Jaderná chemie se tedy zabývá chemickými projevy změn jádra avšak neomezuje se na ně.

Definice: V.Majer - **Vědní obor, který se zabývá vlastnostmi hmoty a jevy chemické a fyzikálně chemické povahy, jejichž původcem je (nebo na nichž se podílí) jádro atomu a jeho přeměny a který využívá vlastností jádra a jeho projevů ke studiu a řešení chemických problémů.**

G.T.Seaborg – Vědní obor, zabývající se chemickými stránkami studia a použití jaderných reakcí, výzkumy radiochemickými a aplikací radioaktivních izotopů a nukleárních metod k obecnému studiu chemických problémů.

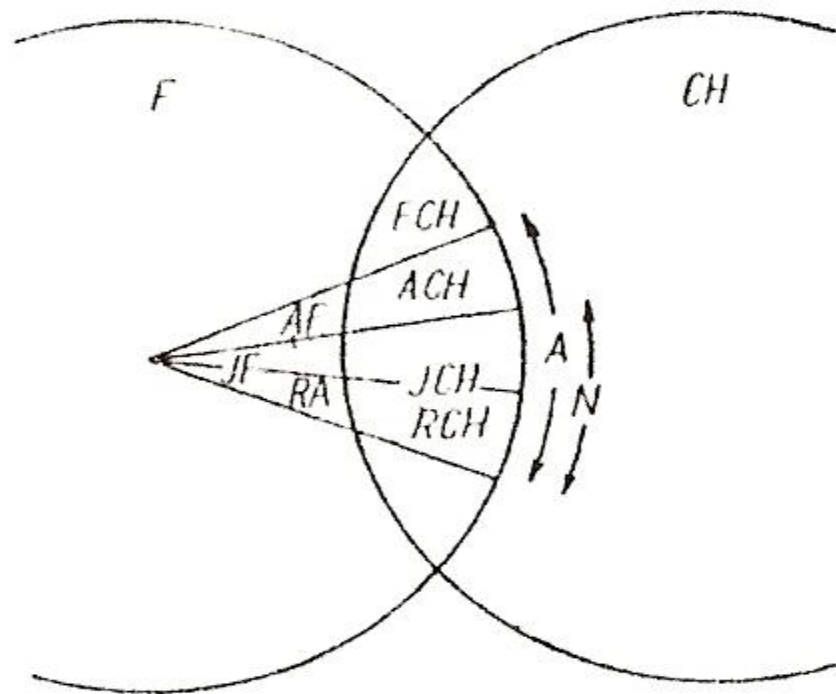
N.R.Johnson – Použití chemických ideí a technik ve výzkumu, jehož hlavním cílem je proniknout do jaderných procesů. Přitom radiochemie zahrnuje použití radioaktivních látek při řešení chemických problémů.

Vztah jaderná chemie – radiochemie: nejednotné názory
radiochemie součást jaderné chemie (převažuje)
nebo částečné překrývání

Jaderné obory (nukleonika):

jaderná fyzika, j. chemie,
j. technologie, j. energetika,
nukleární medicína
(částečné překrývání)

v chemii součást
fyzikální chemie



Začlenění jaderné chemie a
radiochemie mezi příbuzné a nadřa-
zené vědní obory

F - fyzika, *CH* - chemie, *FCH* - fy-
zikální chemie, *A* - atomistika, *N* -
nukleonika, *AF* - atomová fyzika,
ACH - atomová chemie, *JF* - ja-
derná fyzika, *JCH* - jaderná chemie,
RA - nauka o radioaktivitě (radio-
fyzika), *RCH* - radiochemie

Třídění (součásti) jaderné chemie :
(podtrženým částem je věnována zvláštní přednáška)

Obecná jaderná chemie

- jaderná individua
- jaderné reakce (popis, mechanismus, kinetika, energetika, výtěžky)
- přirozená a umělá radioaktivita
- reakce částic vysoké energie
- jaderné štěpení a fúze
- chemické projevy jaderných přeměn (nascentní atomy, radiační chemie)
- chemie radioaktivních prvků
- chemie izotopů
- chemie stop (velmi nízkých koncentrací) radioaktivních látek

Pracovní metody a techniky jaderné chemie

- aktivační techniky
- separace radionuklidů
- separace izotopů
- příprava (výroba) radionuklidů
- značení organických sloučenin
- analýza (stanovení) radionuklidů

Užitá jaderná chemie

- radioanalytické metody
- použití radionuklidů
- aplikovaná radiační chemie

Další disciplíny související s jadernou chemií

Radiační chemie (nejaderného záření), Radioekologie,
Technologie jaderných materiálů, Radiofarmaka

VYBRANÁ LITERATURA K JADERNÉ CHEMII

V.Majer a kol.: Základy jaderné chemie. 1.vyd. SNTL, Praha 1961, 2.vyd. SNTL, Praha 1981.

V.Majer a kol.: Základy užití jaderné chemie. SNTL, Praha 1985.

Št.Varga, J.Tolgyessy: Rádiochémia a radiačná chémia. Alfa, Bratislava 1976.

O.Navrátil a kol.: Jaderná chemie. Academia, Praha 1985.

J. Hála : Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie. Konvoj, Brno 1998

A.C.Wahl, N.A.Bonner: Radioactivity Applied to Chemistry. John Wiley, New York 1951.

M.Haissinski: La Chimie Nucléaire et ses Applications. Masson, Paris 1957.

I.E.Starik: Osnovy radiochimii. 1.vyd. Izdatelstvo AN SSSR, Moskva 1959, 2.vyd. Nauka, Leningrad 1969

G.R.Choppin, J.Rydberg: Nuclear Chemistry, Theory and Applications. Pergamon Press, Oxford 1980.

- 2.-4. vydání: **G.R. Choppin, J-O. Liljenzin, J. Rydberg, Radiochemistry and Nuclear Chemistry, Butterworth-Heinemann, 1995, 2002 a 2013 -**
<http://jol.liljenzin.se/BOOK.HTM>

K.H.Lieser: Einführung in der Kernchemie. Verlag Chemie, 1980.

G.Friedlander et al.: Nuclear and Radiochemistry. New York 1981.

A.Vertes, I.Kiss: Nuclear Chemistry. Akadémiai Kiadó, Budapest 1987.

O.Navrátil a kol.: Nuclear Chemistry. Ellis-Horwood, Chichester 1991.

J.P.Adloff, R.Guillaumont: Fundamentals of Radio-chemistry. CRC Press, Boca Raton 1993.

A.Vertes et al. (Eds.): Handbook of Nuclear Chemistry. Kluwer, 2003.

W.D.Loveland et al.: Modern Nuclear Chemistry. Wiley, 2006.

J.-V. Kratz, K.H. Lieser: Nuclear and Radiochemistry: Fundamentals and Applications, 3rd Edition, 2013

F. Rösch, ed.: Nuclear- and Radiochemistry, Vol. 1: Introduction, 2014, ISBN 978-3-11-022191-6; Vol. 2 Modern Applications, 2015

www.jaderna-chemie.cz

[http:// hp.ujf.cas.cz/~ wagner](http://hp.ujf.cas.cz/~wagner) → základy subatomové fyziky

JADERNÁ INDIVIDUA

(jádra, nuklidy, částice)

Historický vývoj názorů

Atom ve starověku – hypotéza (Leukippos, Demokritos, 5. stol. př.n.l.), potvrzená vývojem chemie.

Složený charakter atomu – periodicitu vlastností prvků přisuzována periferii atomu, neperiodické vlastnosti (nárůst hmotnosti aj.) centrální oblasti atomu. Obal atomu z elektronů (uvolňovány teplotou, elektr. polem, fotoel. jevem). Obal záporný, centrum kladné. Přímý důkaz kladného náboje 1910 Rutherford.

Dělitelnost atomu prokázána po objevu radioaktivity. Přispěl k tomu i objev izotopie (1910 Soddy – atomy téhož prvku mohou mít různou hmotnost).

JÁDRO ATOMU

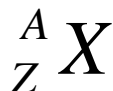
- 1) je dělitelné, uvolňuje jaderné složky – alfa částice a elektrony
1902 Rutherford a Soddy
- 2) součástí jádra je proton – 1919 1.umělá transmutace
(Rutherford $N + \text{alfa} \rightarrow O + \text{proton}$)
- 3) v jádře jsou i elektrony (vysílány z jádra, kde
kompensují část náboje protonů)
- 4) v jádře protony a neutrony – předpověděl Rutherford
teoreticky 1920, existence neutronu experimentálně
zjištěna 1930-1, prokázána Chadwickem 1932

Protony (p) a neutrony (n) jsou **nukleony**, jejich počty a poměr určují **vlastnosti jádra**, tj. náboj, hmotnost, rozměr a stabilitu. V jádře jsou vázány mimořádně velkými **jadernými silami**.

Základní charakteristika a symbolika jádra

Jádro je charakterizováno počtem protonů **Z** (atomové nebo protonové číslo) a celkovým počtem nukleonů **A** (hmotnostní nebo nukleonové číslo). Tato čísla se uvádějí jako indexy před chemický symbol prvku:

$$Z = 1-92 \text{ (-118)}$$



$$A = 1-296$$

Metastabilní stav jádra se označuje indexem *m* za A (*Am*).

Často se Z vynechává, protože je dáno symbolem prvku, například v chemických vzorcích:



V textu se často píše i hmotnostní číslo za symbol prvku: *Na-24*

Některá jádra a atomy mají speciální symboliku (p, D, d, T, t, α).

Další používané charakteristiky jádra jsou

$$\text{neutronové číslo (počet neutronů)} \quad \mathbf{N = A - Z} \quad (0 - 157)$$

$$\text{izotopové číslo (nadbytek neutronů)} \quad \mathbf{I = A - 2Z} \quad (-3 - 58)$$

Vztahy mezi jádry a názvosloví

Symbolika jádra plně charakterizuje i příslušný atom. Druh atomů se stejným Z i A se nazývá NUKLID. (Druh atomů se stejným Z je prvek.) Radioaktivní nuklidy se nazývají RADIONUKLIDY.

Různá jádra (nuklidy nebo atomy) mohou být

IZOTOPY Z stejné, A různé $(^{16,17,18}\text{O}, \text{H}, \text{D}, \text{T})$

IZOBARY Z různé, A stejné $(^{90}_{36}\text{Kr}, ^{90}_{37}\text{Rb}, ^{90}_{38}\text{Sr}, ^{90}_{39}\text{Y})$

ZRCADLOVÁ JÁDRA

$$Z_I = N_{II}, N_I = Z_{II}$$

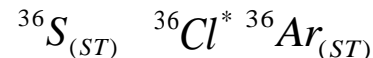
Z.J. 1.řádu :

$$I_I = -1, I_{II} = +1$$

(A liché) $I = \pm 1$



STÍNĚNÁ JÁDRA :



IZOTONY stejné $N = A - Z$ $(^{24}_{10}\text{Ne}, ^{25}_{11}\text{Na}, ^{26}_{12}\text{Mg})$

IZODIAFERY stejné $I = N - Z$ $(^2\text{H}, ^4\text{He}, ^6\text{Li}, ^{10}\text{B})$

IZOMERY stejné Z i A , různý energetický stav $(^{99}\text{Tc}, ^{99m}\text{Tc})$

Diagramy atomových jader

16																			S 26 0.0148s	S 27 0.021s	S 28 0.125s	S 29 0.187s	S 30 1.178s										
15																			P 25 0.0489s	P 26 0.0437s	P 27 0.26s	P 28 0.2703s	P 29 4.14s										
14																			Si 22 0.029s	Si 23 0.0423s	Si 24 0.14s	Si 25 0.22s	Si 26 2.234s	Si 27 4.16s	Si 28 92.2297								
13																			Al 21 0.0448s	Al 22 0.059s	Al 23 0.47s	Al 24 2.053s	Al 25 7.183s	Al 26 7.4e+05v	Al 27 100								
12																			Mg 19 0.0135s	Mg 20 0.0908s	Mg 21 0.122s	Mg 22 3.875s	Mg 23 11.32s	Mg 24 78.99	Mg 25 10	Mg 26 11.01							
11																			Na 18 0.039s	Na 19 0.416s	Na 20 0.4479s	Na 21 22.49s	Na 22 2.602v	Na 23 100	Na 24 14.96h	Na 25 59.1s							
10																			Ne 16	Ne 17 0.1092s	Ne 18 1.672s	Ne 19 17.22s	Ne 20 90.48	Ne 21 0.27	Ne 22 9.25	Ne 23 37.24s	Ne 24 3.38m						
9																			F 15	F 16 1e-19s	F 17 1.075m	F 18 1.83h	F 19 100	F 20 11.16s	F 21 4.158s	F 22 4.23s	F 23 2.23s						
8																			O 12	O 13 0.00858s	O 14 1.177m	O 15 2.037m	O 16 99.757	O 17 0.038	O 18 0.205	O 19 26.91s	O 20 13.51s	O 21 3.42s	O 22 2.25s				
7																			N 11	N 12 0.011s	N 13 9.965m	N 14 99.632	N 15 0.368	N 16 7.13s	N 17 4.173s	N 18 0.624s	N 19 0.304s	N 20 0.142s	N 21 0.095s				
6																			C 8	C 9 0.1265s	C 10 19.25s	C 11 20.39m	C 12 98.93	C 13 1.07	C 14 5730v	C 15 2.449s	C 16 0.747s	C 17 0.193s	C 18 0.092s	C 19 0.049s	C 20 0.014s		
5																			B 8	B 9 8.5e-19s	B 10 19.9	B 11 80.1	B 12 0.0202s	B 13 0.01736s	B 14 0.0138s	B 15 0.0105s		B 17 0.00508s	B 19 0.00292s				
4																			Be 7 53.12d	Be 8 6.7e-17s	Be 9 100	Be 10 1.51e+06v	Be 11 13.81s	Be 12 0.0215s		Be 14 0.00484s							
3																			Li 6 7.59	Li 7 92.41	Li 8 0.838s	Li 9 0.1783s		Li 11 0.0085s									
2																			He 3 0.000137	He 4 99.9999		He 6 0.81s		He 8 0.119s									
1																			H 1 99.9885	H 2 0.0115	H 3 12.33v												
0																			n 1 10.23m														

Izotony

Izotopy

Izobary

Vlastnosti jádra

NÁBOJ - dán počtem protonů = $Z \cdot e$ ($e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$)

HMOTNOST - závisí na počtu nukleonů: $m_j = Z m_p + N m_n - \Delta m$
 Δm je **hmotnostní úbytek**, ekvivalentní vazebné energii jádra. Může být vyjádřen i pomocí hmotnosti atomu $M = Z M_H^1 + N m_n - \Delta m$ neboť vazebné energie elektronů lze zanedbat.)

Vyjadřování: absolutní pomocí atomové jednotky hmotnosti u (m_u)

$$u = M_{C12} / 12 = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

relativní – (“atomová váha“) násobkem 1/12 hmotnosti atomu ^{12}C

$$M_r = 12 \frac{M_a}{M_{C12}} = \frac{M_a}{u} \quad \text{nebo} \quad M_r = \sum_{i=1}^n \frac{p_i M_i^r}{100} \quad \text{pro polyizotopní prvek.}$$

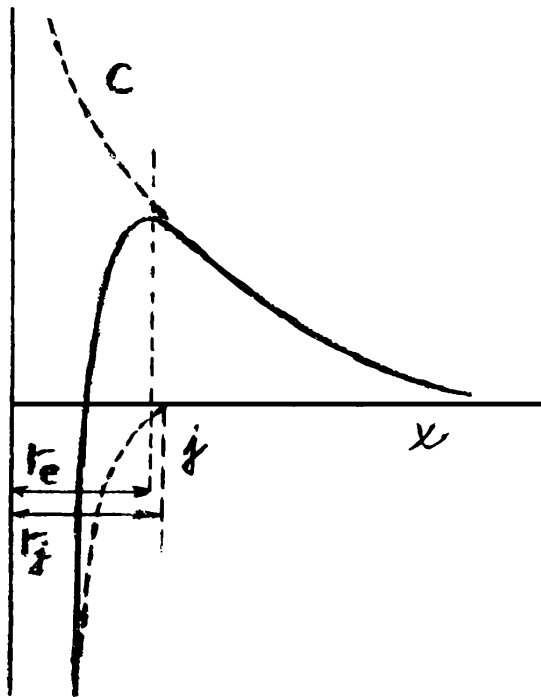
Látková množství radionuklidů se vyjadřují stejně jak je v chemii běžné

ROZMĚR jádra – na základě představy o kulovém tvaru jádra:

objem jádra je úměrný počtu nukleonů

$$V = \left(\frac{4}{3}\right) \pi r^3 = k A \qquad r = \sqrt[3]{\frac{3k}{4\pi} A} = r_0 \sqrt[3]{A}$$

r_0 je “poloměr“ nukleonu, $1,2 - 1,35 \cdot 10^{-15}$ m, podle způsobu stanovení poloměru jádra na základě silových interakcí při ostřelování jádra částicemi α , p, n. Podle toho lze rozlišit poloměr jádra elektrostatický r_e nebo neutronový r_j .



Průběh silových interakcí se vzdáleností od středu jádra x
 c – elektrostatické (coulombické) odpuzování
 j – jaderné přitažlivé síly.

Hustota jaderné hmoty : $m_j \sim M_a = M_r \cdot u \sim A \cdot u$

$$\rho = \frac{m_j}{V} = \frac{A \cdot u}{\frac{4}{3} \pi \cdot r_0^3 A} = \frac{3 \cdot u}{4 \pi \cdot r_0^3} = \frac{3}{4} \frac{1,66 \cdot 10^{-24} \text{ g}}{3,14 (1,35 \cdot 10^{-13})^3 \text{ cm}} = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ g / cm}^3$$

1mm³ = 160 000 t. Hranice jádra je neostrá, hustota klesá k periférii.

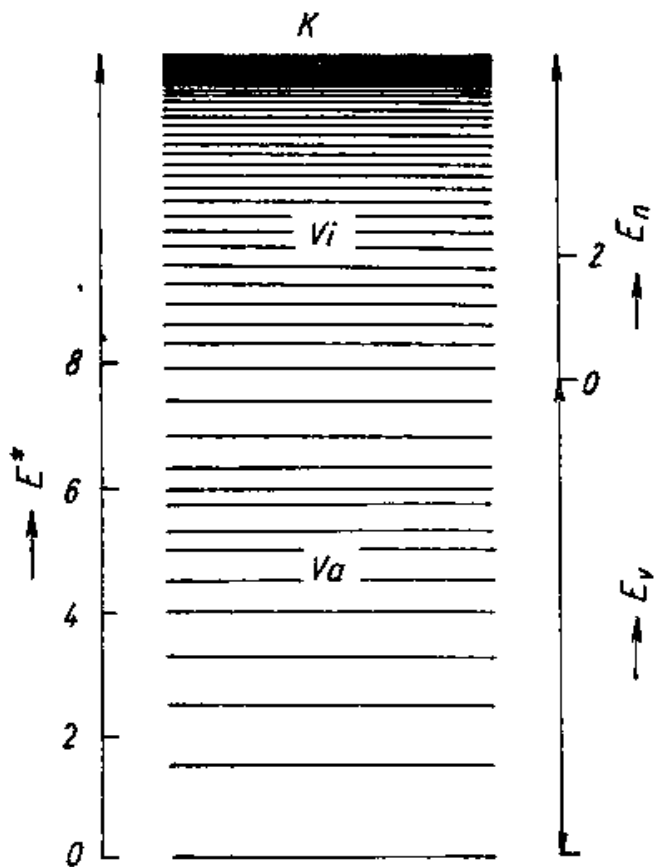
Tvar - kulový až rotační elipsoid

Důležitou vlastností jádra jsou jeho stabilita a energetický stav. Jádra a nuklidy podle stability dělíme na stabilní a radioaktivní.

Stabilní jádra jsou v *základním* energetickém stavu a schopné trvalé existence

Radioaktivní jádra mohou být buď v *základním* energetickém stavu, ale časem se samovolně mění v jiné jádro (**labilní** jádra) nebo ve *vzbuzeném* stavu a deexcitují se gama zářením (**metastabilní** jádra – izomery m_{1-x}). Tato deexcitace musí probíhat s měřitelnou rychlostí (poločas $> 10^{-9}$ s), jádra s rychlejší deexcitací nejsou považována za izomery.

Vzbuzený energetický stav jádra je výsledkem samovolné přeměny jádra nebo binukleární jaderné reakce označované $X(x,y)Y$. Je kvantován – energetické hladiny jádra **vázané** (*deexcitace gama*) nebo **virtuální** (*deexcitace vysláním částice*, musí převyšovat vazebnou energii vysílané částice v jádru)



Šířka hladiny Γ je určena podle Heisenbergova principu neurčitosti vztahem $\Gamma \tau = h/2\pi$ kde τ je střední doba trvání excitovaného stavu. Deexcitace je většinou okamžitá (tj. za méně než 10^{-9} s) s výjimkou izomerů, které se deexcitují gama z nejnižších hladin.

*Význam – hladinová schémata
jaderných přeměn*

Kvantově a vlnově mechanické vlastnosti jádra

Moment hybnosti - vektorový součet hybností nukleonů v jádru. Je charakterizován jaderným spinovým kvantovým číslem J (hodnoty $0, 1/2, 1, 3/2, \dots, 9/2$), závisí na Z, N a energetickém stavu jádra. Jádra s nízkou hodnotou J jsou stabilnější.

Magnetický a elektrický moment – vyplývají z náboje jádra a jeho tvaru, mají význam v jaderné spektroskopii.

Statistika – charakterizace kvantového stavu jádra i menších částic.

Fermi-Diracova (*fermiony*) – každý specifikovaný kvantový stav v daném celku může být obsazen jen jednou entitou (Pauliho princip výlučnosti) – všechny částice, jádra s lichým A

Bose-Einsteinova (*bosony*) – Pauliho princip neplatí – fotony, mezon μ , jádra se sudým A

Parita – sudá a lichá, význam pro vlnově mechanický popis chování jader a částic

Vztah mezi stabilitou a složením jádra

Stabilita podmíněna existencí přitažlivých **jaderných sil**, kompensujících vzájemné odpuzování protonů.

Vlastnosti: mimořádně mohutné, krátkého dosahu (fm), vyznačují se sytností (neexistence jádra s $A=5$).

Povaha: není dosud dokonale objasněna, předpokládají se výměnné interakce nukleonů prostřednictvím mesonů π .

Stabilita jader je obecně charakterizována **výskytem** stabilních a radioaktivních jader (nuklidů) a **poločasem T samovolné přeměny** jader. Závisí na složení a vazebné energii jádra, které vzájemně souvisejí. Každý radionuklid je charakterizován typem jeho přeměny (viz dále), poločasem přeměny, typem a energií vysílaného záření.

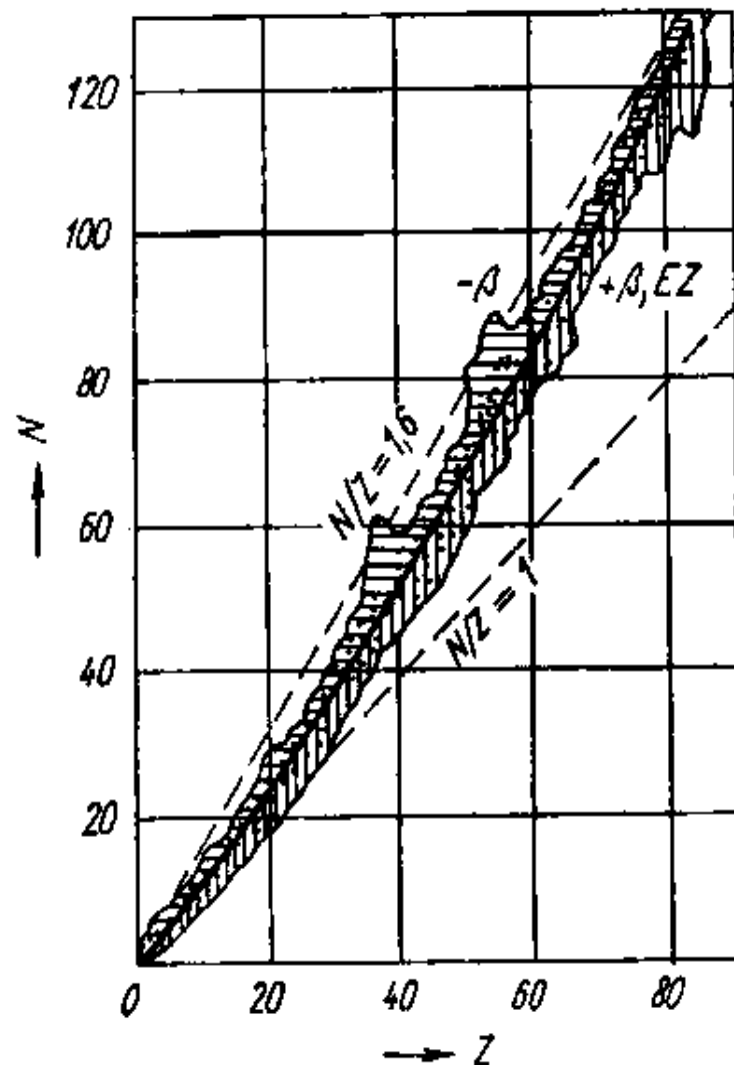
Pro přehlednou prezentaci výskytu a vlastností jader a nuklidů jsou sestavovány dvourozměrné **diagramy**, v nichž jsou nuklidy seřazeny podle Z , N nebo A . Vlastnosti nuklidů jsou v nich znázorněny graficky nebo uvedeny číselnou formou. Příkladem je Karlsruhe Nuklidkarte.

Zobrazení výskytu známých nuklidů v diagramu $N = f(Z)$ vymezuje pouze úzkou oblast kolem poměru N/Z , který je při nízkých hodnotách Z blízký jedné a s růstem Z roste až do 1,6.

Přitom velká část této oblasti odpovídá výskytu labilních (radioaktivních) jader, stabilní jádra zaujímají jen střed této oblasti.

Průběh této závislosti lze popsat na základě kapkového modelu jádra výpočtem z Weizsäckerovy rovnice (viz dále)

$$N/Z = 1 + 0,016 A^{2/3}$$



Stabilita jader závisí na tom, zda jejich Z a N jsou **sudé nebo liché**
 (souvisí se sytností jaderných sil a s hodnotou spinového
 kvantového čísla J) :

jádra sudo-sudá (s-s) mají Z i N sudé a $J=0$

jádra sudo-lichá (s-l) mají Z sudé, N liché a $J=n/2$

jádra licho-sudá (l-s) mají Z liché, N sudé a $J=n/2$

jádra licho-lichá (l-l) mají Z liché, N liché a $J= 1-7$

Počet stabilních jader n závisí na typu jádra :

Typ	A	n
s-s	s	175
s-l	l	55
l-s	l	50
l-l	s	4

Pravidla výskytu stabilních jader

1. Jádra se sudým Z převládají. Pro každé sudé Z převládají izotopy se sudým A .
2. Jádra se sudým A jsou s-s kromě 4 l-l : ${}^2_1\text{H}$ ${}^6_3\text{Li}$ ${}^{10}_5\text{B}$ ${}^{14}_7\text{N}$
3. Jádra s lichým Z jsou převážně monoizotopní nebo mají nejvýše 2 stabilní izotopy, jejichž A je vždy liché (kromě 4 jader) a liší se o 2.
4. Každé liché A je zastoupeno jen jedním stabilním jádrem.

A	typ jádra	počet stab.nuklidů	počet případů
liché	s-l, l-s	1	105
sudé	l-l	1	4
sudé	s-s	2	83
sudé	s-s	3	3

5. Izobarické pravidlo (Mattauch): ze dvou sousedních izobarů je vždy jeden nestabilní, tj. nejsou stabilní izobary se Z lišícím se o 1.

Monoizotopní prvky

Z	A	Symbol	Z	A	Symbol
4	9	Be	41	93	Nb
9	19	F	45	103	Rh
11	23	Na	53	127	I
13	27	Al	55	133	Cs
15	31	P	59	141	Pr*
21	45	Sc	65	159	Tb*
25	55	Mn	67	165	Ho*
27	59	Co	69	169	Tm*
33	75	As	79	197	Au
39	89	Y	83	209	Bi*

Vliv stability jádra se odráží i na zastoupení prvků na Zemi: více než 90% hmotnosti Země tvoří 6 prvků se sudým Z:

${}_{26}\text{Fe}$	39,8%	${}_8\text{O}$	27,7%	${}_{14}\text{Si}$	14,5%
${}_{12}\text{Mg}$	8,7%	${}_{28}\text{Ni}$	3,2%	${}_{20}\text{Ca}$	2,5%.

Stabilní jádra s některými hodnotami Z a N se vyskytují ve vyšším počtu (více izotopů pro dané Z a izotonů pro dané N) nebo se vyznačují vyšší vazebnou energií – **magická čísla**:

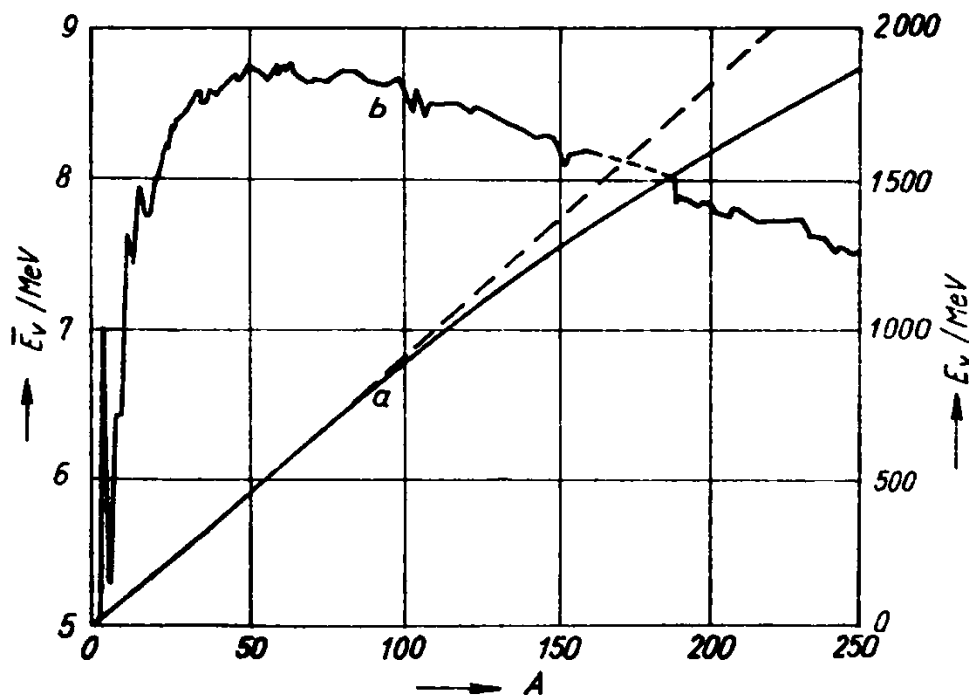
2, 8, 20, 28, 50 (navíc 82, 126 pro N)

Vysvětlení všech těchto skutečností – **modely jádra**, výpočet vazebné energie jádra:

kapkový model (Bohr 1936), výpočet podle Weizsäckerovy rovnice
slupkový model (1949, více autorů) a další

Souvislost stability jádra s jeho vazebnou energií

Vazebná energie E_V (E_B) = $\Delta m_j \cdot c^2$. Energetický ekvivalent jedné atomové hmotnostní jednotky u je 931.5 MeV. Pro vyjádření míry stability jádra se používá vazebná energie vztažená na jeden nukleon, $E_V/A = \bar{E}_V$



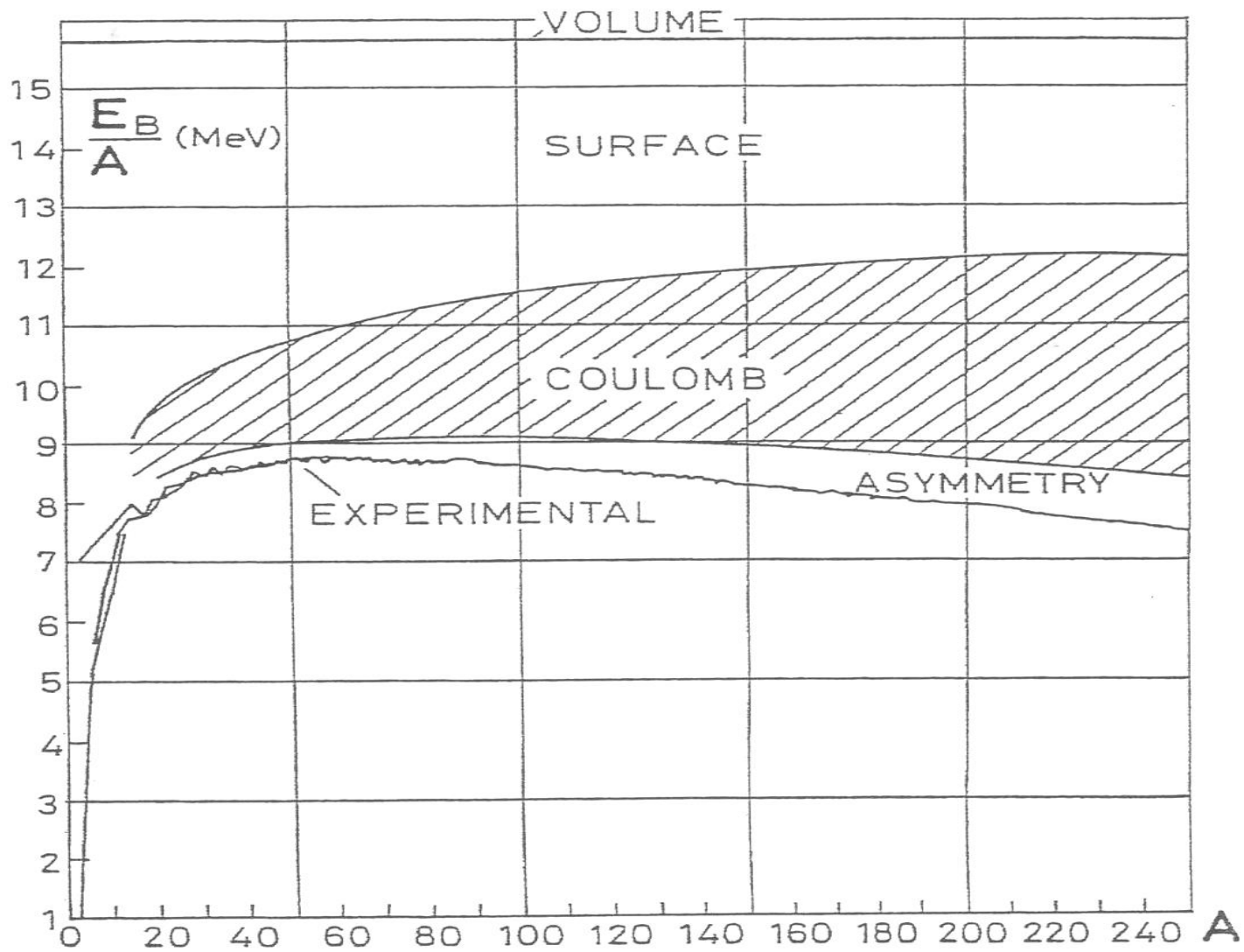
E_V/A pro Z2 N2 (^4He) je 7,07 MeV, Z2 N1 jen 2,6 MeV,
Z1 N1 (D) jen 1,1 MeV, Z3 N3 (^6Li) jen 5,3 MeV

Weizsäckerova rovnice a význam jejích členů

$$E_v = a_v A - a_p A^{2/3} - a_c Z(Z-1)A^{-1/3} - a_s (A-2Z)^2 A^{-1} \pm a_\delta A^{-1}$$

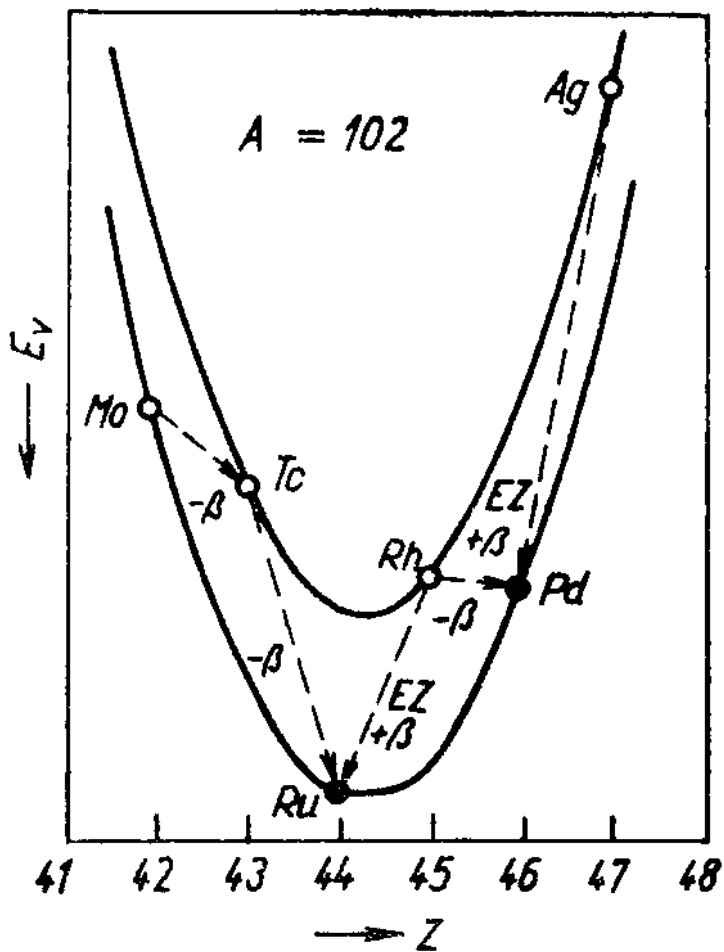
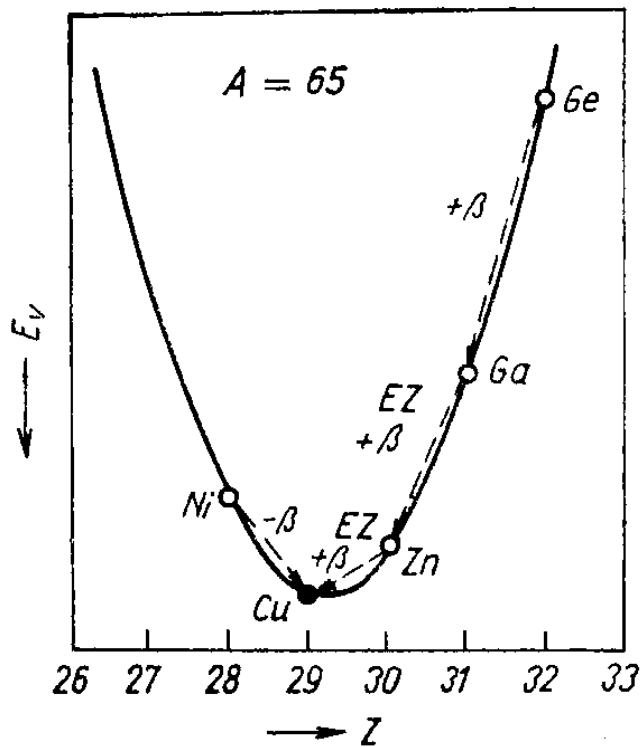
1. Objemová (výměnná) energie; $a_v = 14,0$
2. Povrchová energie – nukleony u povrchu jádra vázány slaběji; $a_p = 13,1$
3. Korekce na vzájemné coulombovské odpuzování p^+ v jádru; $a_c = 0,585$
4. Energie symetrie – nadbytečné n^0 mají nižší průměrnou vazebnou energii; $a_s = 18,1$
5. Párovací energie – vystihuje nespojitost funkce pro E_v (vzrůst při „spárování“ lichých nukleonů) a vyjadřuje velkou stabilitu s-s jader ($a_\delta = +132$) a malou stálost l-l jader ($a_\delta = -132$); $a_\delta = 0$ pro s-l a l-s jádra

Koeficienty a_x byly získány fitováním experimentálně stanovených hodnot E_v .



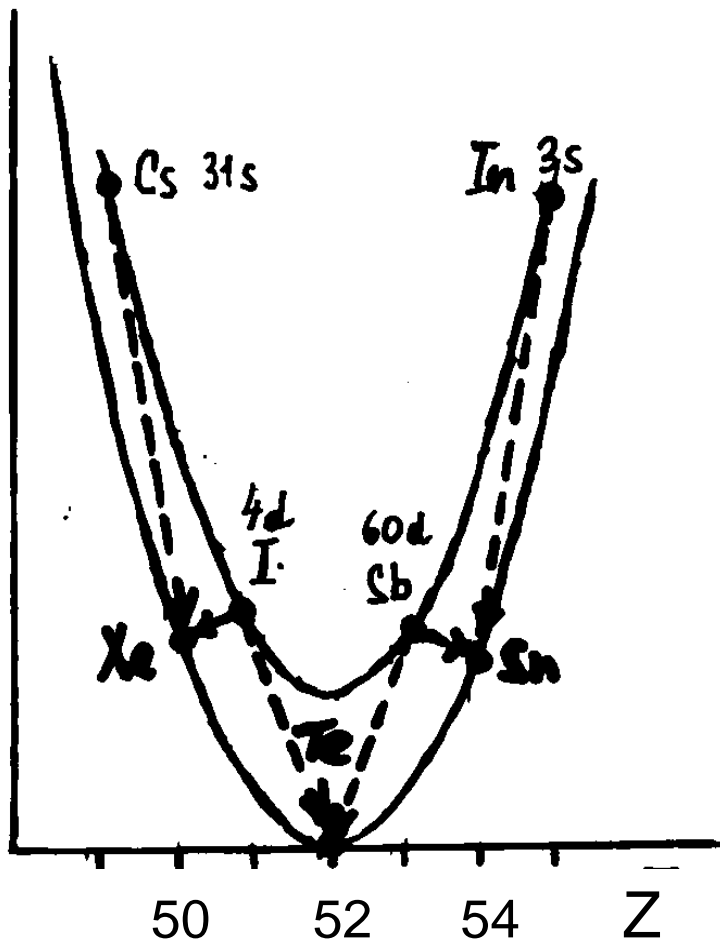
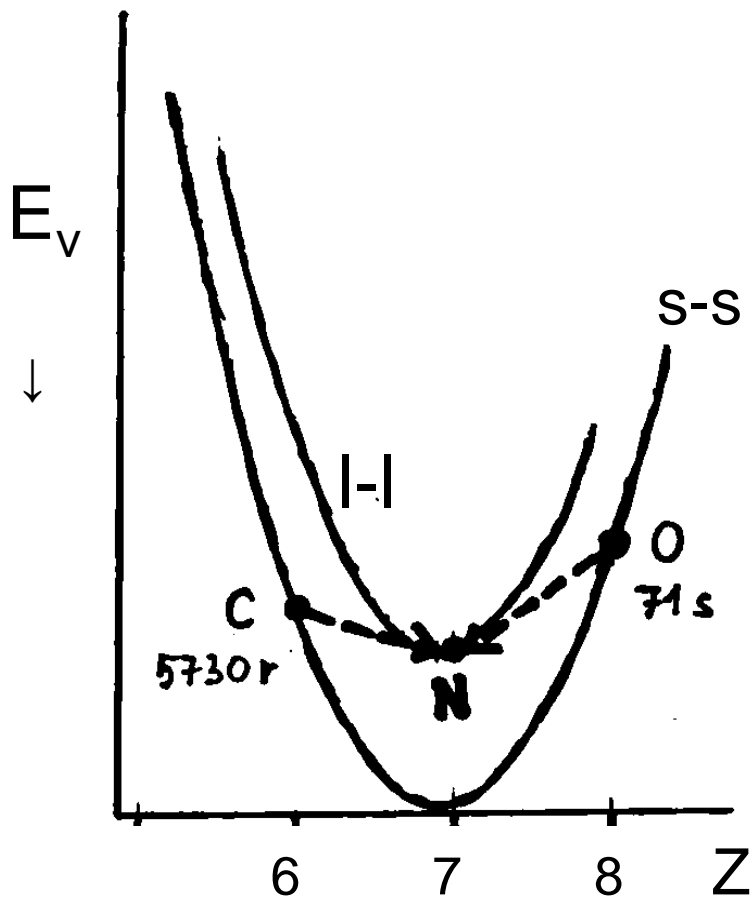
E_V izobarických nuklidů ($A=\text{konst.}$) je kvadratickou funkcí Z :

$E_V = x \cdot Z - y \cdot Z^2 + k \pm a_{\delta} \cdot A^{-1}$ kde x , y a k jsou konstanty pro dané A



$A = 14$

$A = 124$



ČÁSTICE

Kromě elektronu, protonu, neutronu a částice alfa jaderná fyzika prokázala existenci řady dalších částic, které však podobně jako p a n většinou nelze chápat jako elementární, neboť jsou složeny z tzv. kvarků. S těmito částicemi se v jaderné chemii setkáváme jen zřídka, proto je zde podán jen jejich stručný přehled. Podle jejich rostoucí hmotnosti (vyjadřované v poměru k hmotnosti elektronu) a dalších vlastností jsou děleny na leptony, mesony a baryony. Kromě fotonu (gama kvanta) a mesonu π^0 má každá částice svoji antičástici s opačným nábojem nebo označovanou stejným symbolem s \sim nad ním.

Leptony (fermiony, $J = 1/2$, elmagnetické a slabé interakce)

Název	Symbol	m/m_e	τ [s]
Foton	γ	0	
Neutrino elektronové	ν_e	$< 10^{-5}$	stabilní
Elektron	e^- e^+	1	stabilní
Neutrino mionové	ν_μ	-	stabilní
Mion	μ^- μ^+	206	2×10^{-6}

Název	Symbol	m/m_e	τ [s]
Mesony (bosony, $J = 0$, silné interakce)			
Pion	π^+ π^-	273	2×10^{-8}
Pion	π^0	264	1×10^{-16}
	η	1072	10^{-18}
Kaon	K^+ K^-	966	$1,2 \times 10^{-8}$
Kaon	K^0	973	

Baryony (fermiony, $J = \frac{1}{2}$, silné interakce)

Nukleony

Proton	p	1816	stabilní
Neutron	n	1838	925 (11,7 min)

Hyperony

Hyperon	$\Lambda^0, \Sigma^0, \Sigma^-, \Sigma^+$ Ξ	2182-2586	$\sim 10^{-10}$
Hyperon	Ω	3272	

Příklady přeměn nestabilních částic

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

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

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$$

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

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma$$

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

Anihilace positronu při ztrátě jeho kinetické energie interakcí s elektronem atomového obalu

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$$

Individua, nuklidy a prvky v jaderné chemii

Pojem směsi a individua v chemii a jaderné chemii se liší:

	chemie	jaderná chemie
jednoduché individuum	prvek C, O ₂	částice n, p, π, μ ...
složené individuum	molekula CO ₂	nuklid ¹⁶ O
směs	směs látek	prvek ¹⁶ O + ¹⁷ O + ¹⁸ O

286 stabilních nuklidů, více než 1600 radioaktivních (počty se mění s rozvojem vědy).

Prvky se $Z > 82$ (tj. nad olovem) nemají vůbec stabilní izotopy, ^{209}Bi původně pokládáný za stabilní je zářič α s extrémně dlouhým poločasem (asi 10^{18} r).

Z prvků pod olovem nemají stabilní izotopy Tc, Pm, Pr, Tb, Ho, Tm, poslední čtyři z nich ale mají jeden izotop s extrémně dlouhým poločasem přeměny.

Nuklidy se $80 < Z < 93$ se vyskytují v přírodě jako členy přirozených rozpadových řad, ty se $Z > 92$ (tj. nad uranem, **transurany**) byly připraveny uměle jadernými reakcemi. Podle chemických vlastností dělíme prvky nad aktiniem ($Z=89$) na **aktinoidy**, analogy lantanoidů (do $Z=103$), nad $Z=103$ pak **transaktinoidy**, homology prvků v příslušných skupinách (Hf až Ac). Existence vyšších transaktinoidů se teprve zkoumá, poslední dosud uznáný a pojmenovaný prvek se $Z=116$ je livermorium.

Periodic table of the elements

1 IUPAC names 18

1 H											13 B	14 C	15 N	16 O	17 F	18 He		
3 Li	4 Be	Since 2012										5 Al	6 Si	7 P	8 S	9 Cl	10 Ne	
11 Na	12 Mg	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar	
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr	
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe	
55 Cs	56 Ba	57-71 La	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn	
87 Fr	88 Ra	89-103 Ac	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs					112 Cn	113 --	114 Fl	115 --	116 Lv	117 --	118 --
								109 Mt	110 Ds	111 Rg			113 --	114 Fl	115 --	116 Lv	117 --	118 --

Lanthanides

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------

Actinides

89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr
----------	----------	----------	---------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	----------	-----------	-----------	-----------	-----------

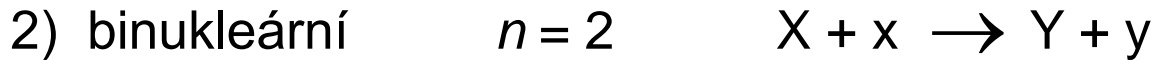
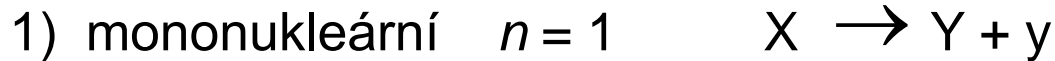
Radioaktivita

Podstatou je samovolná přeměna jádra (radionuklidu), spočívající ve změně složení nebo energie jádra za současného vyslání hmotné částice a/nebo elektromagnetického záření. Běžně se označuje také jako jaderný (radioaktivní) rozpad, což je nevhodné zejména pro případ energetické deexcitace jádra vysláním záření gama.

Tato přeměna je jedním ze dvou druhů jaderných reakcí, bývá označována jako mononukleární jaderná reakce. V užším slova smyslu jsou za jaderné reakce považovány jen reakce vyvolané střetem dvou jader, nebo působením hmotných částic nebo elektromagnetické energie na jádro. Radionuklidy vznikají buď jadernou reakcí nebo existují od vzniku Země (tzv. primordiální radionuklidy).

TŘÍDĚNÍ JADERNÝCH REAKCÍ

a) podle počtu reagujících částic a jader (n):



kde X je terčové jádro, x je střela.

Binukleární reakce se zkráceně zapisují (x,y) , ${}^A_Z X (x,y) {}^{A'}_Z Y$

b) podle počtu jader a částic vycházejících z reakce (m)



c) podle reakčních typů:



(x,y) reakce výměnná

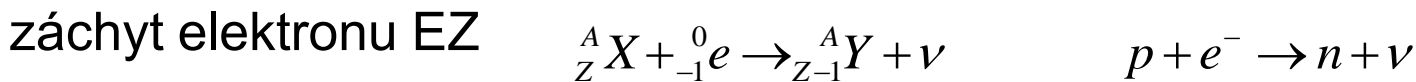
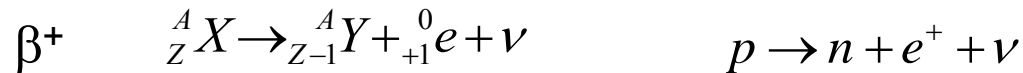
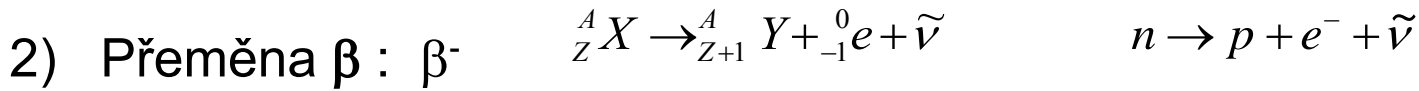
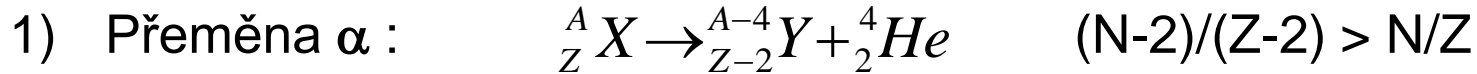
(x,γ) reakce záchytná



Žádná jaderná reakce neoprobíhá izolovaně, každá je spojena s doprovodnými procesy. Kromě vlastní přeměny jádra (proces A) prakticky okamžitě následují reakce nového jádra (proces B), vyplývající z jeho kinetické energie (odražený atom), vysoce vzbuzeného stavu a zpravidla i z částečné nebo úplné ztráty elektronového obalu (nascentní, horký atom). Těchto reakcí se účastní i bezprostřední okolí jádra, atomu. Další reakce (proces C) lze očekávat mezi prostředím reakce a při reakci vyslaným zářením ve formě částic nebo elektromagnetického záření.

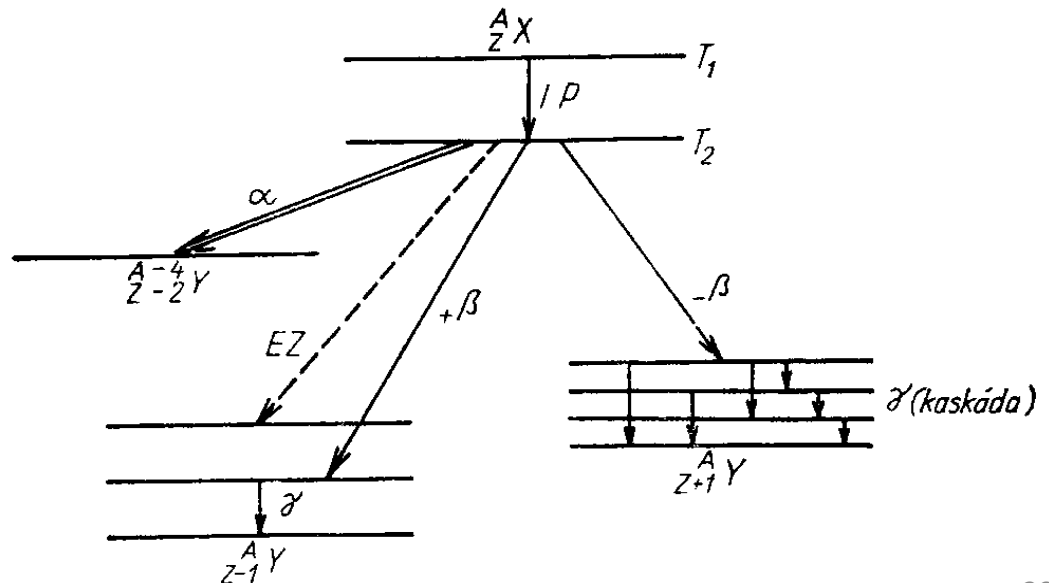
V této přednášce probereme jen proces A, procesy B se zabývá **Jaderná chemie 2**, procesy C **Radiační chemie**.

Základní typy radioaktivních přeměn (mononukleárních reakcí)



3) Přeměna γ : okamžitá deexcitace vzbuzeého jádra ($10^{-16} - 10^{-13}$ s)
nebo izomerní přechod IP neboli IT ($> 10^{-9}$ s)

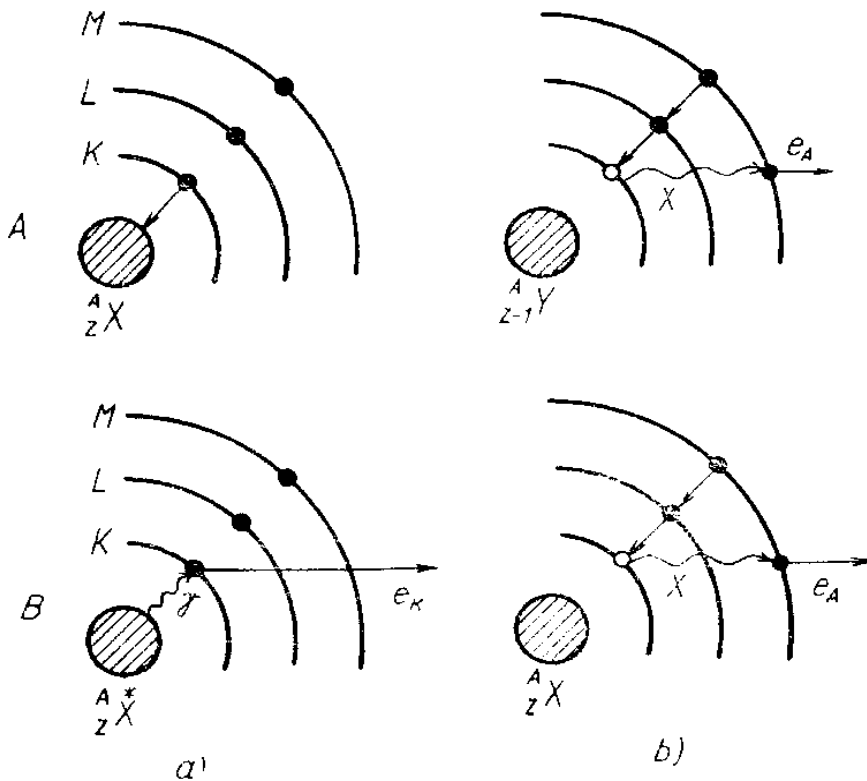
Hladinová schémata



4) neutronová aktivita (zpožděné neutrony) $^{17}\text{N} \xrightarrow[4s]{-\beta} ^{17}\text{O}^* \xrightarrow{n} ^{16}\text{O}$

5) protonová aktivita $^{25}\text{Si} \xrightarrow[0,23s]{+\beta} ^{25}\text{Al}^* \xrightarrow{p} ^{24}\text{Mg}$

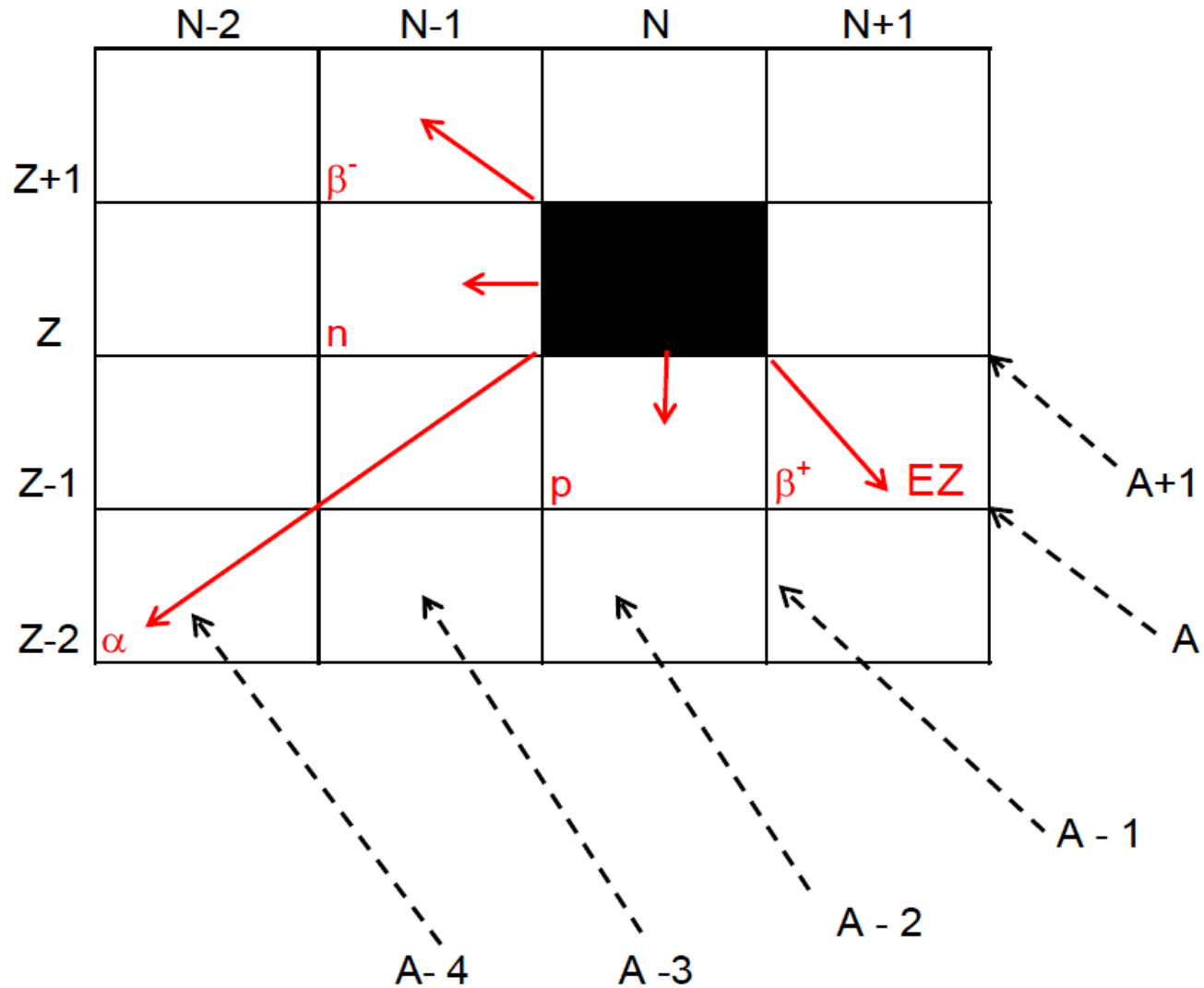
6) spontánní štěpení (SF) 7) klastrová aktivita



Sekundární jevy při EZ a γ :

EZ – rentgenovo záření
– Augerovy elektrony

deexcitace jádra γ
– konverzní elektrony
– rentgenovo záření
– Augerovy elektrony



Posunová pravidla: Soddy a Fajans, 1913 – pro α a β^-

Přirozená radioaktivita – vývoj poznatků

- 1896 [Objev Henri Becquerel u uranu](#) ([Becquerelovo záření](#))
- 1898 název radioaktivita, objev Po a Ra
(M.Curie-Sklodowska, P.Curie)
- 1899 objev Ac (Debierne)
rozlišení α a β záření podle ionizace (Rutherford)
- 1900 zjištění záření γ (Villard) a radioaktivní emanace (plyn)
- 1903 zjištění povahy záření β (podobné katodovým paprskům)
a α (jádra He), teorie desintegrace (Rutherford, Soddy)
- 1900-1913 zjištění dalších radionuklidů a jejich chemické povahy,
jejich sestavení do řad, posunové zákony
skupiny radionuklidů stejných chemických vlastností, objev
izotopie (Soddy)
- 1918 objeveno Pa
- 1935 objeven ^{235}U

PŘIROZENÉ RADIOAKTIVNÍ ŘADY

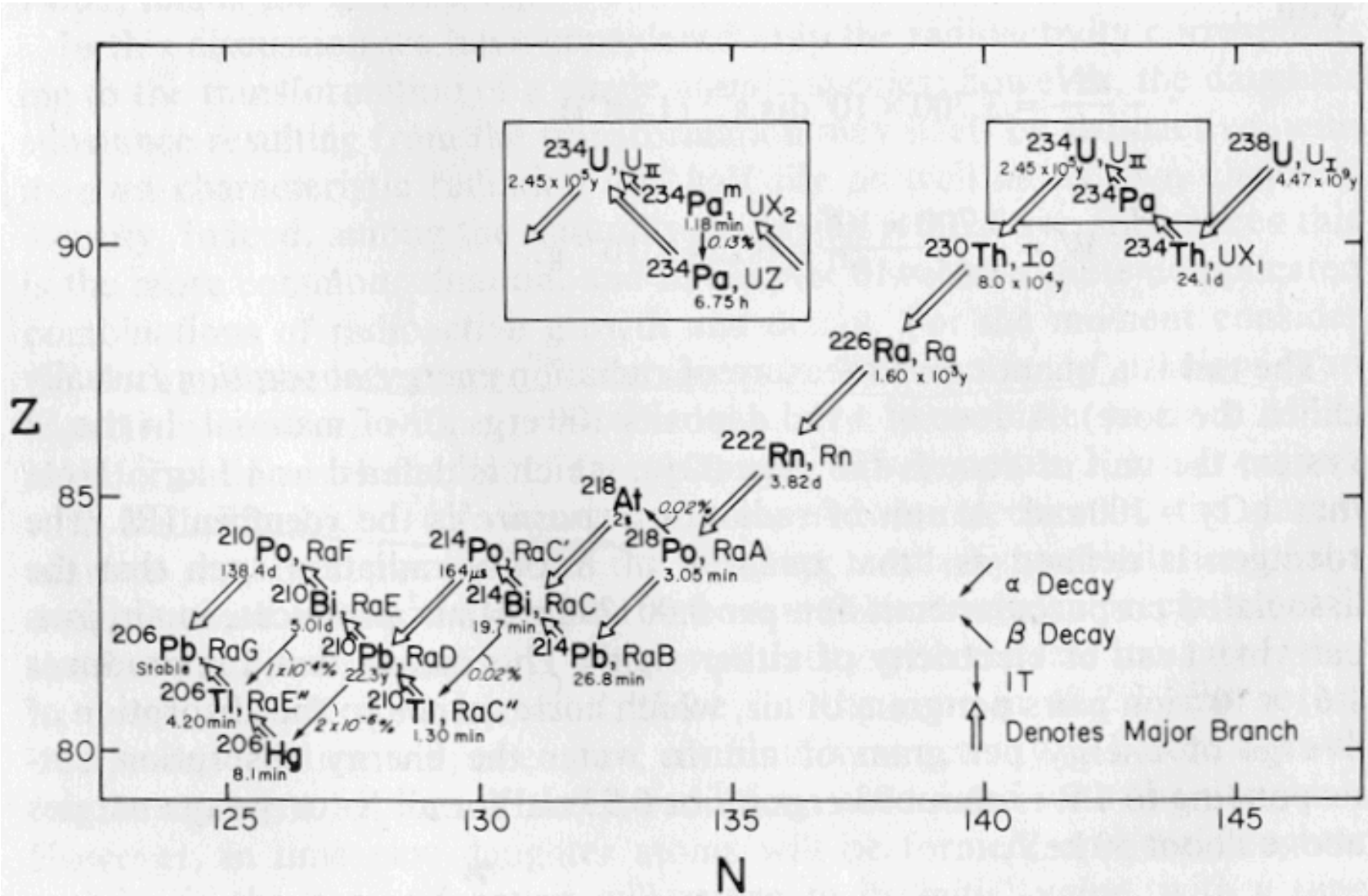
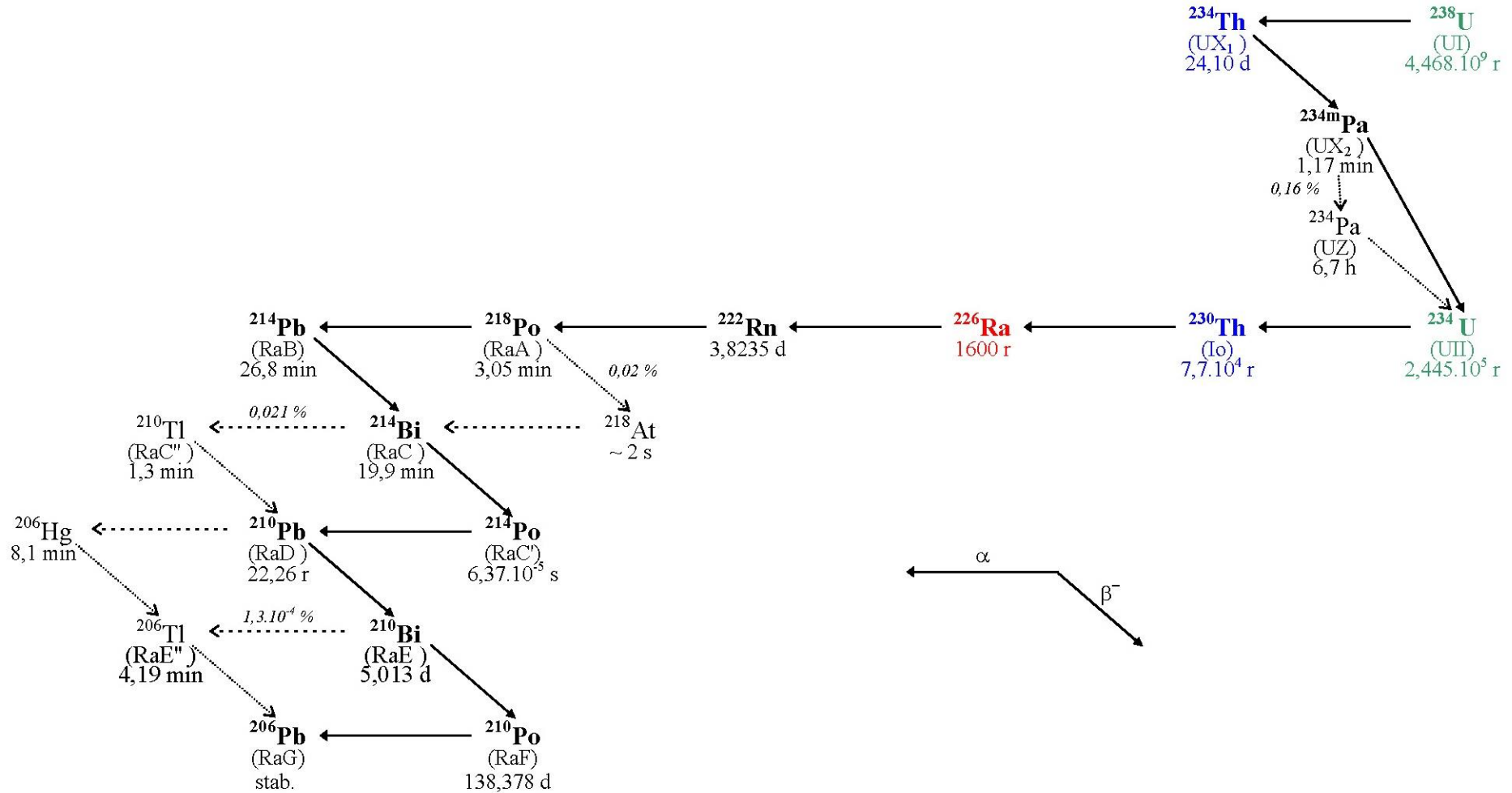
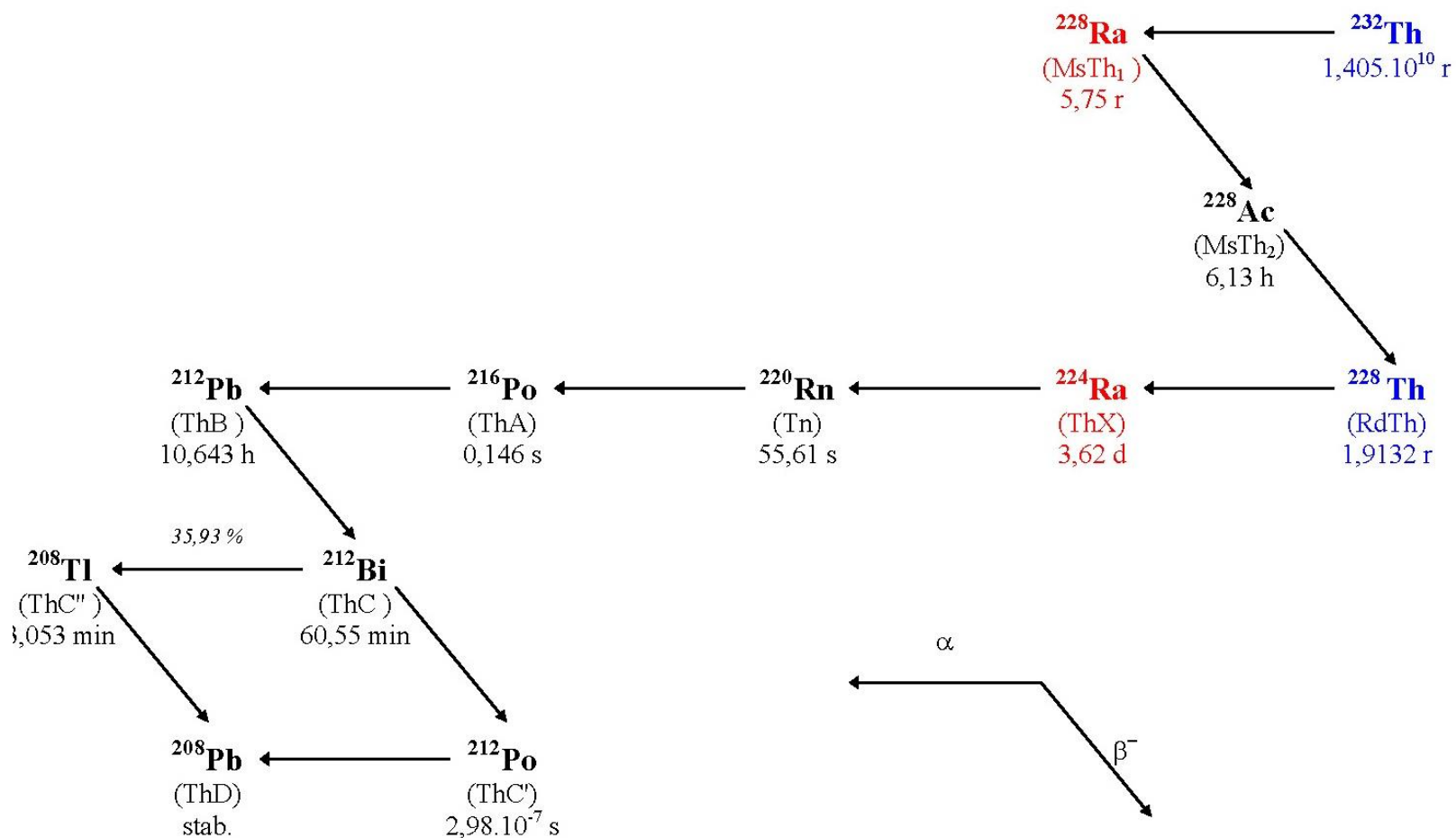


Fig. 1-1 The uranium series. IT stands for isomeric transition.

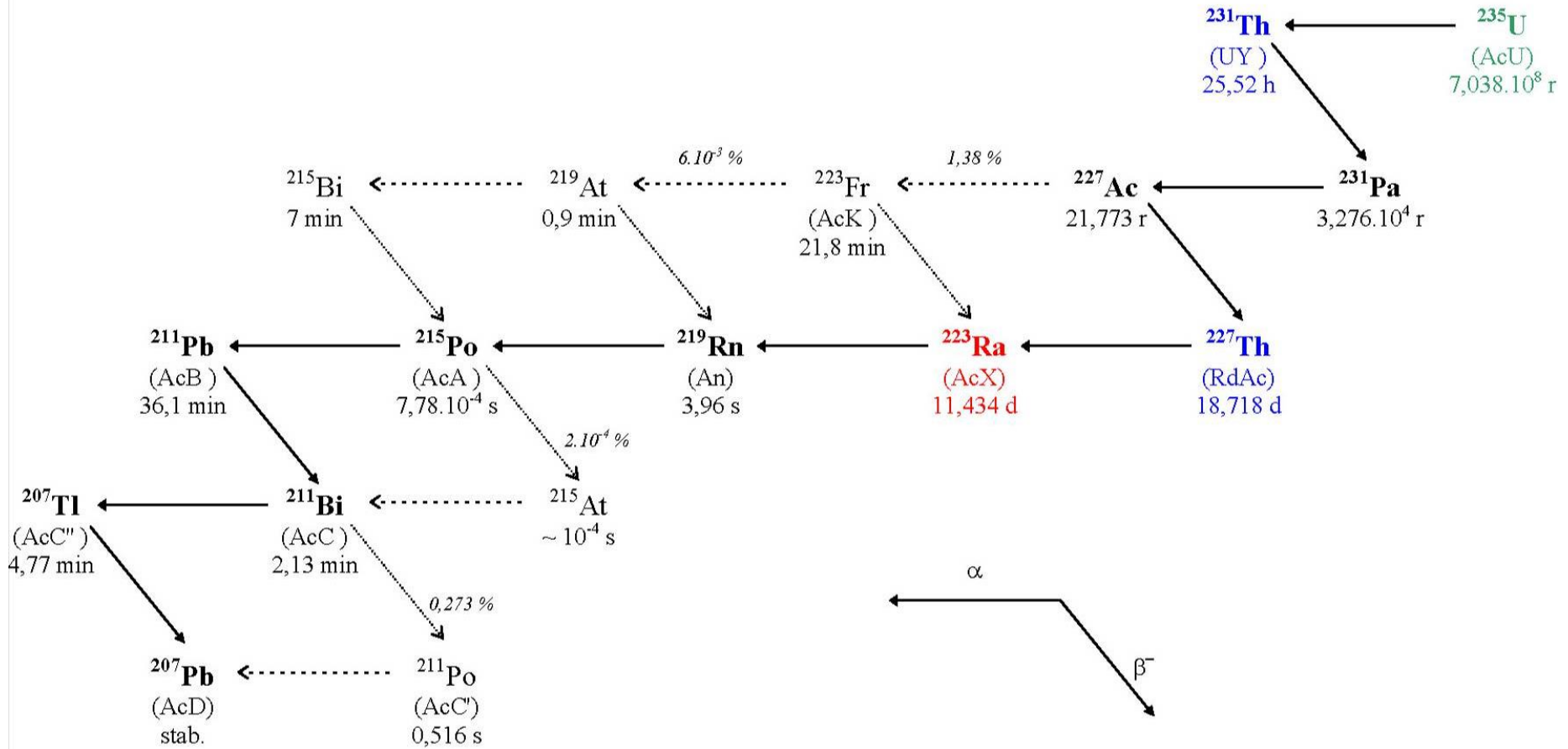
Uran-radiová řada (4n + 2)



Thoriová řada (4n)



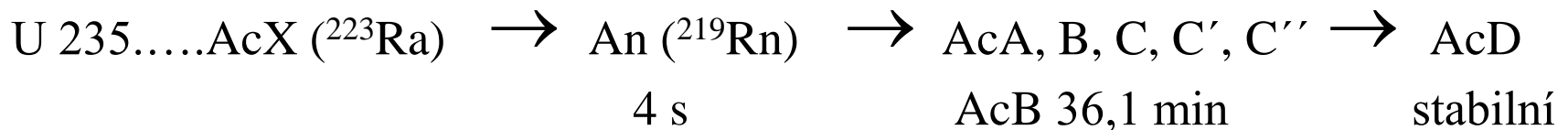
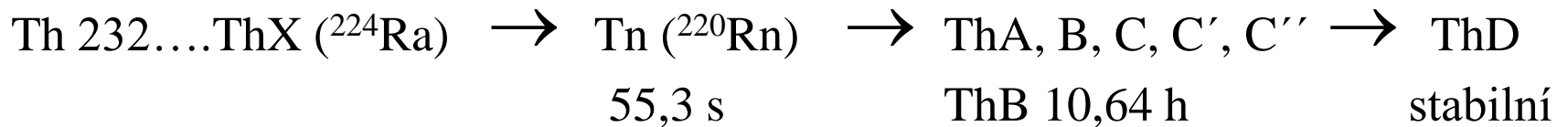
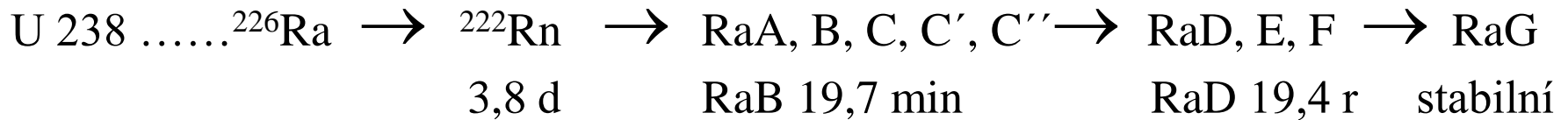
Uran-aktiniová řada (4n + 3)



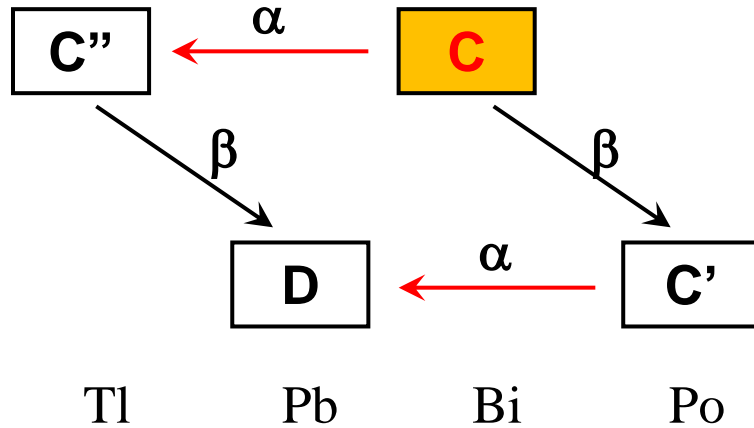
Emanace a radioaktivní deposit

krátkodobý

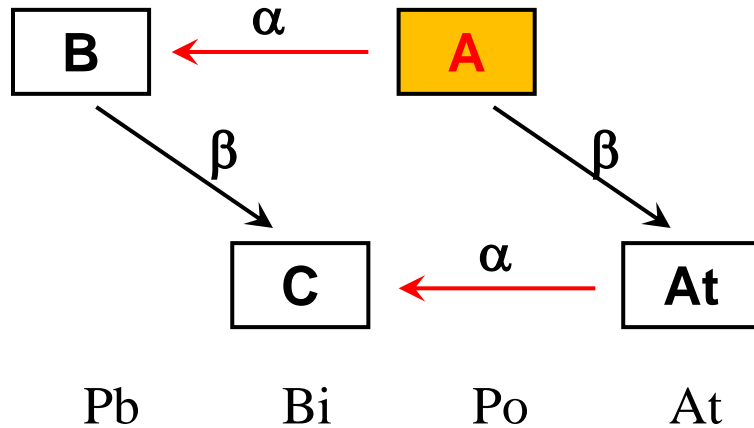
dlouhodobý



DUÁLNÍ PŘEMĚNA – VĚTVENÍ

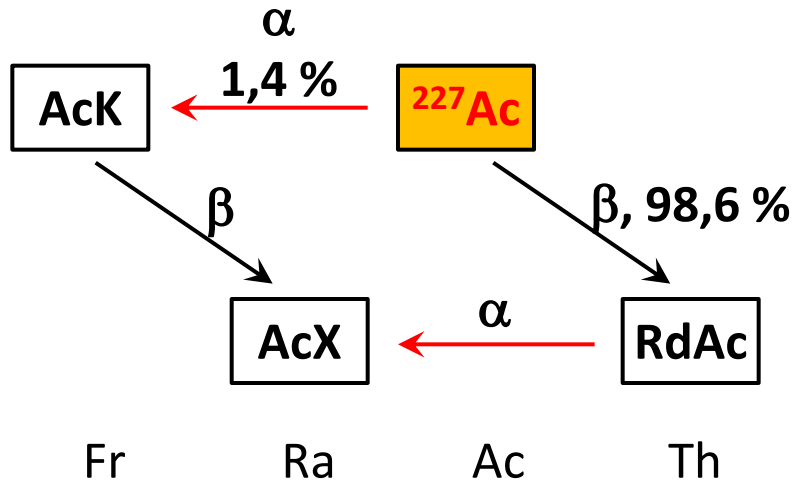


β :	RaC	99,98%	(Bi 214)
	ThC	64%	(Bi 212)
	AcC	0,27%	(Bi 211)

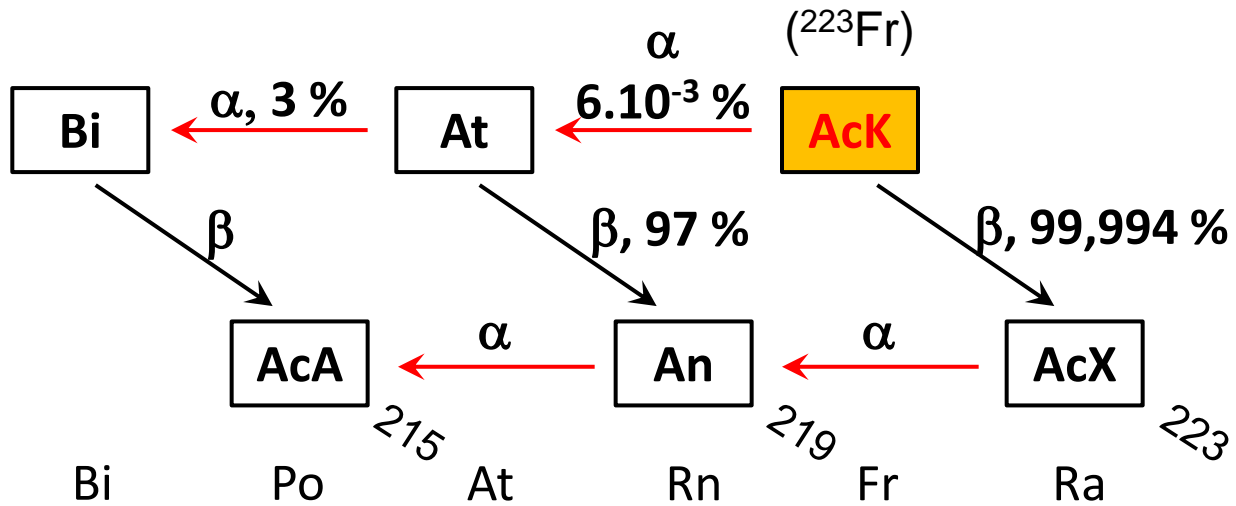


α :	RaA	99,8%	(Po 218)
	ThA	100%	(Po 216)
	AcA	99,999%	(Po 215)

(1939)

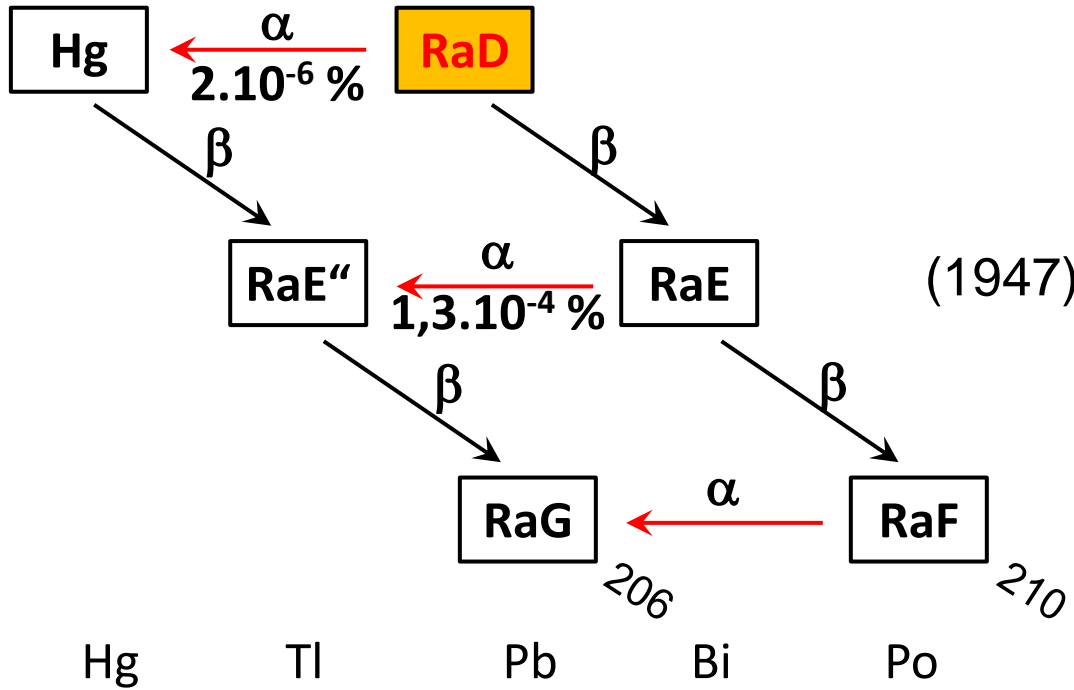


(1953)



(²¹⁰Pb)

(1961)



PŘIROZENÉ RADIONUKLIDY NETVOŘÍCÍ ŘADY

Do r. 1950 (7 prvků):

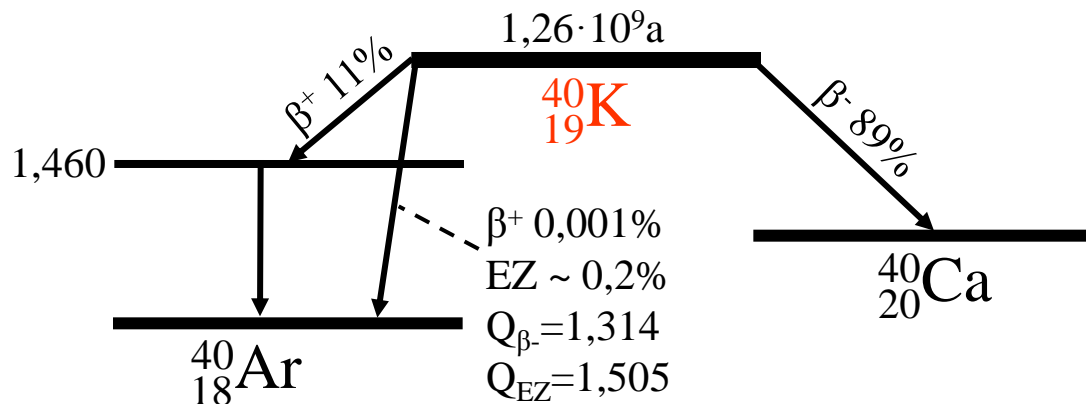
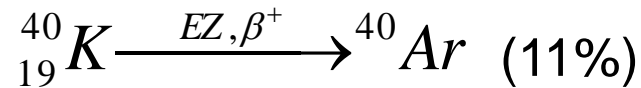
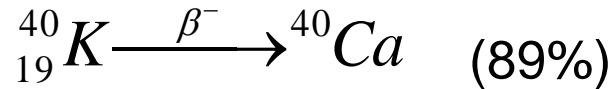
DRASLÍK 40 (1906)

Izotopové zastoupení

IZ = 0,01118%

Poločas přeměny

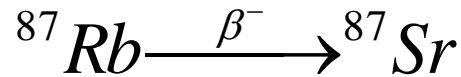
$T = 1,26 \times 10^9$ r



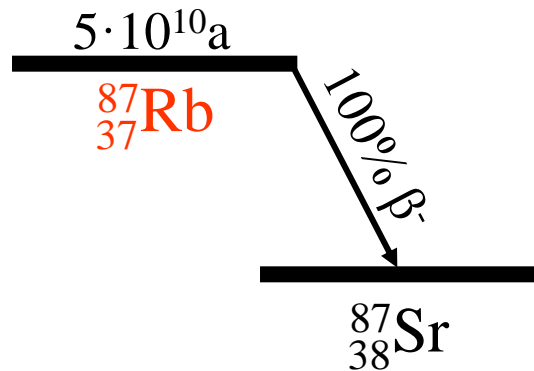
0,0118 %
 $a_K = 31 \text{ Bq/g}$

RUBIDIUM 87 (1906)

IZ = 27,85%



T = $4,8 \times 10^{10}$ r



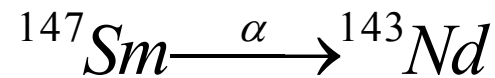
27,85%

$a_{\text{Rb}} = 882$ Bq/g

$Q_{\beta^-} = 0,274$

SAMARIUM (1932)

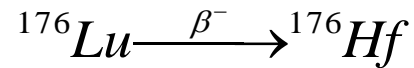
IZ = 15,07%



T = $1,05 \times 10^{11}$

LUTECIUM 176 (1938)

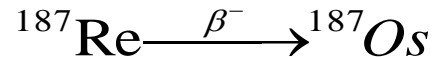
IZ = 2,6%



T = $2,2 \times 10^{10}$ r

RHENIUM 187 (1948)

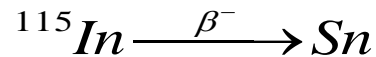
IZ = 63%



T = $4,3 \times 10^{10}$ r

INDIUM 115 (1950)

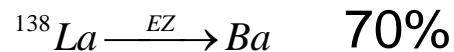
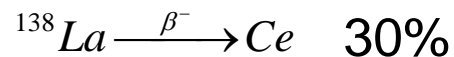
IZ = 95,77%



T = 6×10^{14} r, a=0,18 Bq/g

LANTHAN 138 (1951)

0,089%



T = $1,12 \times 10^{11}$ r

Po r. 1950 :

Z 83 prvků před ${}_{84}\text{Po}$ nemá pouze 48 přirozeně radioaktivní izotop, přitom Tc, Pr, Pm, Tb, Ho, Tm, Bi nemají stabilní izotop vůbec

SPONTÁNNÍ ŠTĚPENÍ A KLASTROVÁ AKTIVITA

Velmi těžká jádra jsou nestabilní, což se kromě alfa a beta přeměny projevuje i samovolným rozštěpením jádra na dva fragmenty (SF), jehož pravděpodobnost roste s růstem A a Z. SF je hlavním limitujícím procesem existence supertěžkých jader.

Flerov a Petržak, 1940 – SF u ^{238}U)

Od roku 1984 je známa i spontánní emise jader těžších než ^4He (tzv. klastrů) jádru se $Z > 85$, která nemá charakter SF. Její možnost byla vypočtena i teoreticky.

Experimentálně byla nejprve zjištěna emise ^{14}C jádru 223,224 a ^{226}Ra a ^{222}Rn . Byla změřena energetická spektra klastrů ^{14}C blízka spektrům částic α . Zastoupení klastrů mezi vysílanými částicemi je obecně nepatrné, řádu $10^{-10} - 10^{-13}$.

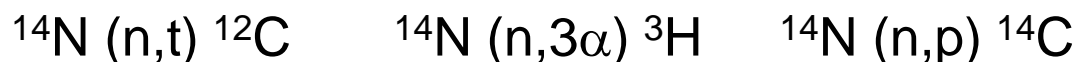
Další typy zjištěných klastrů jsou ^{24}Ne (z $^{232,233}\text{U}$, ^{231}Pa a ^{230}Th), ^{28}Mg a $^{24-26}\text{Ne}$ (z ^{234}U), ^{28}Mg a ^{32}Si (z ^{238}Pu).

Zatím ve všech případech jsou emitovány klastry se sudým Z mezi 6 a 14 a dceřiné jádro je blízké magickému jádru ^{208}Pb (82 p a 126 n).

LEHKÉ A „UMĚLÉ“ RADIONUKLIDY V PŘÍRODĚ

Vznikají jadernými reakcemi se složkami kosmického záření (KZ), spontánním štěpením a reakcemi s neutrony z tohoto štěpení:

Reakcemi dusíku s neutrony sekundární složky KZ se tvoří ^3H a ^{14}C :



^3H - β^- 0,0186 MeV, $T = 12,26\text{r}$, 3,5 kg ($1,26 \times 10^{18}$ Bq) v atmosféře

^{14}C - β^- 0,156 MeV, $T = 5730\text{r}$, 75 t ($1,2 \times 10^{19}$ Bq) v atmosféře

Jadernými reakcemi KZ ((x,s) a jiné) s O_2 , N_2 a ^{40}Ar vznikají malá množství ^7Be (EZ, 53d), ^{10}Be (β^- , 2×10^5 r), ^{22}Na (β^+ , γ , 2,6r), ^{32}P (β^- , 14,3 d), ^{36}Cl (β^- , 3×10^5 r), ^{39}Ar (β^- , 265 r) aj.

Štěpením a jadernými reakcemi s neutrony a složkami KZ se tvoří i malá množství izotopů těžších prvků, jako Tc, Pm, At, Fr, Np, Pu

VNĚJŠÍ VLIVY NA JADERNOU PŘEMĚNU

Typ ani poločas radioaktivní přeměny většinou nezávisí na vnějších podmínkách v nichž se jádro nachází (tlak, teplota, chemická vazba). Extrémně vysoká teplota (10^7 K) může vést k jaderné fúzi. Běžně dosažitelné hodnoty tlaku a teploty však vlastnosti jádra neovlivňují. Výjimky byly zjištěny pouze u dvou typů přeměny: EZ a IP, kdy byl zjištěn malý vliv chemické vazby radionuklidu nebo tlaku na poločas jeho přeměny:

$$T(^7\text{Be}_{\text{kov}}) < T(^7\text{BeO}) \quad \text{EZ} \quad (T = 53,5 \text{ d}) \quad \Delta T = 11 \text{ m} \quad (0,015\%,)$$

$$\text{Podobně pro pár } ^7\text{BeO} - ^7\text{BeF}_2 \quad \Delta T = 0,069\%$$

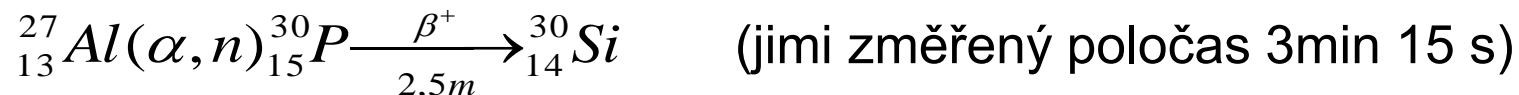
$$T(\text{K}^{99\text{m}}\text{TcO}_4) < T(^{99\text{m}}\text{Tc}_2\text{S}_7) \quad \text{IP} \quad (T = 6 \text{ h}) \quad \Delta T = 1 \text{ min} \quad (0,3\%)$$

$$T(^{235\text{m}}\text{UO}_2) < T(^{235\text{m}}\text{U}_{\text{kov}}) \quad \text{IP} \quad (T = 24,7 \text{ min}) \quad \Delta T = 3 \text{ min} \quad (9,8\%)$$

$$^{99\text{m}}\text{Tc}_{\text{kov}} - \text{tlakem } 10^4 \text{ MPa dosaženo zmenšení } T \text{ o } 0,025\%$$

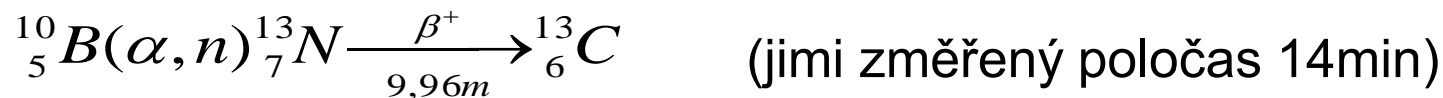
OBJEV UMĚLÉ RADIOAKTIVITY

1933 studium nově objeveného positronického záření při ozařování prvků alfa zářením ^{210}Po . Joliotovi ozařovali Al a současně měřili positrony. Zjistili, že vysílání positronů neustává po oddálení ^{210}Po . Podobný jev i při ozařování B a Mg. Interpretovali vznikem **umělých radionuklidů (1934)**:

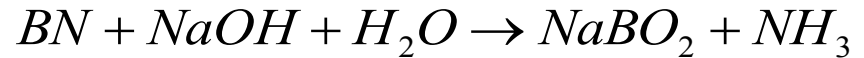


Al má jen jeden stabilní izotop. Chemický důkaz fosforu:

- 1) rozpuštění Al folie v HCl a odpaření, odparek neaktivní, ^{30}P uniká jako PH_3 s vodíkem;
- 2) rozpuštění Al v lučavce (oxidace), ^{30}P zůstává v odparku jako ${}^{30}\text{PO}_4^{3-}$ nebo se sráží přidáním Zr^{4+} .



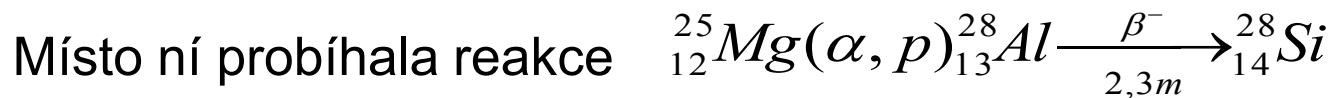
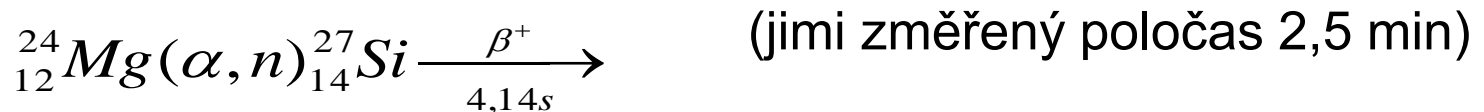
Bor má dva stabilní izotopy, ale reakce (α, n) na ^{11}B vede k ^{14}N .
Chemický důkaz ^{13}N rozpuštěním terčového BN v NaOH za varu,
unikající $^{13}\text{NH}_3$ byl zachycován v HCl



N obsažený v terči nemohl být zdrojem aktivity, neboť reakce



Reakce na Mg byla autory interpretována chybně:



Přirozené alfa zářiče neměly dostatečnou energii záření na
vyvolání mnoha dalších jaderných reakcí. Proto další rozvoj
přípravy umělých radionuklidů byl založen na využití urychlovačů
částic a zejména zdrojů neutronového záření.

ZVLÁŠTNÍ ZPŮSOBY PŘEMĚN UMĚLÝCH RADIONUKLIDŮ

Příprava radionuklidů binukleární reakcí často vede k produktu, který je více vzdálen od oblasti stability jader než jsou přirozené radionuklidy. S tím jsou spojeny některé zvláštnosti jejich samovolných přeměn.

Rozvětvená přeměna β

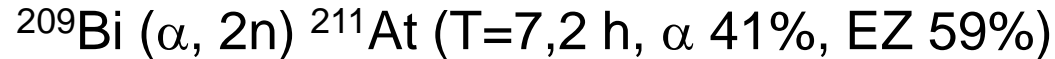
(U členů přirozených přeměnových řad je α, β^- . Ojedinele u ostatních přirozených radionuklidů je $\beta-\beta$: ^{40}K , ^{138}La)

U umělých:

- 1) β^- , EZ : vzácně, dodatečně většinou zjištěna i β^+
 ^{248}Bk (β^- 70% , EZ 30%) ; ^{242}Am (β^- 83% , EZ 17%) aj.
- 2) β^+ , EZ : častá, většina β^+ zářičů jsou i EZ
 ^{58}Co (β^+ 15% , EZ 85%) ;
- 3) β^- , β^+ , EZ : velmi častá kombinace
 ^{64}Cu (β^- 39% , β^+ 19%, EZ 42%)
- 4) β^- , β^+ : nezjištěna

Rozvětvená přeměna α

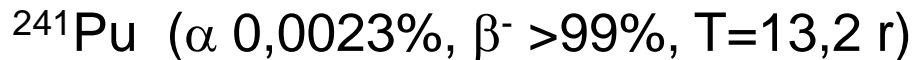
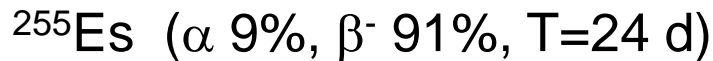
1940 Corson, McKenzie a Segre zjistili poprvé α u umělých radionuklidů:



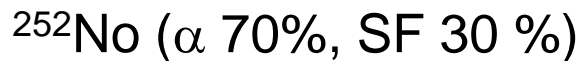
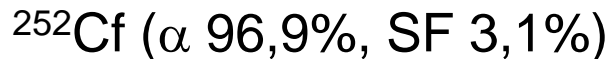
Typ α, EZ je běžný u transuranových prvků :



Přeměna α, β^- :

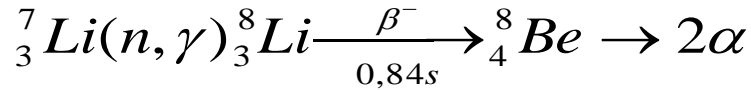


Přeměna α, SF :

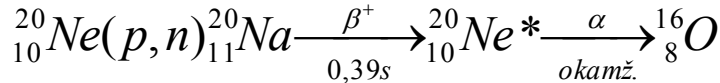
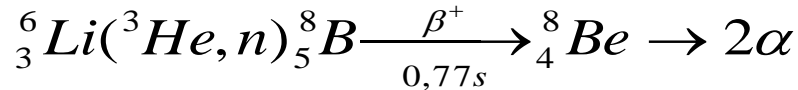


Zvláštní způsoby emise těžkých částic

1) Přeměna β a současná emise α



$10^{-14} - 10^{-16} \text{ s}$

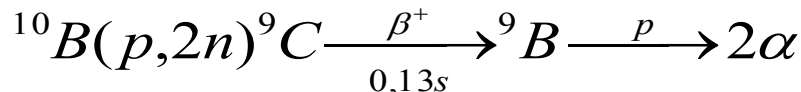
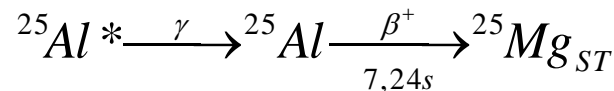
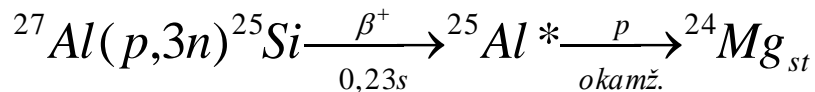


(Alvarez 1950)

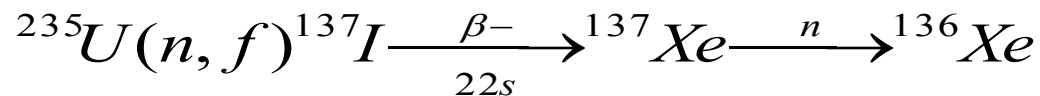
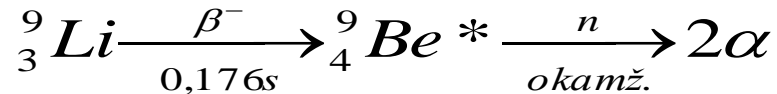
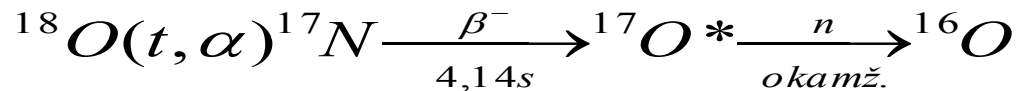
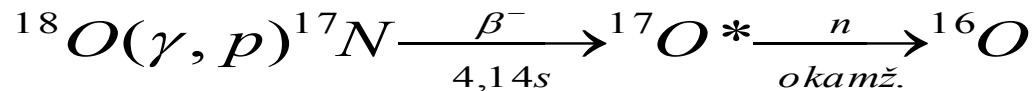
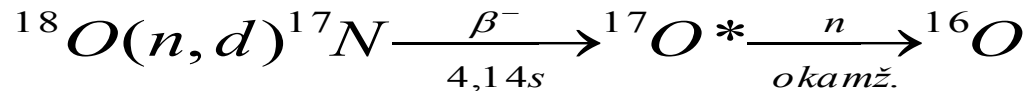
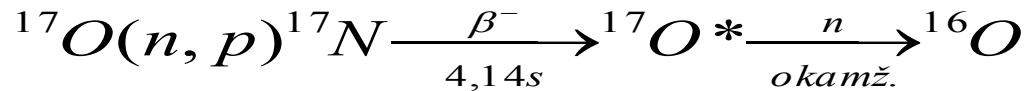
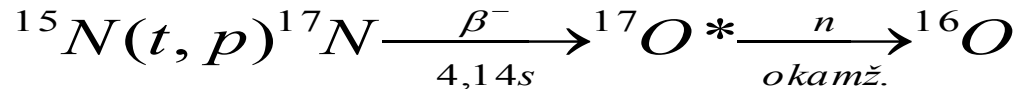
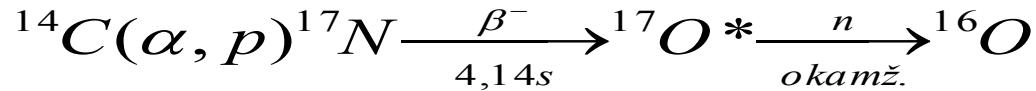
2) Protonová radioaktivita

Dželepov (1951), Goldanskij (1960) – předpověď

Flerov (1962), Bell (1963) experimentální potvrzení



3) Zpožděné neutrony

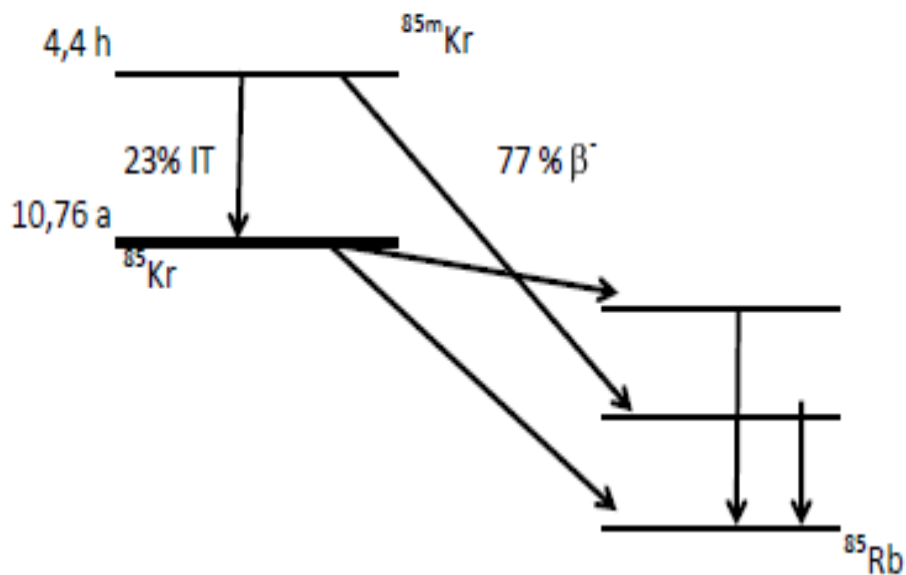
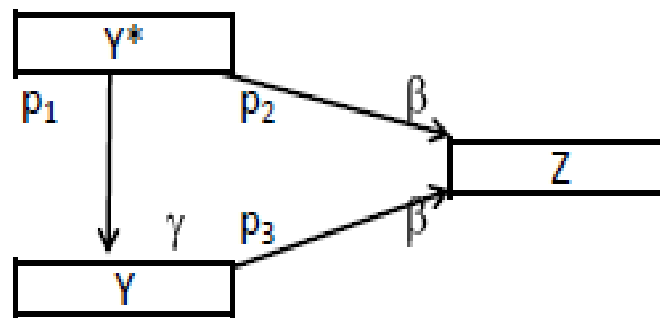


Typy jaderné izomerie (typická pro umělé radionuklidy)

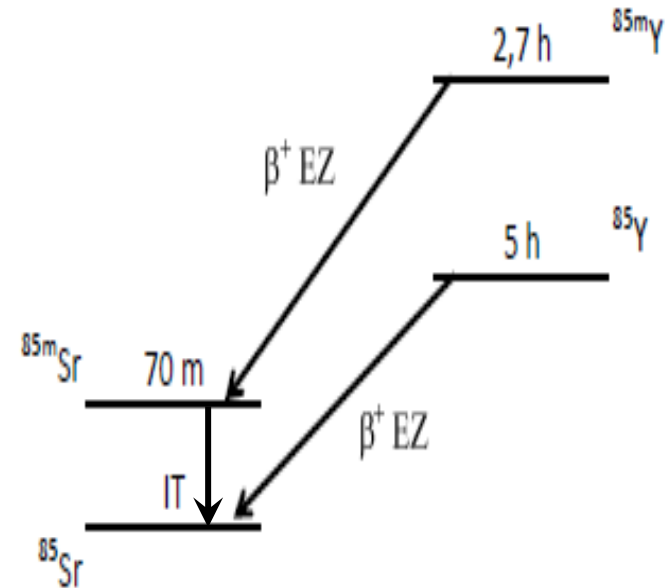
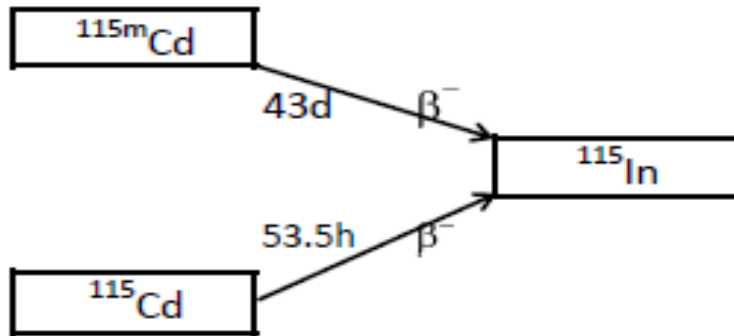
Obecné možnosti

$p_1 - p_3$ pravděpodobnost přechodu

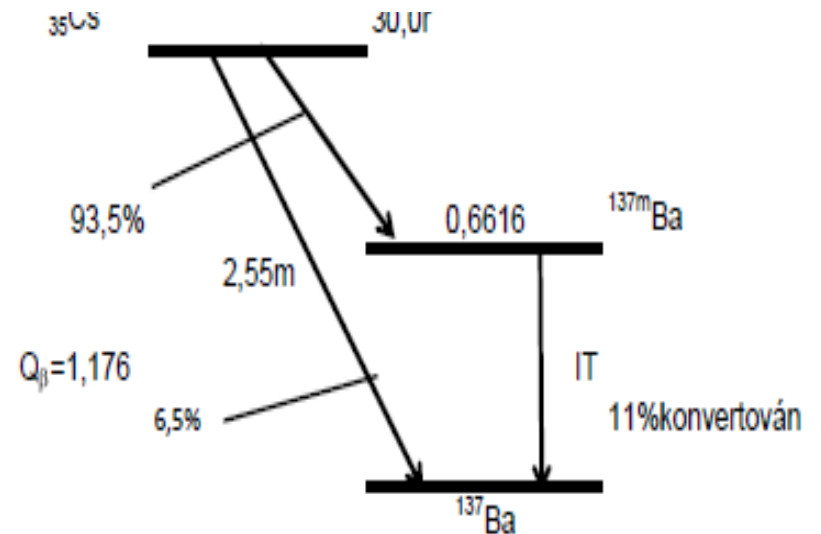
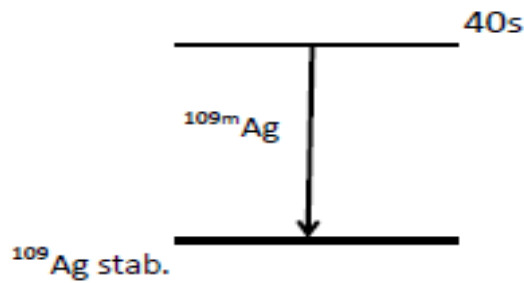
1) $p_1 \cong p_2, p_3 > 0$



2) typ $\beta - \beta$: $p_1 \ll p_2$ (izomerická)

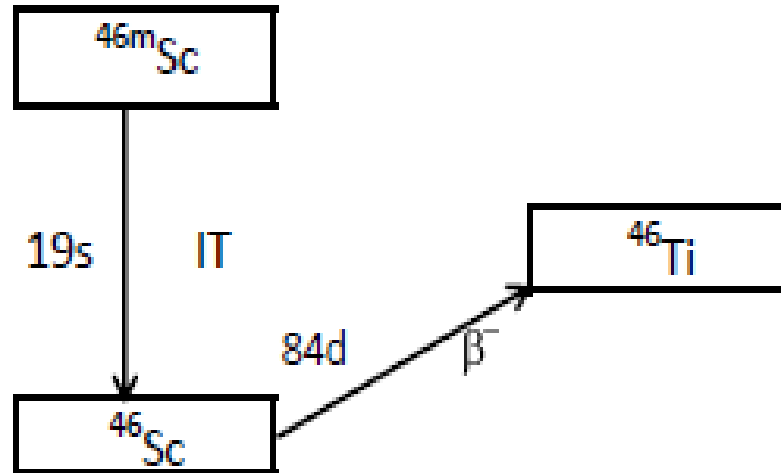


3) typ γ : $p_2 = p_3 = 0$, $T_2 \rightarrow \infty$

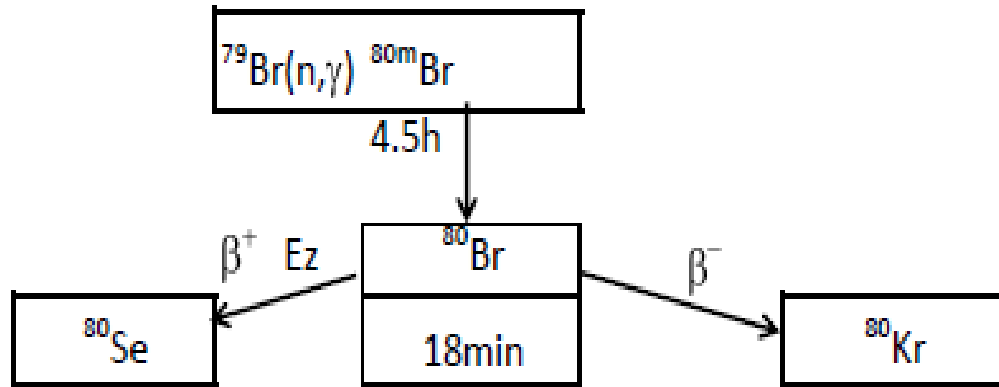


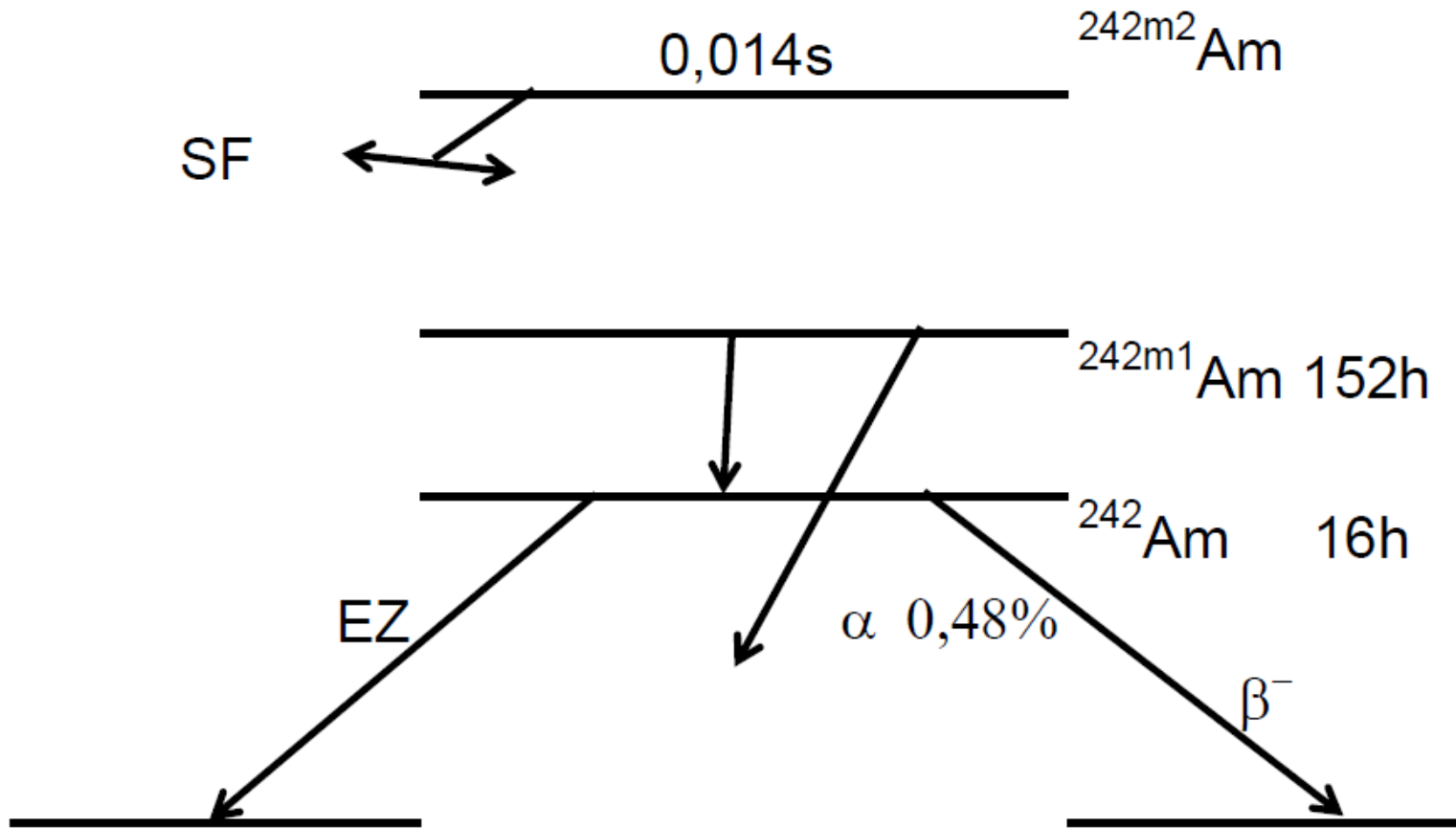
4) typ γ - β : $p_2 \approx 0$

$T_1 < T_2$



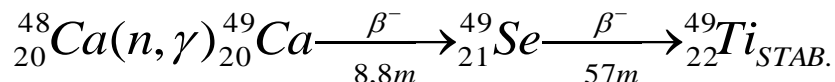
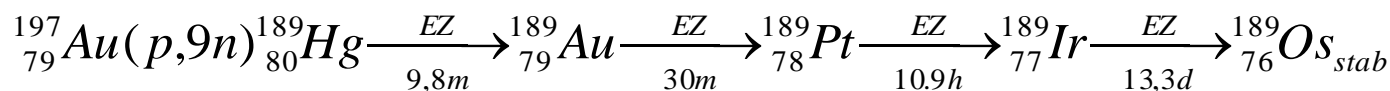
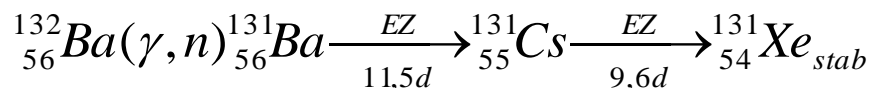
$T_1 > T_2$



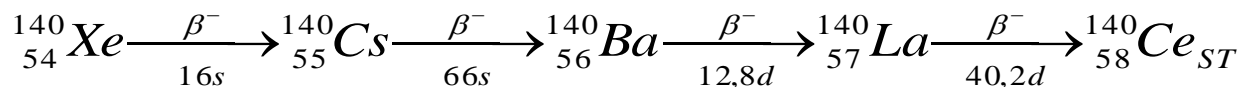
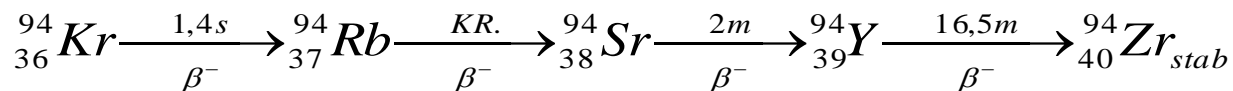


IZOBARICKÉ UMĚLÉ RADIOAKTIVNÍ ŘADY

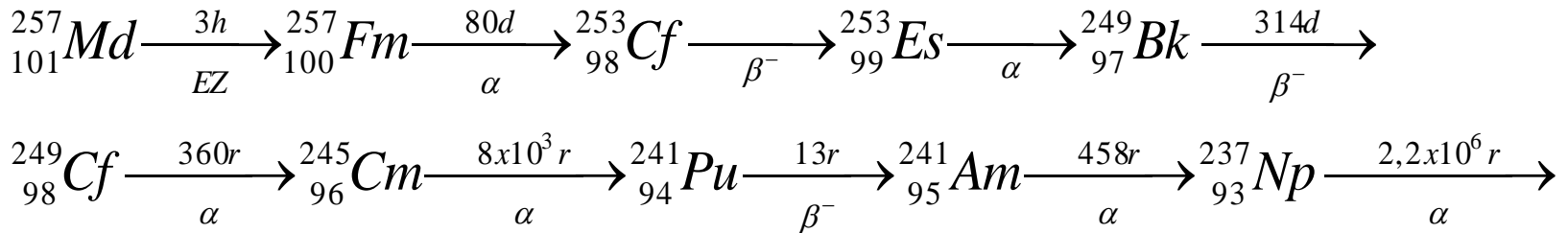
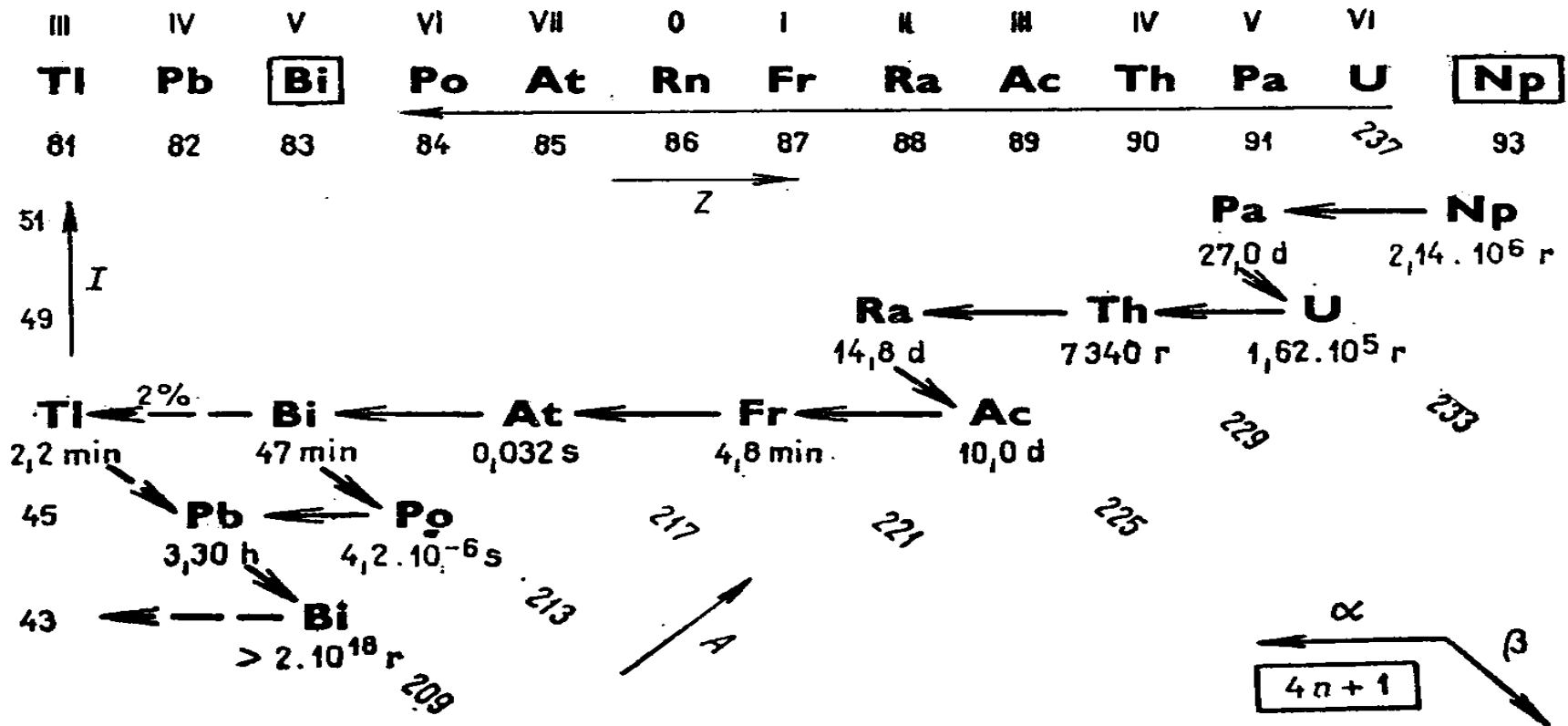
Délka závisí na vzdálenosti mateřského nuklidu od oblasti stability (nadbytku protonů nebo neutronů)

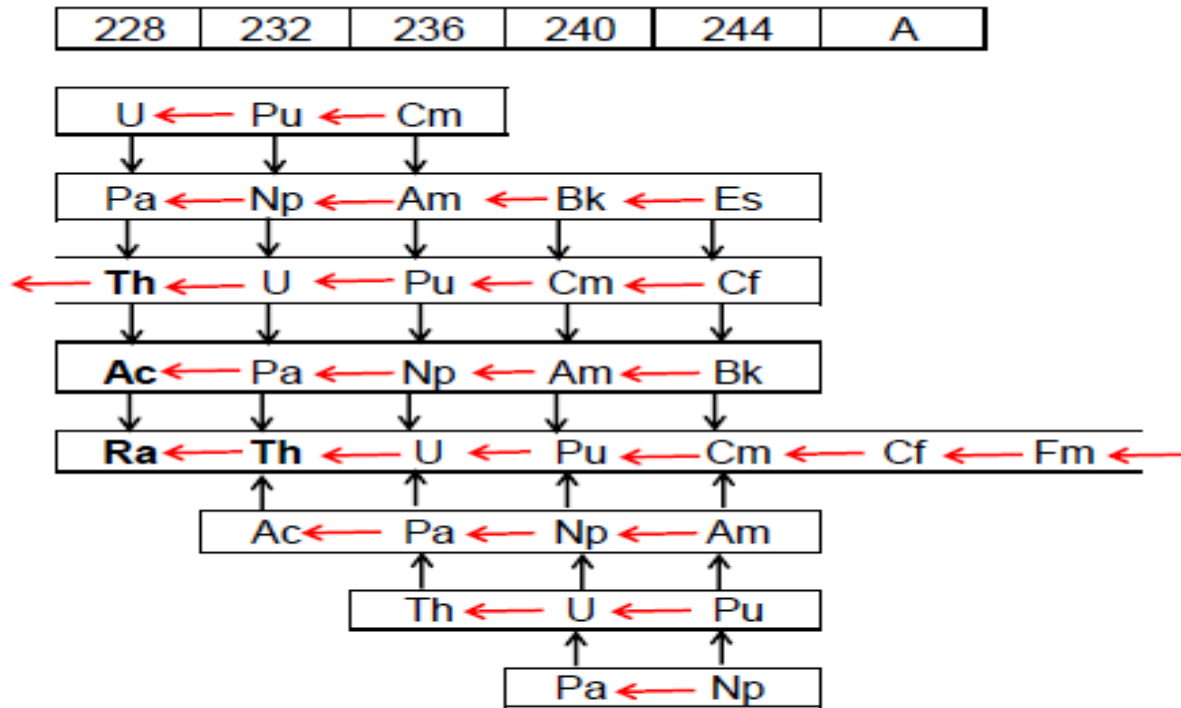


Produkty štěpení mají velký nadbytek neutronů

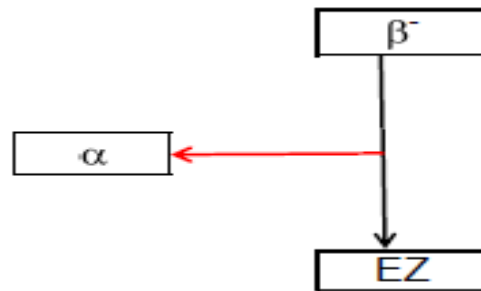


Umělá neptuniová a preneptuniová řada není izobarická



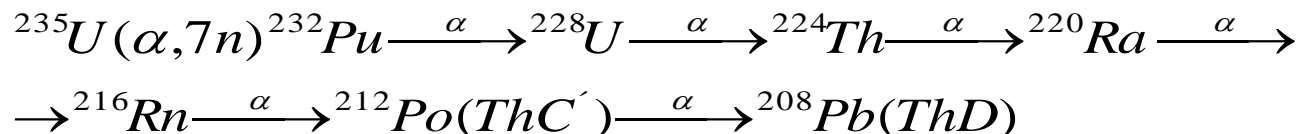
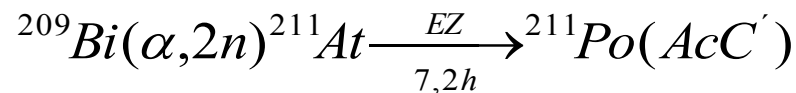


4n

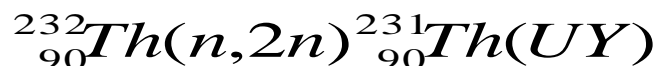


Vztah mezi umělými a přirozenými radionuklidy

Přirozené radionuklidy lze připravit uměle přímo nebo nepřímo :



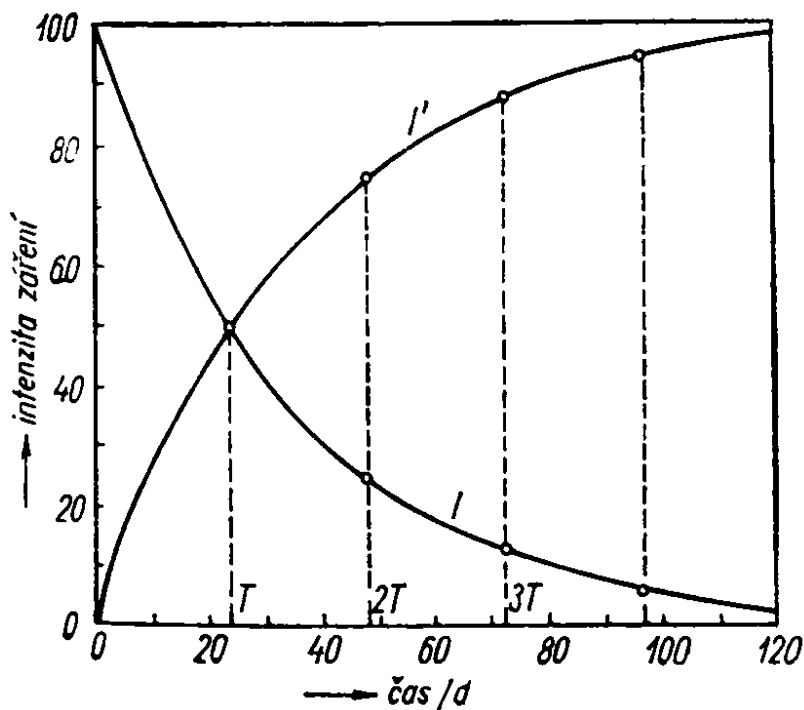
Uměle lze realizovat přechod z řady do řady :



„Umělé“ radionuklidy jsou nacházeny v přírodě. Přeměny obou typů radionuklidů se liší jen v důsledku většího rozsahu nestability těch umělých, jinak jsou zákonitosti jejich přeměny stejné. Proto jsou oba typy rozlišovány jen z historických důvodů a při posuzování vlivu lidské činnosti na životní prostředí člověka.

Kinetika jaderných reakcí

Časové změny souboru radioaktivních atomů (nuklidů) lze nejnázne studovat pomocí sledování změn intensity záření, které tento soubor vysílá. První takové sledování bylo provedeno v roce 1900, kdy bylo měřeno záření beta preparátu uranu, z něhož byl oddělen UX_1 (^{234}Th) spolusrážením s $\text{Fe}(\text{OH})_3$. Intenzita záření (I) UX_1 exponenciálně klesala s časem, I' zbylého uranu od oddělení UX_1 rostla od nuly:



$$I = I_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad I + I' = I_0$$

$$I' = I_0 - I = I_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t})$$

Základní kinetický zákon přeměny

Závislost počtu atomů N radionuklidu na čase lze odvodit třemi způsoby:

1) z experimentálně zjištěné závislosti intensity záření na čase:

Definujme *absolutní* aktivitu A jako okamžitou změnu počtu atomů s časem $A = - (dN/dt)$. Ta je úměrná *relativní* aktivitě I .

Protože $I = k.A$, platí také, že $I_0 = k.A_0$ a $A = A_0 . e^{-\lambda t}$

Počet atomů zbylých v čase t lze vypočítat integrací:

$$N = \int_t^{\infty} A dt = \int_t^{\infty} A_0 e^{-\lambda t} dt = A_0 \lambda^{-1} e^{-\lambda t}$$

$$\text{pro } t = 0 \quad N_0 = A_0 \lambda^{-1} \qquad N = N_0 . e^{-\lambda t}$$

2) z principů reakční kinetiky:

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

$$t = 0, N = N_0$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = \int_0^t -\lambda dt$$

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

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

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

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

$$A = A_0 e^{-\lambda t}$$

3) na základě počtu pravděpodobnosti (Schweidler, 1905)

$$p = \lambda \Delta t$$

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

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

$$\Delta t \rightarrow 0; n \rightarrow \infty$$

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

$$\text{pro } t = 0 \quad N = N_0$$

pravděpodobnost přeměny v Δt
atom nepodlehne přeměně v Δt

$$\Delta t = t/n$$

nepodlehne přeměně během $n\Delta t$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{1}{n}\right)^n = e$$

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{x}{n}\right)^n = e^x$$

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

N atomů nepodlehne rozpadu během doby t

Statistický charakter rozpadu !

$$A = -\frac{\Delta N}{\Delta t}$$

Přeměnová (rozpadová) konstanta λ

je základním kinetickým parametrem charakterizujícím radioaktivní přeměnu daného radionuklidu, pro nějž je specifická. Je nezávislá na tlaku, teplotě a chemické vazbě radionuklidu (vzácné výjimky).

Je rovna **pravděpodobnosti přeměny atomu v časové jednotce**

$$p = \lambda \Delta t, \Delta t = 1 \text{ rozměr } [s^{-1}] \text{ (min}^{-1}, \text{d}^{-1}, \text{r}^{-1})$$

Definice ČSN 011308 : Podíl pravděpodobnosti samovolné přeměny dP za časový interval dt a tohoto časového intervalu

Další význam lze odvodit ze základního kinetického zákona:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 e^{-\lambda t} = -\lambda N = -A \quad \lambda = \frac{A}{N}$$

aktivita vztažená na úhrnný počet radioaktivních atomů

Poločas přeměny T ($T_{1/2}$) a střední doba života τ atomu

T je čas, za který se rozpadne polovina původně přítomných atomů.

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad \frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T} \quad -\ln 2 = -\lambda T$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,69315}{\lambda} = 0,69315\tau$$

V intervalu $(t, t+dt)$ existuje N atomů, jejichž celková doba života je Ndt . Úhrnná doba života všech atomů od $t=0$ do $t=\infty$ je $\int_0^{\infty} Ndt$.

$$\text{Pak} \quad \tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N_0 e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad \left(\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt = \left(\frac{-e^{-\lambda t}}{\lambda} \right)_0^{\infty} = 0 - \left(-\frac{1}{\lambda} \right) = \frac{1}{\lambda} \right)$$

$$\tau = 1,4428T \quad N_{\tau} = N_0 e^{-\lambda\tau} = N_0 e^{-1} = 0,368N_0 \cong 37\%N_0$$

Jednotky aktivity

Současná oficiální jednotka je **becquerel**: **1 Bq = 1 s⁻¹**

(dps = 1 s⁻¹, dpm = 1 min⁻¹)

Historické jednotky:

Původně byla aktivita vyjadřována ve váhových jednotkách, odpovídajících váhovému množství RaCl₂

„mg eff“ (pro Ra) a „mg ekvivalent Ra“ pro γ (0,5 mm Pb).

Později byla používána jednotka „**curie**“ (c, Ci), odpovídající aktivitě Rn v rovnováze s 1 g Ra (6,5x10⁻⁶g - 0,65mm³ Rn) nebo později označující množství radionuklidu, v němž dochází k 3,7x10¹⁰ des/s. S touto jednotkou se dosud setkáváme.

$$1 \text{ Ci} = 3,7 \times 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ GBq} \quad 1 \text{ Bq} = 27 \text{ pCi}$$

Starší, už nepoužívané jednotky jsou „rd“ (rutherford) 10⁶ des/s a Macheova jednotka, která je ovšem jednotkou koncentrace aktivity:

$$1 \text{ M.J.} = 3,62 \times 10^{-10} \text{ Ci.l}^{-1} = 362 \text{ pCi.l}^{-1} = 13,4 \text{ Bq.l}^{-1}$$

Aktivita a množství radionuklidu

Srovnání dvou radionuklidů X_1, X_2

$$A_1 = \lambda_1 N_1 \quad A_2 = \lambda_2 N_2$$

$N_1 = N_2$: stejnému počtu atomů odpovídá poměr aktivit $\frac{A_1}{A_2} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{T_2}{T_1}$

$A_1 = A_2$: stejné aktivitě odpovídá poměr počtu atomů $\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_1}{T_2}$

Množství radionuklidu m v gramech (N_A Avogadrova konstanta,
 M molární hmotnost nuklidu)

$$A = \lambda N = \frac{0,693}{T} \frac{m \cdot N_A}{M}$$

$$m = \frac{MAT}{0,693 \times 6,023 \times 10^{23}} = 2,4 \times 10^{-24} MAT \quad (\text{A a T ve stejných jednotkách!})$$

1kBq ^{32}P (T=14 d) - $9,5 \times 10^{-14}$ g

1kBq ^{238}U - 81mg

Měrná aktivita (a)

$$a = \frac{N^*}{N + N^*}$$

specific activity; spezifische Aktivität

Měrná (hmotnostní) aktivita $a_m = \frac{A}{m}$ různý výklad!

Molární aktivita $a_n = \frac{A}{n}$

Koncentrace aktivity $a_v = \frac{A}{V}$ objemová $a_m = \frac{A}{m}$ hmotnostní!

Plošná (a délková) aktivita $a_s = \frac{A}{S}$ ($a_l = \frac{A}{l}$)

Radionuklid **bez nosiče** (beznosičový, carrier-free, c.f.) –
s vysokou měrnou aktivitou, bez **přidaného** nosiče.
Nyní se označuje NCA (no carrier added).

Způsoby výpočtu přeměny radionuklidu

$$1) \quad N = N_0 e^{-\lambda t}$$

$$N_0 - N = N_0 - N_0 e^{-\lambda t} = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

$$2) \quad t = nT \quad \frac{N}{N_0} = e^{-\lambda nT}$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda nT = -n \frac{\ln 2}{T} T = -\ln 2^n \quad \frac{N}{N_0} = \frac{1}{2^n}$$

$$3) \quad t \ll T \quad e^{-x} = 1 - \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} - \frac{x^3}{3!} + \dots$$

$$N \approx N_0 (1 - \lambda t)$$

$$N_0 - N \approx N_0 - N_0 (1 - \lambda t)$$

$$\frac{N_0 - N}{N_0} \approx \lambda t$$

$$N_0 - N \approx N_0 \lambda t$$

Příklad výpočtu minimálního T primordiálních radionuklidů

Stáří Země $4,5 \times 10^9$ r = t $n = t/T$ $\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2^n}$

$n = 20$ ($T = 2,25 \times 10^8$ r) $N/N_0 = 10^{-6}$ je naděje detekce zbytku

$n = 40$ ($T = 1,12 \times 10^8$ r) $N/N_0 = 9 \times 10^{-13}$ nepatrná naděje

$n = 45$ (**$T = 1 \times 10^8$ r**) $N/N_0 = 3 \times 10^{-14}$ mez zjistitelnosti

^{235}U ($T = 7 \times 10^8$ r), zůstalo 1,16% z množství při vzniku Země, původní izotopické zastoupení bylo 22,7% , nyní je jen 0,7%

	T	zůstalo
^{244}Pu	$7,6 \times 10^7$ r	$1,5 \times 10^{-16}$ %
^{236}U	2×10^7 r	$1,9 \times 10^{-66}$ %
^{129}I	$1,7 \times 10^7$ r	$2,1 \times 10^{-78}$ %
^{247}Cm	$1,6 \times 10^7$ r	2×10^{-83} %

Určení poločasů

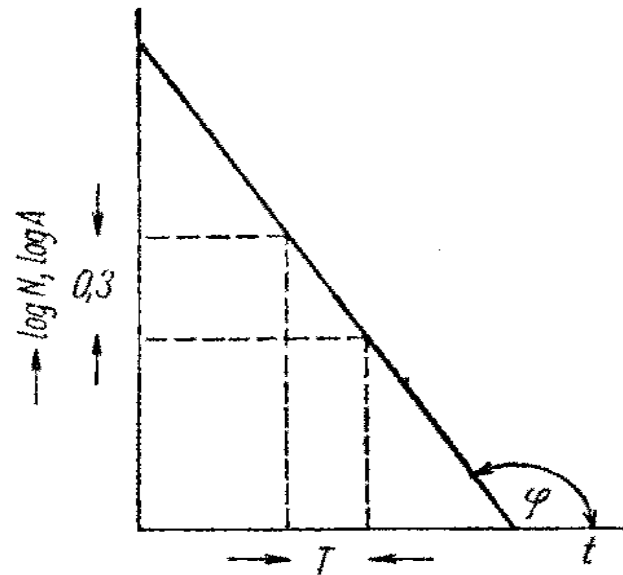
1) Měřením poklesu aktivity radionuklidu s časem. Výhodné je vynášet výsledky v semilogaritmickém měřítku jako přímku. Tento průběh je také důkazem přítomnosti jen jednoho radionuklidu.

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad A = A_0 e^{-\lambda t} \quad \log A = \log A_0 - \lambda t \log e$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\lambda \log e = -\frac{1}{T} \ln 2 \log e = -\frac{1}{T} \log 2 = -\frac{0,30}{T}$$

$$\log A_0 - \log A = \frac{0,30}{T} t$$

Měření lze realizovat je-li poločas delší než asi 1000 s opakovaným měřením A v dostatečně dlouhých intervalech.

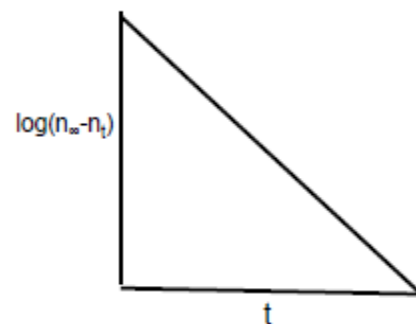


Je-li poločas kratší (100-1000 s) lze měřit kontinuálně narůstající počet přeměněných radionuklidů počítáním pulsů na měřicím zařízení n_t a vynést v logaritmickém měřítku rozdíl mezi konečným naměřeným počtem pulsů n_∞ a n_t proti času t .

$$n_t = N_0 - N_t = N_0 (1 - e^{-\lambda t})$$

$$N_0 = n_\infty \quad n_t = n_\infty (1 - e^{-\lambda t})$$

$$\log (n_\infty - n_t) = \log n_\infty - \lambda t \log e$$



Ještě kratší poločasy (0,01- 100 s) lze měřit na pohybuujícím se pásu serií detektorů, kdy se vynáší logaritmus naměřeného počtu impulsů jako funkce poměru vzdálenosti detektorů a rychlosti pásu.

2) Velmi dlouhé poločasy lze vypočítat ze zjištěné absolutní aktivity A a počtu atomů N radionuklidu ($T = 0,693 N/A$) nebo z poměru počtu atomů dvou radionuklidů v trvalé radioaktivní rovnováze, známe-li T jednoho z nich ($T_2 = T_1 N_2 / N_1$).

Průběh vzniku radioaktivního prvku při konstantní rychlosti jeho tvorby Q

$$\frac{dN}{dt} = Q - \lambda N = -\lambda \left(N - \frac{Q}{\lambda} \right)$$

$$\int_0^N \frac{dN}{N - \frac{Q}{\lambda}} = \int_0^t -\lambda dt$$

$$\ln \left(N - \frac{Q}{\lambda} \right) - \ln \left(0 - \frac{Q}{\lambda} \right) = -\lambda t$$

$$\left[\int \frac{dx}{x+a} = \ln(x+a) + C \right]$$

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

$$N - \frac{Q}{\lambda} = -\frac{Q}{\lambda} e^{-\lambda t}$$

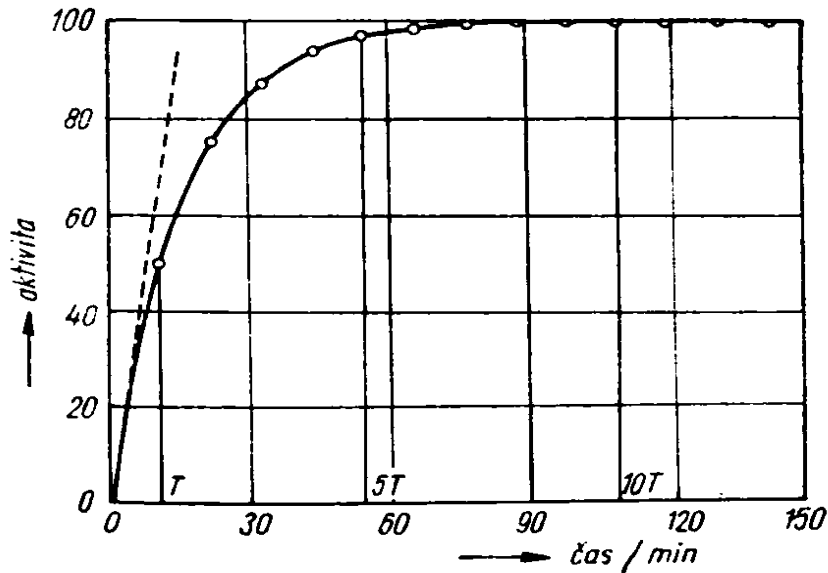
$$A = \lambda N = Q(1 - e^{-\lambda t})$$

$$N = \frac{Q}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t})$$

$$t = \infty, \quad e^{-\lambda t} \rightarrow 0, \quad N_{\infty} = \frac{Q}{\lambda}, \quad A_{\infty} = Q$$

$$A = A_{\infty} (1 - e^{-\lambda t})$$

$$N = N_{\infty} (1 - e^{-\lambda t})$$



$$t \ll T \text{ pak } 1 - e^{-\lambda t} \cong \lambda t$$

$$t = T \text{ pak } N_T = N_\infty (1 - e^{-\lambda T}) = N_\infty (1 - e^{-\ln 2})$$

$$= N_\infty \left(1 - \frac{1}{e^{\ln 2}}\right) = N_\infty \left(1 - \frac{1}{2}\right) = \frac{1}{2} N_\infty$$

1) vznik radioaktivní přeměnou $Q = \lambda N_{\text{mateřského nuklidu}}$.

2) vznik jadernou reakcí $Q = \varphi \sigma N_{\text{terčového jádra}}$

$$A = \varphi \sigma N_{\text{terč}} (1 - e^{-\lambda t}) \quad \varphi [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}] \text{ tok střel, } \sigma [\text{m}^2] \text{ účinný průřez}$$

jen pro malé změny $N_{\text{terč}}$!

jádra

Soustava nezávislých radionuklidů

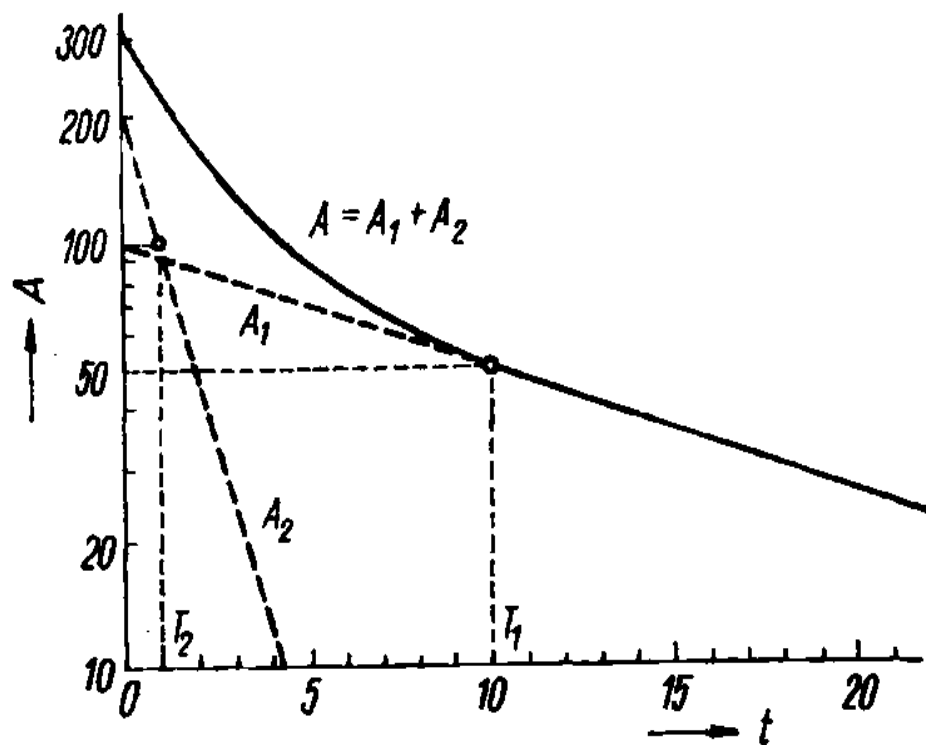
Dva radionuklidy

$$A = A_1 + A_2 = A_1^0 e^{-\lambda_1 t} + A_2^0 e^{-\lambda_2 t}$$

Více (i) radionuklidů

$$A = \sum_{i=1}^n A_i$$

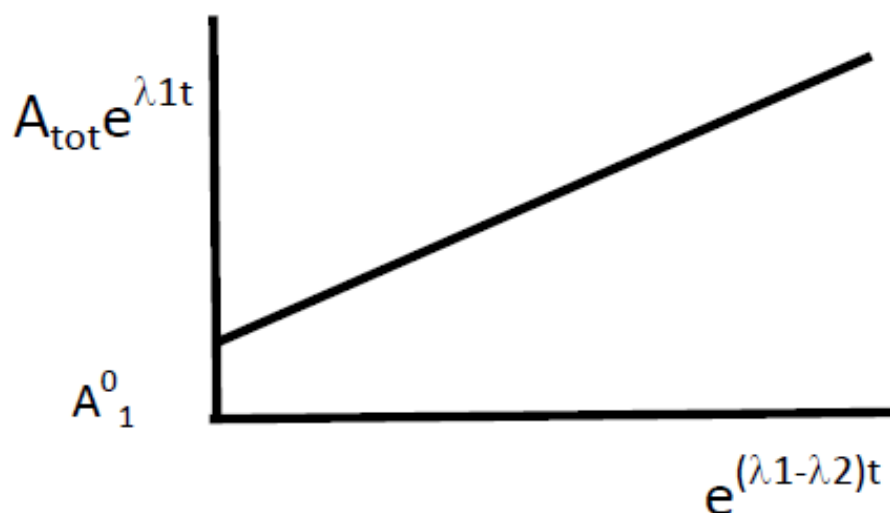
Možnost rozložení průběhu celkové aktivity a stanovení dostatečně rozdílných poločasů T_1 a T_2



Průběh složené přeměnové křivky lze rektifikovat a tak zjednodušit její analýzu, známe-li poločasy – není nutné měřit celý průběh křivky

$$A_{tot} = A_1^0 e^{-\lambda_1 t} + A_2^0 e^{-\lambda_2 t} / \cdot e^{\lambda_1 t}$$

$$A_{tot} e^{\lambda_1 t} = A_1^0 + A_2^0 e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$$



$$\operatorname{tg} \varphi = A_2^0$$

Soustava dvou geneticky vázaných radionuklidů



$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

$$dN_2 + \lambda_2 N_2 dt = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t} dt$$

$$N_2 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) + N_2^0 e^{-\lambda_2 t}$$

pro $t=0$ $N_2^0 = 0$ (čistý mateřský radionuklid) zjednodušení

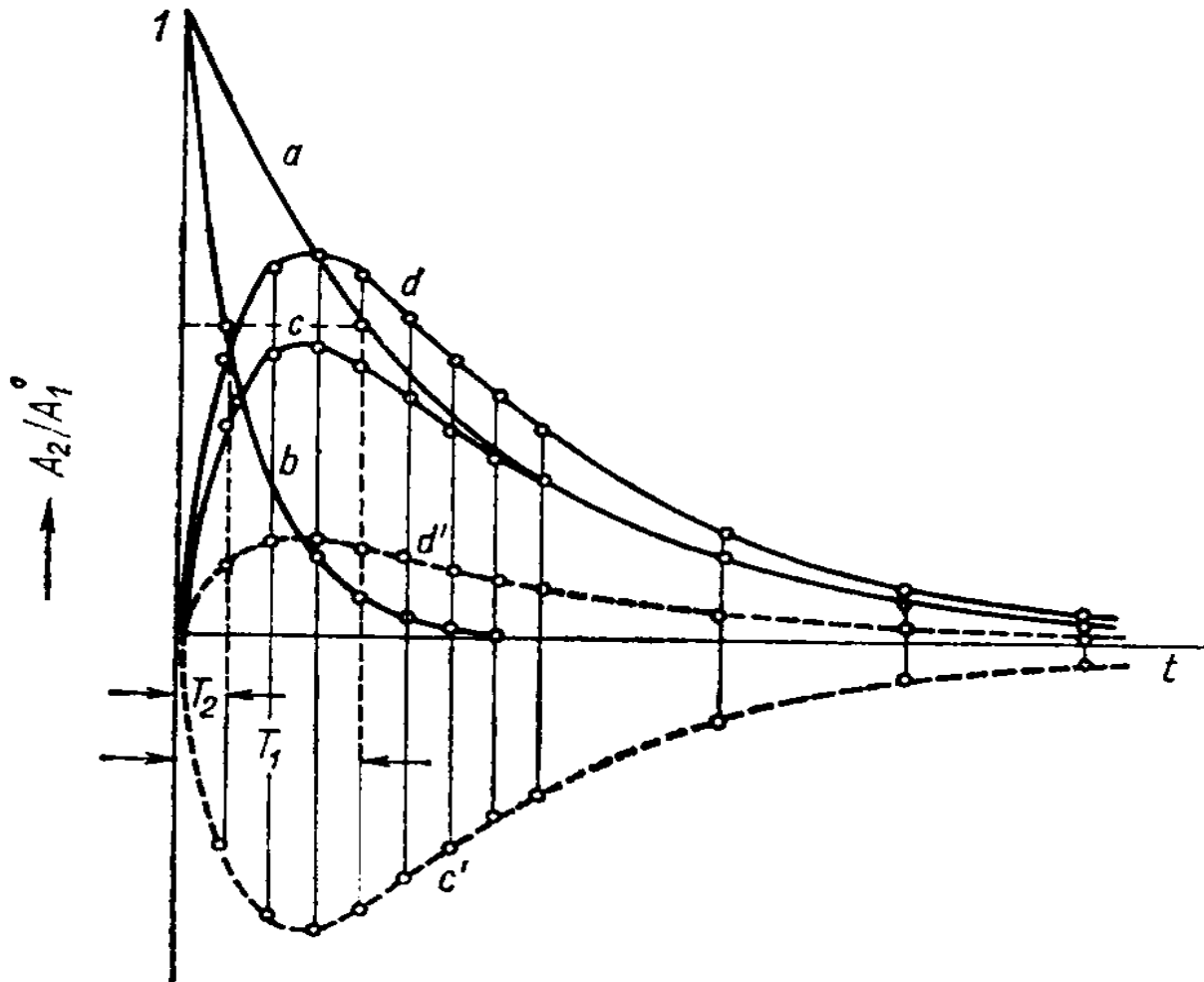
$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} A_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\frac{0,693}{T_2}}{\frac{0,693}{T_2} - \frac{0,693}{T_1}} = \frac{\frac{0,693}{T_2}}{\frac{0,693(T_1 - T_2)}{T_1 T_2}} = \frac{T_1}{T_1 - T_2}$$

$$A_2 = \frac{T_1}{T_1 - T_2} A_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$T_1 > T_2 \rightarrow c$$

$$T_1 < T_2 \rightarrow c'$$



$$a = \frac{A_2}{A_1^0} e^{-\lambda_1 t}$$

$$b = \frac{A_2}{A_1^0} e^{-\lambda_2 t}$$

$$c = a - b$$

$$d = \frac{T_1}{T_1 - T_2} c$$

Poloha maxima A_2

$$A_2 = A_1^0 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad \frac{dA_2}{dt} = 0$$

$$-\frac{A_1^0 \lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t_m} + \frac{A_1^0 \lambda_2^2}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_2 t_m} = 0 \quad \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t_m}$$

$$\lambda_1 e^{-\lambda_1 t_m} = \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_m}$$

$$\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = (\lambda_1 - \lambda_2)t_m$$

$$t_m = \frac{2,3}{\lambda_1 - \lambda_2} \log \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = 3,3 \frac{T_1 T_2}{T_2 - T_1} \log \frac{T_2}{T_1}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = 0$$

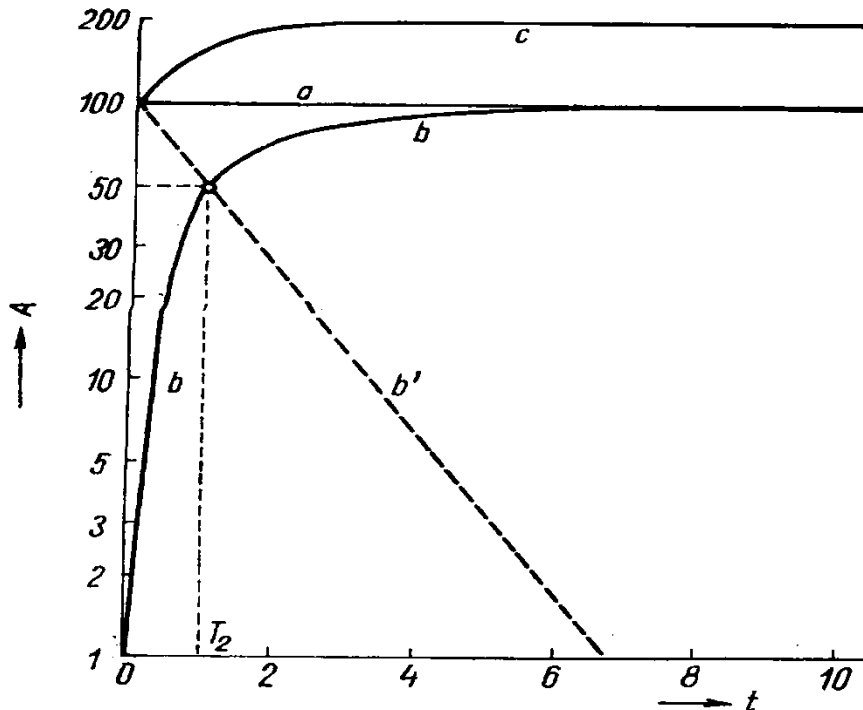
$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \rightarrow A_1 = A_2$$

Radioaktivní rovnováhy

1) **Trvalá rovnováha** - podmínky $T_1 \gg T_2$ ($\lambda_1 \ll \lambda_2$); $t \ll T_1$; $t > 10 T_2$

$$N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad e^{-\lambda_1 t} \rightarrow 1 \quad e^{-\lambda_2 t} \rightarrow 0$$

$$N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \quad A_2 = A_1^0$$



$$A_2 = A_1^0 (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$a = A_1$$

$$b' = A_1 e^{-\lambda_2 t}$$

$$b = b' - a$$

$$c = a + b$$

2) posuvná rovnováha - podmínky $T_1 > T_2$ ($\lambda_1 < \lambda_2$); $t \sim T_1$; $t > 10 T_2$

$$N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad e^{-\lambda_2 t} \rightarrow 0$$

$$N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} = N_1 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = N_1 \frac{T_2}{T_1 - T_2}$$

$$A_2 = A_1 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = A_1 \frac{T_1}{T_1 - T_2}$$

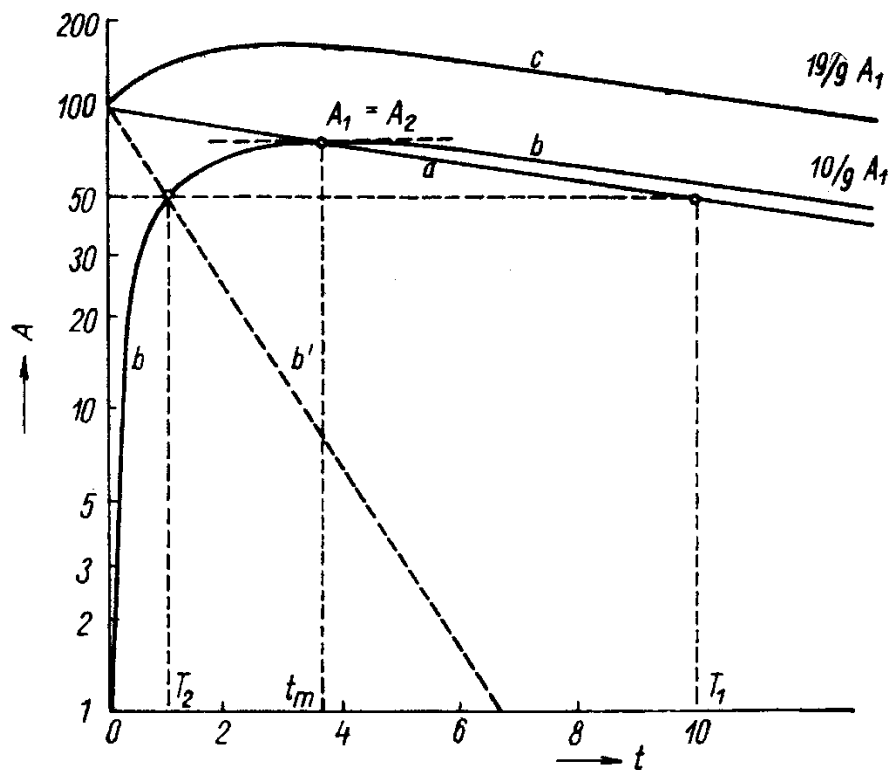
$$A_2 = A_1^0 \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$a = A_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$b' = A_1^0 e^{-\lambda_2 t}$$

$$b = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (b' - a)$$

$$c = a + b$$

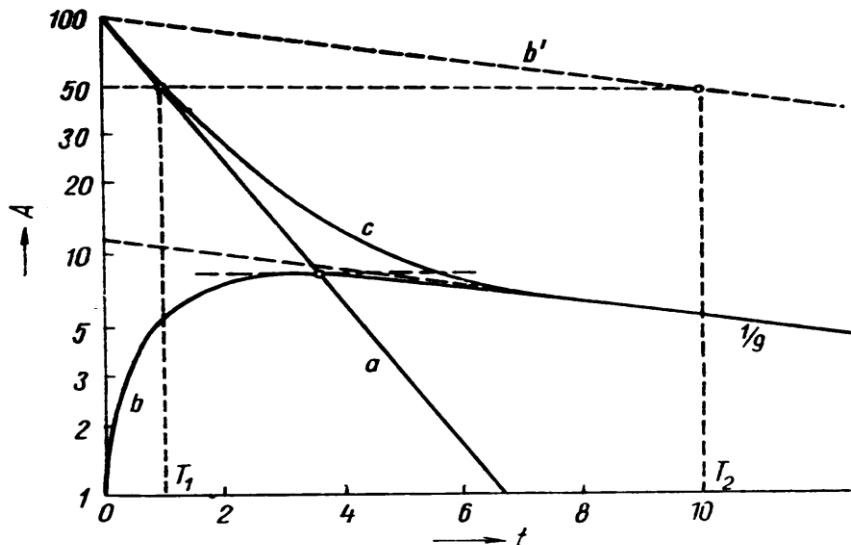


Je-li $T_1 < T_2$ ($\lambda_1 > \lambda_2$) rovnováha nemůže nastat. Průběh celkové aktivity je jen podobný směsi dvou nezávislých radionuklidů. Protože $\lambda_1 > \lambda_2$ je zlomek $\lambda_1 / (\lambda_2 - \lambda_1)$ záporný a tvar rovnice se mění:

$$N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \quad \rightarrow \quad N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t})$$

Pro $t > 10 T_1$ je $e^{-\lambda_1 t} \rightarrow 0$ a tedy $N_2 = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{-\lambda_2 t}$

$$A = A_1 + A_2 = A_1^0 e^{-\lambda_1 t} + A_1^0 \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t})$$



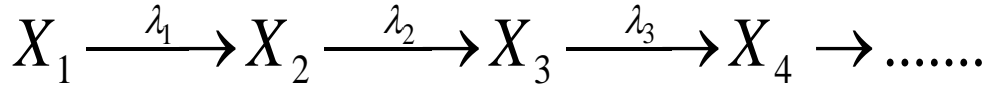
$$a = A_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$b' = A_1^0 e^{-\lambda_2 t}$$

$$b = \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} (b' - a)$$

$$c = a + b$$

Přeměnové řady



$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1}N_{i-1} - \lambda_i N_i$$

$$N_2^0, N_3^0, \dots, N_n^0 = 0$$

$$N_n = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} N_1^0 \sum_{i=1}^{i=n} C_i e^{-\lambda_i t} \quad C_i = \prod_{j=1, j \neq i}^{j=n} \frac{1}{\lambda_j - \lambda_i} \quad i \neq j$$

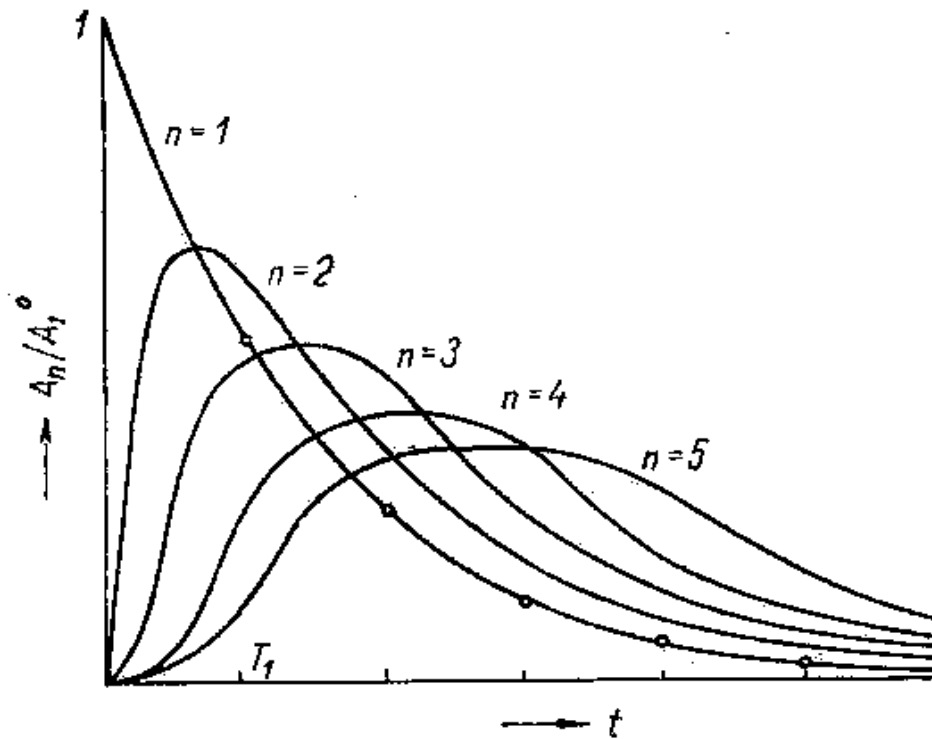
$$N_2 = \lambda_1 N_1^0 \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)} \right) = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t})$$

$$N_3 = \lambda_1 \lambda_2 N_1^0 \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right)$$

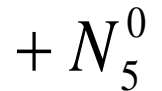
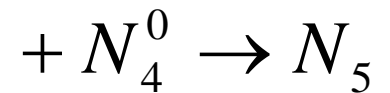
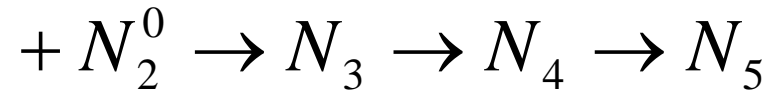
$$N_2^0, N_3^0 \dots N_n^0 = 0$$

$$\frac{dN_i}{dt} = \lambda_{i-1}N_{i-1} - \lambda_i N_i = 0$$

$$A_{i-1} = A_1$$



$$N_2^0, N_3^0 \dots N_n^0 \neq 0$$



Radioaktivní rovnováhy

Posuvná $T_1 > T_2, T_3 \dots T_n$ $t > 10 T_2, T_3 \dots T_n$

$$N_n = \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} N_1^0 C_1 e^{-\lambda_1 t} \quad A_1 = \lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t}$$

$$N_n = \frac{A_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1}}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)}$$

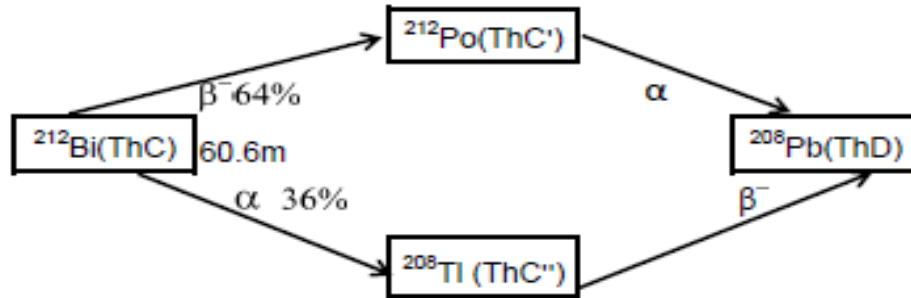
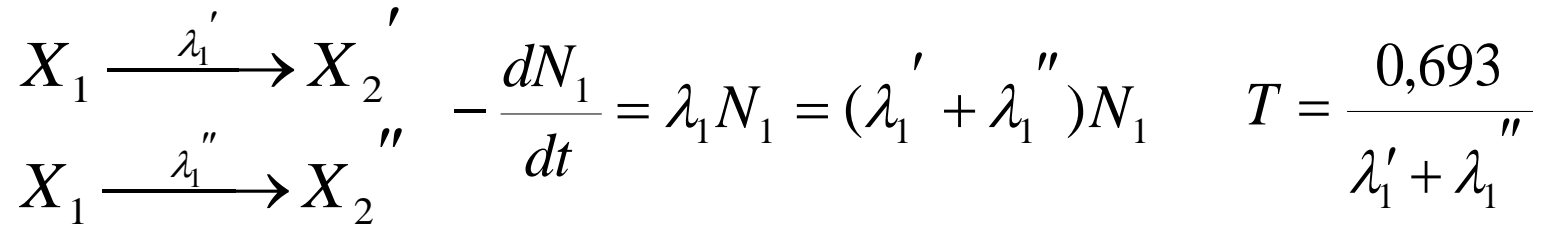
$$\frac{A_n}{A_1} = \frac{\lambda_n N_n}{\lambda_1 N_1^0 e^{-\lambda_1 t}} = \frac{\lambda_2 \lambda_3 \dots \lambda_{n-1} \lambda_n}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)}$$

$$\frac{A_n}{A_1} = \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \dots \frac{\lambda_n}{\lambda_n - \lambda_1} = \frac{T_1}{T_1 - T_2} \dots \frac{T_1}{T_1 - T_n}$$

Trvalá $T_1 \gg T_2, T_3 \dots T_n$ $t > 10 T_2, T_3 \dots T_n$

$$\frac{A_n}{A_1} = \left(\frac{T_1}{T_1} \right)^n = 1 \quad N_n = N_1^0 \frac{\lambda_1}{\lambda_n} = N_1 \frac{T_n}{T_1}$$

Rozvětvená radioaktivní přeměna



$$\lambda = \lambda_\alpha + \lambda_\beta$$

$$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda} = 0,362$$

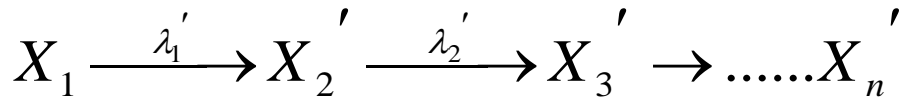
$$\frac{\lambda_\beta}{\lambda} = 0,638$$

^{252}Cf : $T = 2,646 \text{ r}$, $T_{SF} = 85 \text{ r}$, $T_\alpha = ?$

$$\frac{\lambda_{SF}}{\lambda} = \frac{T}{T_{SF}} = \frac{2,646}{85} = 0,031 (= 3,1\% SF)$$

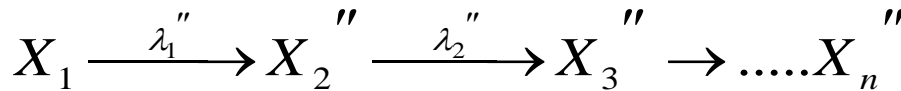
$$\frac{\lambda_\alpha}{\lambda} = 0,969 \quad \frac{T}{T_\alpha} = 0,969 \quad T_\alpha = \frac{2,646}{0,969} = 2,73 \text{ r}$$

Rozvětvená přeměna v řadě



$$dN_1/dt = -(\lambda_1' + \lambda_1'')N_1$$

$$dN_2'/dt = \lambda_1' N_1 - \lambda_2' N_2'$$



$$dN_2''/dt = \lambda_1'' N_1 - \lambda_2'' N_2''$$

$$N_n = \lambda_1^* \lambda_2^* \dots \lambda_{n-1}^* N_1^0 \sum_{i=1}^n C_i e^{-\lambda_i t}$$

pro $X_1 \rightarrow X_2' \rightarrow X_3'$

$$\lambda_1^* = \lambda_1'$$

$$\lambda_1 = \lambda_1' + \lambda_1''$$

$$\lambda_2^* = \lambda_2'$$

pro $X_1 \rightarrow X_2'' \rightarrow X_3''$

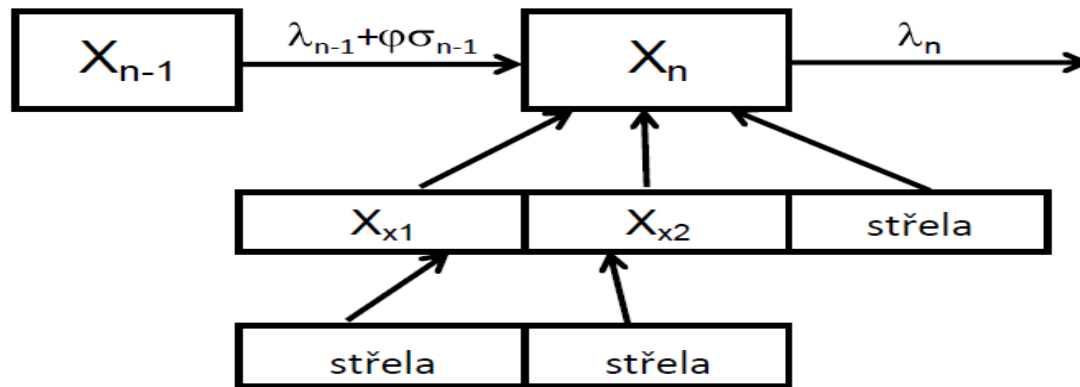
$$\lambda_1^* = \lambda_1''$$

$$\lambda_1 = \lambda_1' + \lambda_1''$$

$$\lambda_2^* = \lambda_2''$$

Transformace v toku aktivujících částic Bateman – Rubinson

$$-\frac{dN_1}{dt} = \varphi\sigma_1 N_1 + \lambda_1 N_1 = (\varphi\sigma_1 + \lambda_1) N_1 \quad \Lambda = \varphi\sigma + \lambda$$



$$\frac{dN_n}{dt} = \lambda_{n-1} N_{n-1} + \varphi\sigma_x N_x - (\varphi\sigma_n + \lambda_n) N_n$$

$$N_n = \Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^* N_1^* \sum_{i=1}^n C_i e^{-\Lambda_i t} \quad C_i = \prod_{j=1}^{j=n} \frac{1}{\Lambda_j - \Lambda_i}$$

$$X_1 \xrightarrow[(n,\gamma)]{\varphi\sigma_1} X_2 \xrightarrow[\beta^-]{\lambda_2} X_3 \quad N_n = \Lambda_1^* \Lambda_2^* \dots \Lambda_{n-1}^* N_1^* \sum_{i=1}^n C_i e^{-\Lambda_i t}$$

$$N_2 = \Lambda_1^* N_1^0 (C_1 e^{-\Lambda_1 t} + C_2 e^{-\Lambda_2 t}) \quad C_1 = \frac{1}{\lambda_2 - \varphi\sigma_1}$$

$$\Lambda_1^* = \Lambda_1 = \varphi\sigma_1 \quad \Lambda_2 = \lambda_2$$

$$N_2 = \varphi\sigma_1 N_1^0 \frac{(e^{-\varphi\sigma_1 t} - e^{-\lambda_2 t})}{\lambda_2 - \varphi\sigma_1} \quad C_2 = \frac{1}{\varphi\sigma_1 - \lambda_2}$$

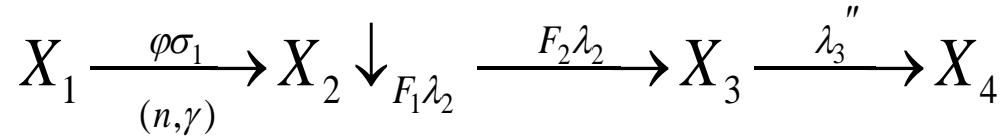
$\varphi\sigma_1 \ll \lambda_2$ ANO/NE: ^{56}Mn : $T = 2,6 \text{ h}$; $\lambda = 7,47 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$
 $\sigma = 13,6 \times 10^{-28} \text{ m}^2$; $\varphi = 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
 $\varphi\sigma = 1,36 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ ANO

$$N_2 = \frac{\varphi\sigma_1 N_1^0}{\lambda_2} (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

$$A_2 = \varphi\sigma_1 N_1^0 (1 - e^{-\lambda_2 t})$$

^{60}Co : $T = 5 \text{ r}$; $\lambda = 4,4 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$
 $\sigma = 36 \times 10^{-28} \text{ m}^2$, $\varphi = 10^{17} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$
 $\varphi\sigma = 3,6 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ NE

Aktivita radionuklidu vznikajícího duální přeměnou produktu jaderné reakce



$$N_3 = \Lambda_1^* \Lambda_2^* N_1^0 (C_1 e^{-\Lambda_1 t} + C_2 e^{-\Lambda_2 t} + C_3 e^{-\Lambda_3 t})$$

$$\Lambda_1 = \Lambda_1^* = \varphi\sigma_1 \quad \Lambda_2^* = F_2\lambda_2 \quad \Lambda_2 = \lambda_2 \quad \Lambda_3 = \lambda_3''$$

$$C_1 = \frac{1}{(\lambda_2 - \varphi\sigma_1)(\lambda_3'' - \varphi\sigma_1)} \approx \frac{1}{\lambda_2 \lambda_3''} \quad (\lambda \gg \varphi\sigma_1)$$

$$C_2 = \frac{1}{(\varphi\sigma_1 - \lambda_2)(\lambda_3'' - \lambda_2)} \approx \frac{1}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_3'')}$$

$$C_3 = \frac{1}{(\varphi\sigma_1 - \lambda_3'')(\lambda_2 - \lambda_3'')} \approx \frac{1}{\lambda_3''(\lambda_3'' - \lambda_2)}$$

$$N_3 = \varphi \sigma_1 F_2 \lambda_2 N_1^0 \left[\frac{e^{-\varphi \sigma_1 t}}{\lambda_2 \lambda_3} + \frac{e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_2 (\lambda_2 - \lambda_3)} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{\lambda_3 (\lambda_3 - \lambda_2)} \right]$$

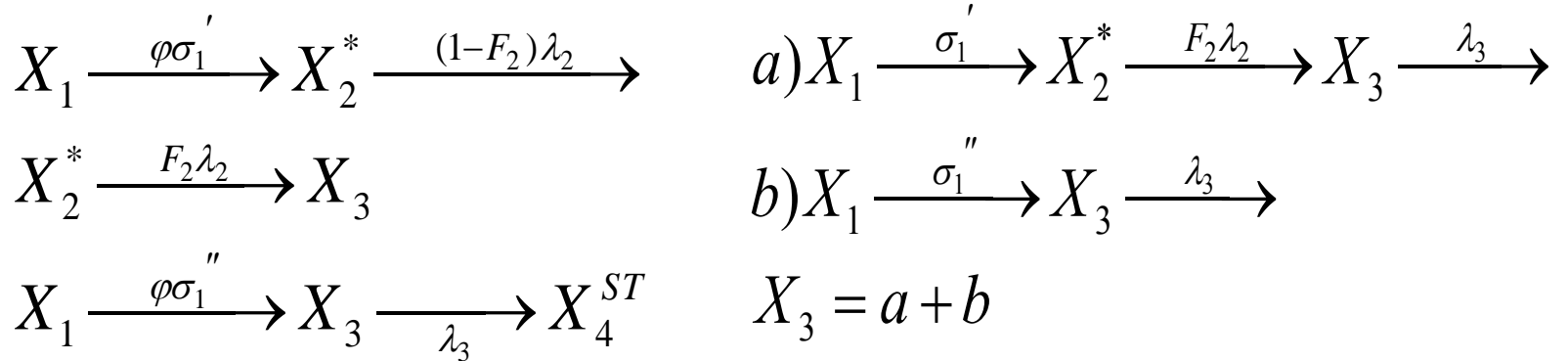
Úprava násobením $\frac{\lambda_3 (\lambda_2 + \lambda_3)}{\lambda_3 (\lambda_2 - \lambda_3)}$ a vykrácením členů v závorce

$$N_3 = \frac{F_2 \varphi \sigma_1 N_1^0}{\lambda_3 (\lambda_2 - \lambda_3)} \{ \lambda_2 [e^{-\varphi \sigma_1 t} - e^{-\lambda_3 t}] + \lambda_3 [e^{-\lambda_2 t} - e^{-\varphi \sigma_1 t}] \}$$

pro $e^{-\varphi \sigma_1 t} \rightarrow 1$

$$N_3 = \frac{F_2 \varphi \sigma_1 N_1^0}{\lambda_3 (\lambda_2 - \lambda_3)} \{ \lambda_2 [1 - e^{-\lambda_3 t}] - \lambda_3 [1 - e^{-\lambda_2 t}] \}$$

Rozvětvená aktivace



$$N_3 = \Lambda_1^* \Lambda_2^* N_1^0 (C_1 e^{-\Lambda_1 t} + C_2 e^{-\Lambda_2 t} + C_3 e^{-\Lambda_3 t})$$

$$a) \quad \Lambda_1^* = \varphi\sigma_1' \quad \Lambda_2^* = F_2\lambda_2 \quad \Lambda_1 = \varphi(\sigma_1' + \sigma_1'') \quad \Lambda_2 = \lambda_2 \quad \Lambda_3 = \lambda_3$$

$$N_3 = \frac{F_2\varphi\sigma_1' N_1^0}{\lambda_3(\lambda_2 - \lambda_3)} \left\{ \lambda_2 [1 - e^{-\lambda_3 t}] - \lambda_3 [1 - e^{-\lambda_2 t}] \right\}$$

$$b) \quad N_3 = \frac{\varphi\sigma_1'' N_1^0}{\lambda_3} (1 - e^{-\lambda_3 t})$$

Energetika jaderných reakcí

Silové interakce jader a částic při jaderných reakcích a energie s nimi spojená rozhodují o výskytu, průběhu a kinetice jaderných reakcí.

Druhy fyzikálních interakcí

- 1) Silné – v poli jaderných sil 10^{-21} s, $r \sim 10^{-15}$ m
umožňují existenci jader a průběh jaderných reakcí
- 2) Elektromagnetické – v coulombovském poli 10^{-20} - 10^{-18} s, $r \sim 10^{-10}$ m
umožňují existenci atomů a molekul, rozptyl nabitých částic na jádrech, ionizaci a excitaci v elektronovém obalu aj.
- 3) Slabé – mezi fermiony $r \sim 10^{-16}$ m
(fermiony = e^\pm , p, n, ν , μ , jádra s lichým A)
 β přeměna je interakce nukleonů s elektrono-neutrinovým polem.
- 4) Gravitační ($r \rightarrow \infty$)

Interakce	Relativní síla	Působí mezi	Zprostředkují částice
Silné	1	hadrony	gluony
Elmagnetické	10^{-3}	nabitými částicemi	fotony
Slabé	10^{-13}	hadrony, leptony	intermediární bosony
Gravitační	10^{-38}	všemi částicemi	gravitony

Přepočítávací faktory jednotek energie

	eV	u	J	kWh
1 eV =	1	$1,07 \times 10^{-9}$	$1,602 \times 10^{-19}$	$4,45 \times 10^{-26}$
1 u =	$9,31 \times 10^8$	1	$1,49 \times 10^{-9}$	$4,14 \times 10^{-17}$
1 J =	$6,24 \times 10^{18}$	$6,7 \times 10^9$	1	$2,78 \times 10^{-7}$
1 kWh =	$2,25 \times 10^{25}$	$2,41 \times 10^{16}$	$3,6 \times 10^6$	1

Druhy energie při jaderných reakcích

externí – kinetická energie jader a částic podílejících se na reakci

$$E_k = m v^2 / 2 \quad m \text{ nebo lépe } m_0 \text{ je klidová hmotnost}$$

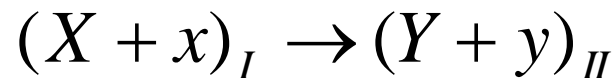
– elektromagnetické záření $E_\gamma = h \nu$

Interní – excitační energie jádra E^*

– klidová energie případně vazebná energie (energetický ekvivalent hmotnosti nebo hmotnostního úbytku)

$$E_m = m_0 c^2 \text{ nebo } E_v = \Delta m_0 c^2$$

Energie jaderné reakce



Celková energie každé z částic podílejících se na reakci (x nebo y může být i foton) je

$$E_{tot} = E_m + E_k + E^* + E_\gamma$$

Pro každou jadernou reakci platí

zákon zachování celkové energie $\sum (E_{tot})_I = \sum (E_{tot})_{II}$

a zákon zachování hybnosti $\sum (\vec{p})_I = \sum (\vec{p})_{II}$

Většinou je kinetická energie terčového jádra $(E_k)_X$ zanedbatelná.

Můžeme-li zanedbat i excitační energii a elektromagnetické záření,

platí

$$m_X c^2 + m_x c^2 + E_x = m_Y c^2 + E_Y + m_y c^2 + E_y$$

kde m_i jsou klidové hmotnosti a E_i kinetické energie. Reakční energii jaderné reakce (její energetické zabarvení) pak lze vypočítat jako

$$Q = (m_X + m_x)c^2 - (m_Y + m_y)c^2 = E_Y + E_y - E_x$$

$$Q = \sum (E)_{II} - \sum (E)_I = (\sum (m)_I - \sum (m)_{II})c^2$$

Na rozdíl od chemických reakcí vztahujeme reakční energii na jeden reakční akt, nikoliv na látkové množství. Vyjadřuje se zpravidla v MeV.

Q lze vypočítat i pomocí relativních atomových hmotností (M):

$$M = m + Z \cdot m_e \quad m = M - Z \cdot m_e \quad (\sum Z)_I = (\sum Z)_{II}$$

S výjimkou procesu β^+ se hmotnosti elektronů ruší, proto

$$Q = (\sum (M)_I - \sum (M)_{II})c^2 = \Delta M c^2. \quad Q = \Delta M \cdot 931,48 \text{ MeV}$$

je-li hmotnostní úbytek ΔM vyjádřen v atomových hmotnostních jednotkách u . Místo hmotností jader nebo atomů můžeme také k výpočtu Q použít známých hodnot vazebných energií reagujících a výsledných jader E_v :

$$Q = (\sum (E_v)_{II} - \sum (E_v)_I) = \Delta E_v.$$

Podle hodnoty Q rozlišujeme **exoergické** reakce ($Q > 0$) a **endoergické** reakce ($Q < 0$). Na rozdíl od exo- a endotermických reakcí v chemii, zpravidla vyjadřovaných jako molární reakční enthalpie ΔH ($\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$) mají v jaderné chemii reakční energie opačné znaménko. Všechny **mononukleární reakce mají $Q > 0$** .

Energetické poměry při přeměně alfa

PODMÍNKY $M({}_Z^AX) - M({}_{Z-2}^{A-4}Y) - M({}_2^4He) > 0$

LABILITY α $\Delta M({}_{Z-2}^{A-4}Y) + \Delta M({}_2^4He) - \Delta M({}_Z^AX) > 0$

Zpravidla splněny jen pro $A > 140$, např. pro ${}_{88}^{226}Ra \rightarrow {}_{86}^{222}Rn + {}_2^4He$
 vychází $Q = 4,86$ MeV.

DISTRIBUCE KINETICKÉ ENERGIE PŘI PŘEMĚNĚ α

$$Q = E_Y + E_\alpha \quad M_Y v_Y = m_\alpha v_\alpha \quad M_Y^2 v_Y^2 = m_\alpha^2 v_\alpha^2$$

$$M_Y E_Y = M_Y M_Y v_Y^2 / 2 \quad E_Y M_Y = E_\alpha m_\alpha$$

$$Q = \frac{E_\alpha m_\alpha}{M_Y} + E_\alpha = E_\alpha \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_Y}\right) = E_\alpha \frac{M_Y + M_\alpha}{M_Y} \quad E_\alpha = Q \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha}$$

dominuje

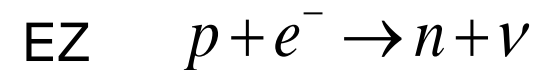
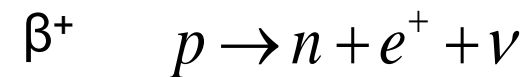
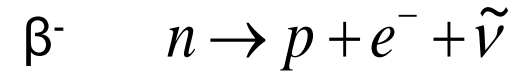
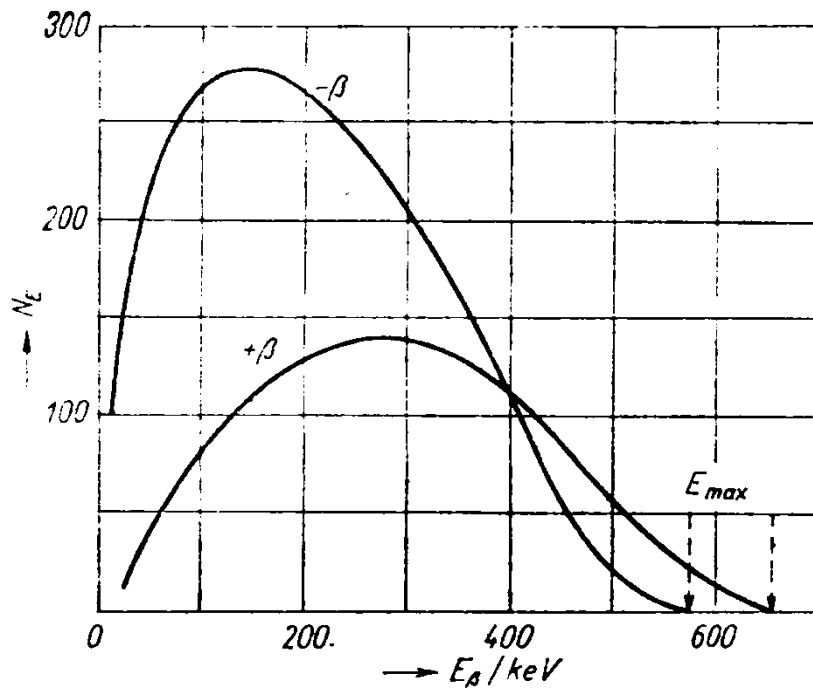
$$E_Y = Q - Q \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha} = Q \left(1 - \frac{M_Y}{M_Y + M_\alpha}\right) = Q \frac{M_\alpha}{M_Y + M_\alpha}$$

kinetická energie α
 E_Y je odrazová energie

Energetické poměry při přeměně beta

DISTRIBUCE ENERGIE - téměř celá energie přeměny je předána vysílaným částicím:

$$\bar{E}_\beta = \frac{1}{3} E_{\max} \quad \frac{M_Y}{M_Y + m_e + m_\nu} \rightarrow 1 \quad Q = E_\beta + E_\nu$$



$\beta^- \beta^+$ spojité spektrum

EZ čárové spektrum

PODMÍNKY LABILITY β :

β^-

$$m({}_Z^A X) > m({}_{Z+1}^A Y) + m_e + m_{\bar{\nu}}$$

$$M({}_Z^A X) - Zm_e > M({}_{Z+1}^A Y) - (Z+1)m_e + m_e + m_{\bar{\nu}}$$

$$M({}_Z^A X) > M({}_{Z+1}^A Y) + m_{\bar{\nu}} \quad \text{snadné splnění} \rightarrow \text{pravděpodobné}$$

β^+

$$m({}_Z^A X) > m({}_{Z-1}^A Y) + m_e + m_{\nu} \quad m_e \approx 0,51 \text{ MeV}$$

$$M({}_Z^A X) - Zm_e > M({}_{Z-1}^A Y) - (Z-1)m_e + m_e + m_{\nu}$$

$$M({}_Z^A X) > M({}_{Z-1}^A Y) + m_{\bar{\nu}} + 2m_e \quad \text{méně pravděpodobné}$$

EZ

$$m({}_Z^A X) + m_e > m({}_{Z-1}^A Y) + m_{\nu} + \frac{E_{\text{vaz}}}{c^2} \quad \frac{E_{\text{vaz}}}{c^2} \approx \leq 0,1 \text{ MeV}$$

$$M({}_Z^A X) - Zm_e + m_e > M({}_{Z-1}^A Y) - (Z-1)m_e + \frac{E_{\text{vaz}}}{c^2} + m_{\nu}$$

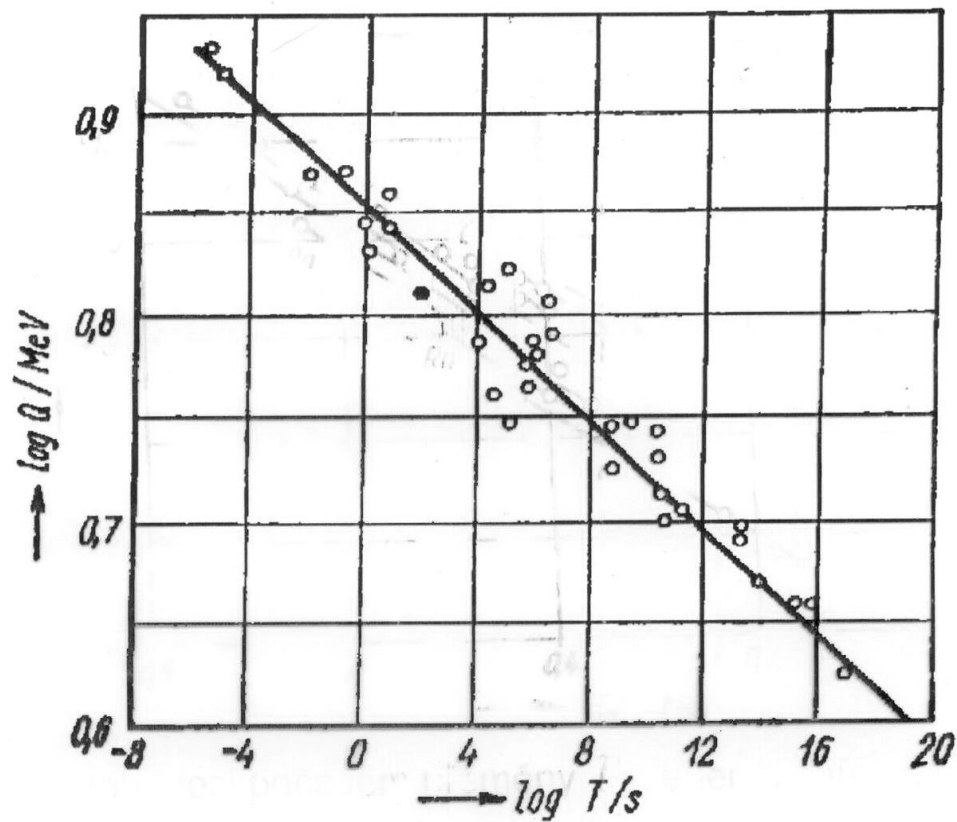
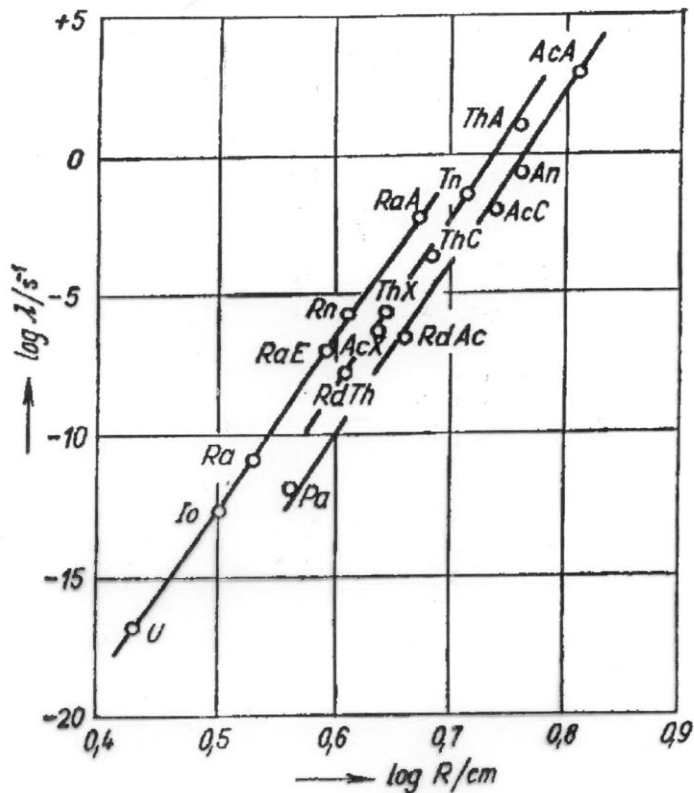
$$M({}_Z^A X) > M({}_{Z-1}^A Y) + \frac{E_{\text{vaz}}}{c^2} + m_{\nu} \quad \text{pravděpodobnější než } \beta^+$$

Vztah mezi kinetikou a energií samovolné přeměny

byl zjištěn experimentem a teoretickým výpočtem. Již v roce 1911 pro alfa záření Geiger a Nutall experimentálně našli závislost mezi dosahem α částic R a přeměnovou konstantou:

$$\log \lambda = a \log R + b$$

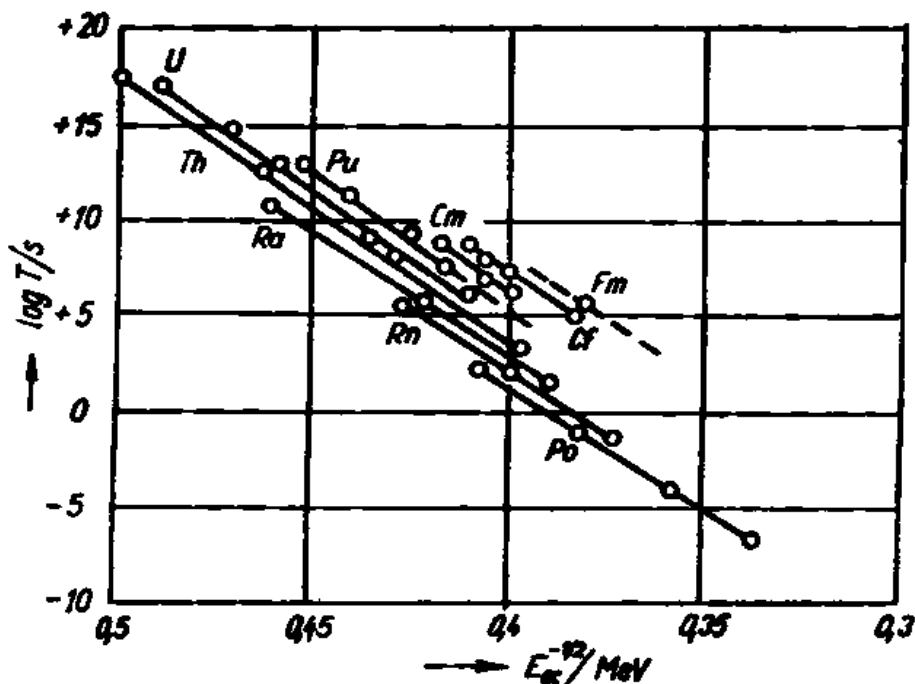
$$\log \lambda = A \log Q + B$$



Gamov (1928) , Gurney a Condon (1928) – na základě vlnové mechanických představ:

$$\log \lambda = A' E_{\alpha}^{-1/2} + B'$$

Platí dobře pro s-s zářiče α , nevyhovuje nuklidům s lichým Z nebo N (vliv lichých nukleonů, vliv struktury jádra a jeho momentů).



Vztah mezi poločasem T a energií záření E_{α} některých s-s zářičů α (E_{α} v mezích $\approx 4-9$ MeV)

Možné využití pro stanovení poločasů radionuklidů

Přeměna β - souvislost mezi Q a T (λ)

Sargent (1933), později Fermi na základě vlnově mechanických výpočtů, pro přirozené zářiče β ve dvou skupinách

$$\log \lambda = a \log E_{\max} + b, \quad a \approx 5, \quad \lambda = k E_{\max}^5$$

Souvislost mezi vlastnostmi vzbuzeného stavu jádra a poločasem deexcitace gama

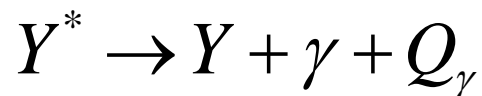
Ze zákona zachování impulsmomentu a zachování parity, a podle slupkového modelu jádra:

$$\log \lambda_{\gamma} = a \log A + b \log E_{\gamma} + c$$

A...hmotnostní číslo, E_{γ} ...energie fotonu, a, b, c faktory složené z funkcí vedlejšího kvantového čísla l

Energetické poměry při emisi záření gama

Deexcitace jádra jako mononukleární reakce

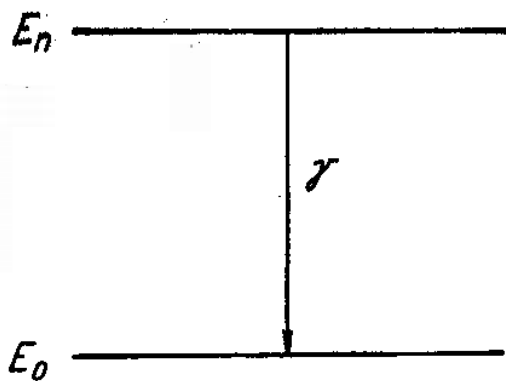


$$Q_\gamma = E_n - E_0 = E_Y^* = h\nu + E_Y \approx h\nu = E_\gamma$$

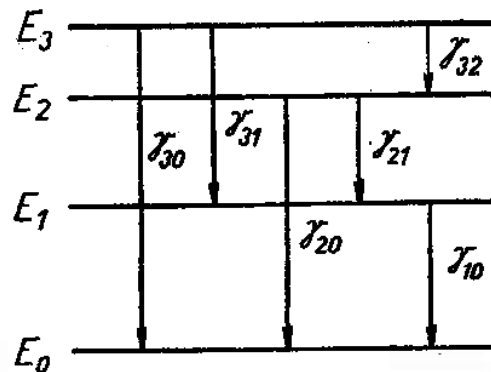
Deexcitace emisí

a) jednoho fotonu γ

b) několika fotonů γ v kaskádě



a)



b)

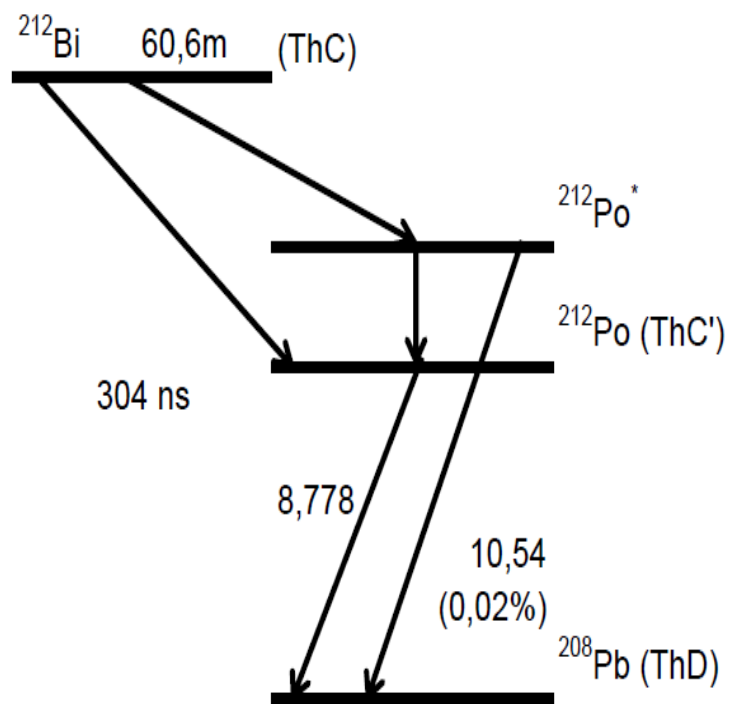
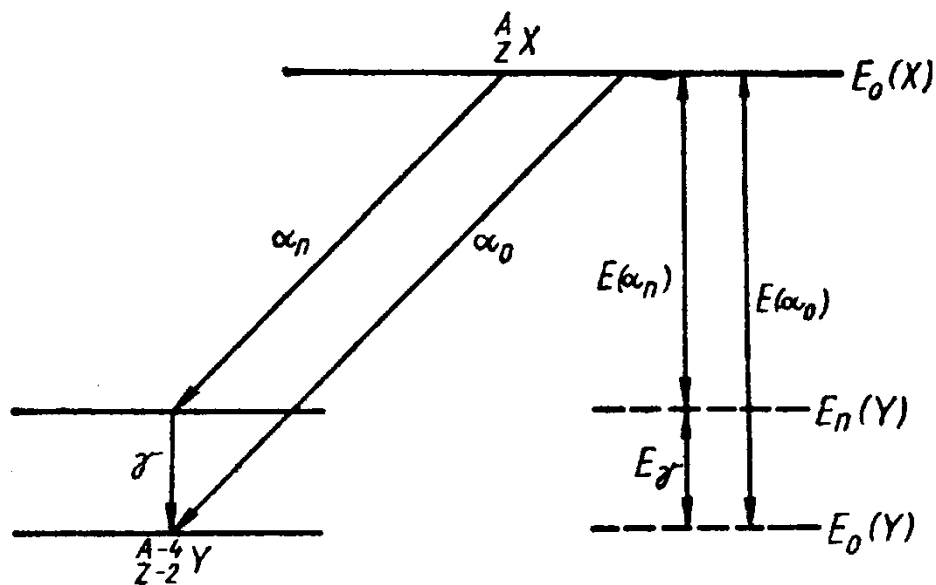
Záření gama při přeměně alfa:

Základní vztah

$$E_{\alpha_0} = E_{\alpha_n} + E_{\gamma} = E_0(X) - E_0(Y)$$

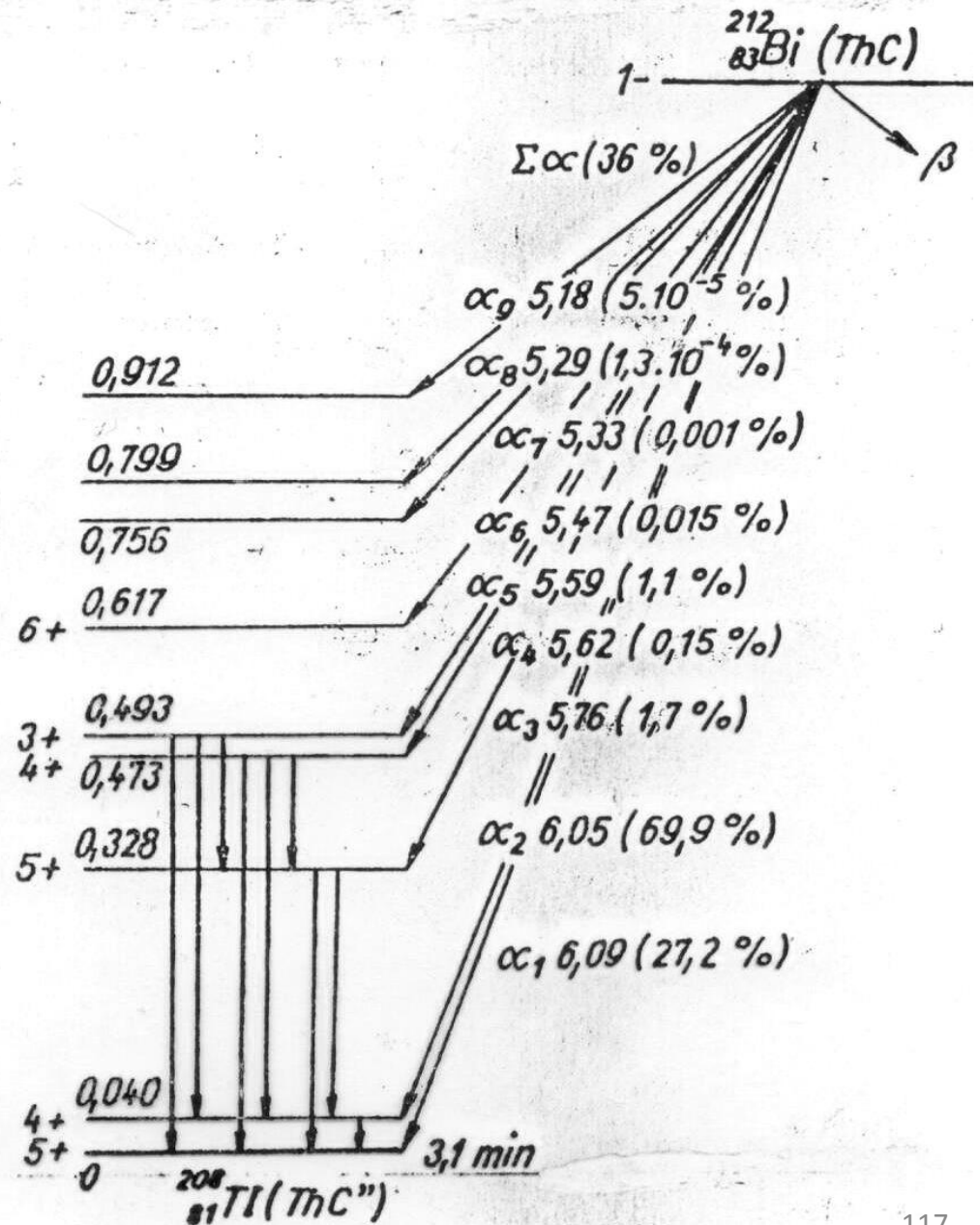
Vzácný případ

$$E_{\alpha_n} > E_{\alpha_0}$$



(Q=8,95 MeV)

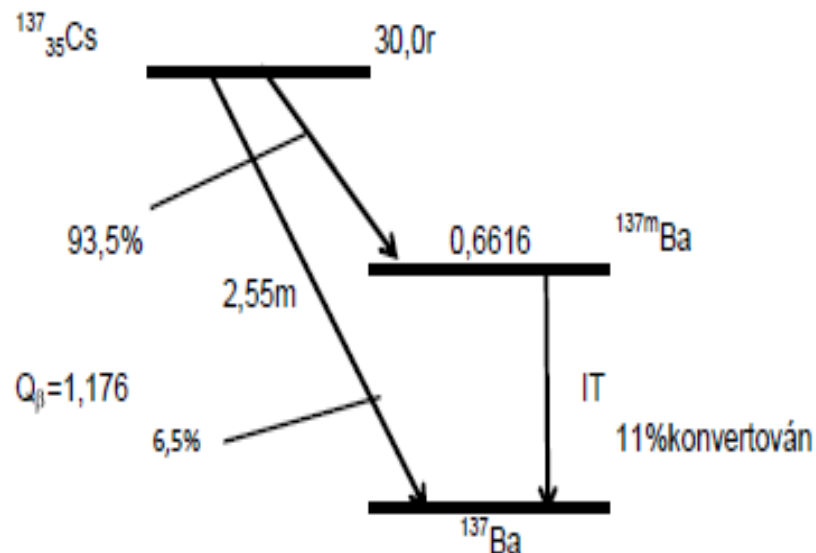
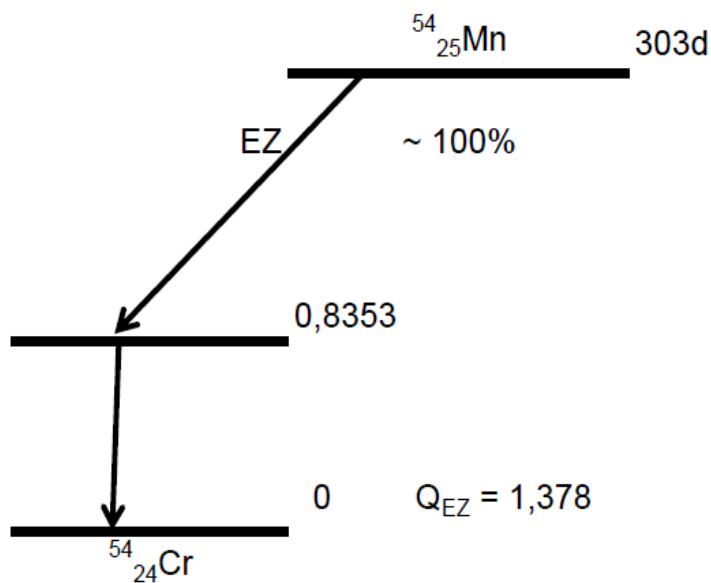
Složité hladinové schéma přeměny α s uvedením energie [MeV] částice a hladiny jádra, relativní četnosti [%] částice dané energie, spinu [J] a parity (+ sudá, - lichá) jádra v dané hladině

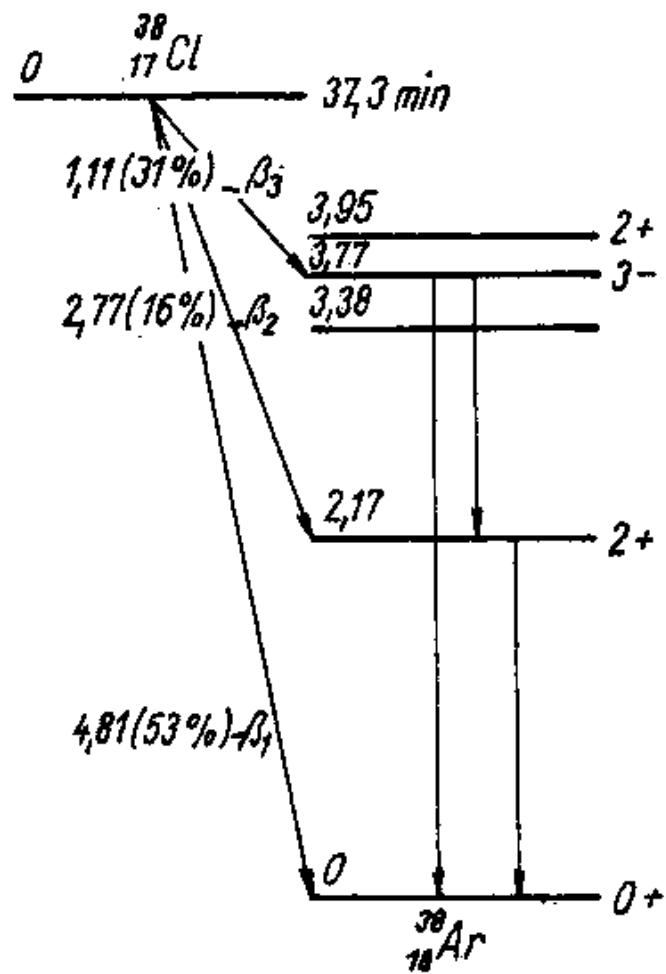
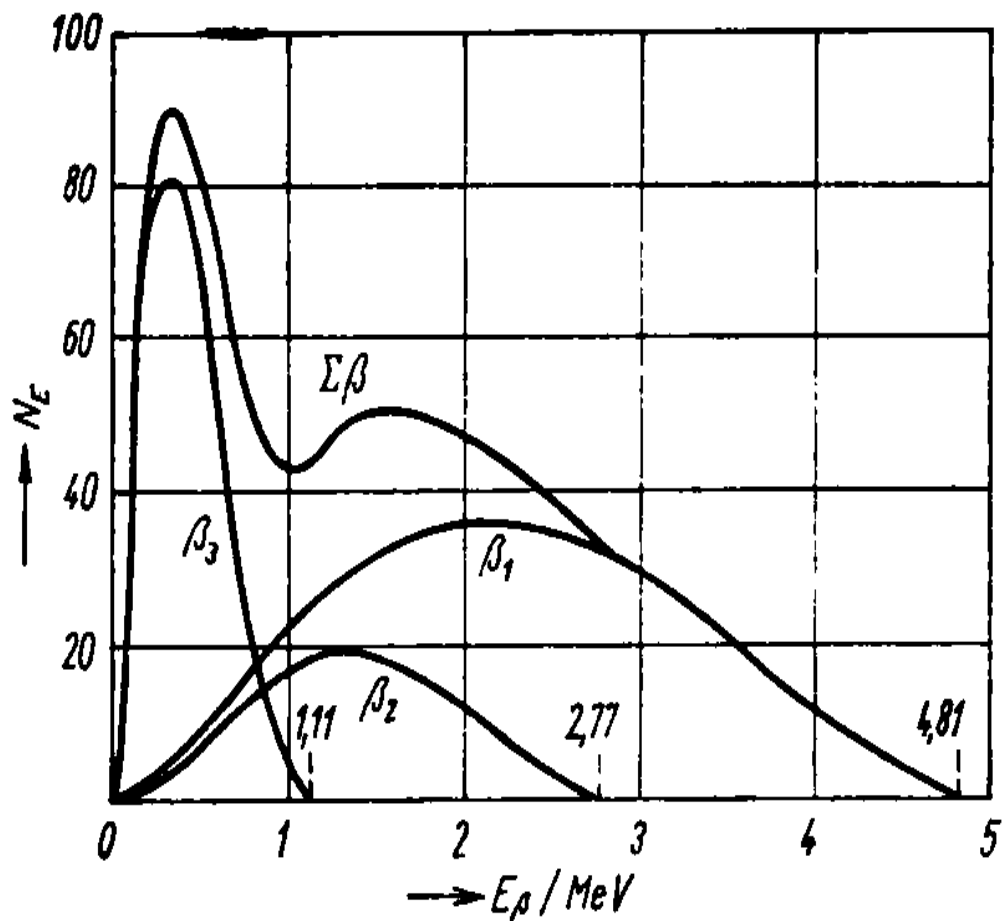


Záření gama při přeměně beta

Existuje jen málo beta radionuklidů vysílajících jen elektrony nebo pozitrony, např. ^3H , ^{14}C , ^{18}F , ^{32}P , ^{36}Cl . Některé z nich mají velmi nízké energie záření, což komplikuje jejich detekci.

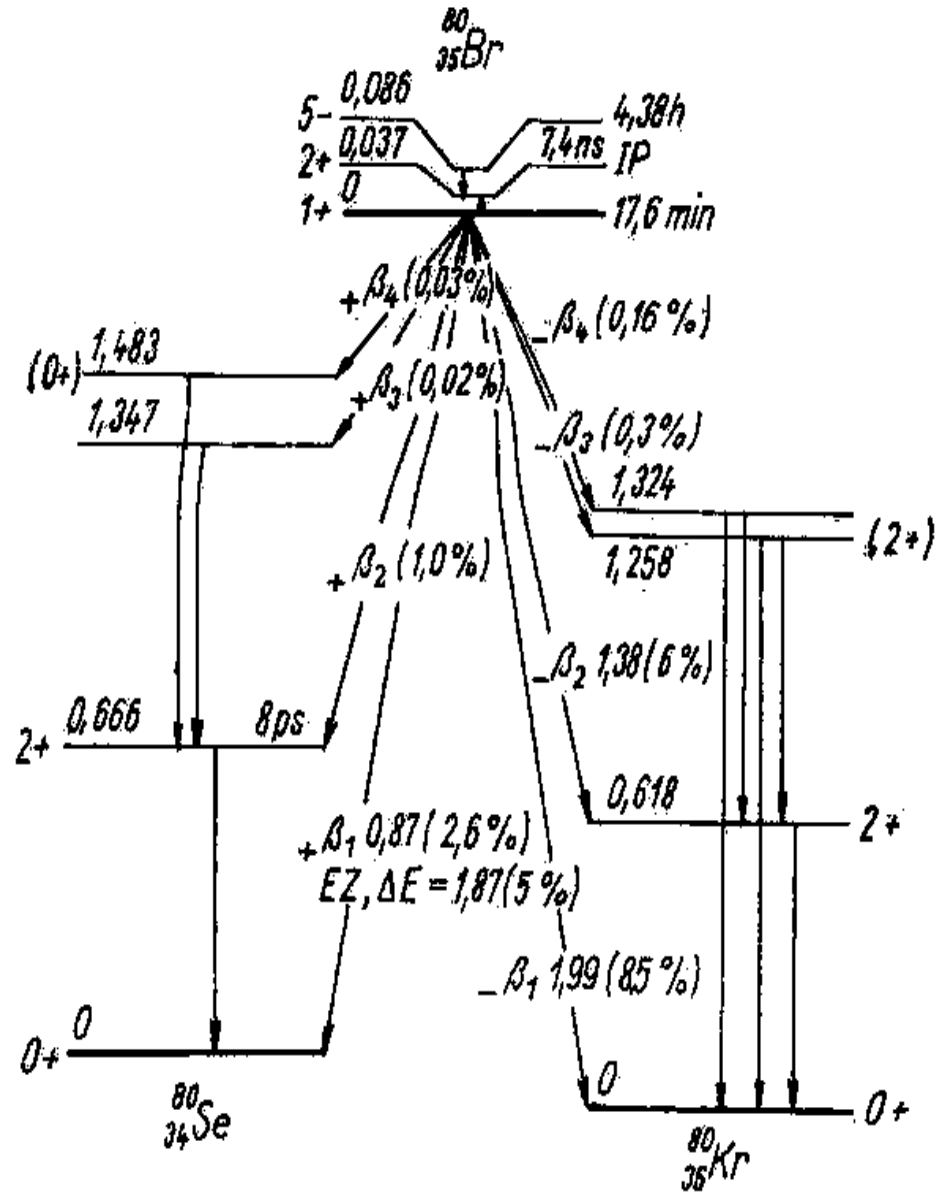
Většina přeměn beta je provázena zářením gama, které usnadňuje jejich detekci.





Záření gama při izomerním přechodu:

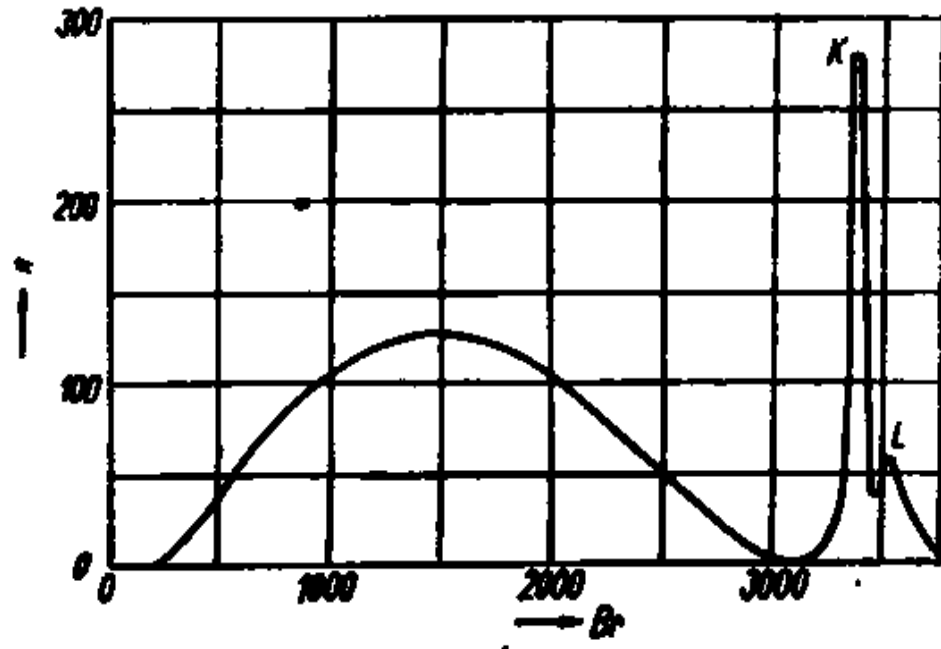
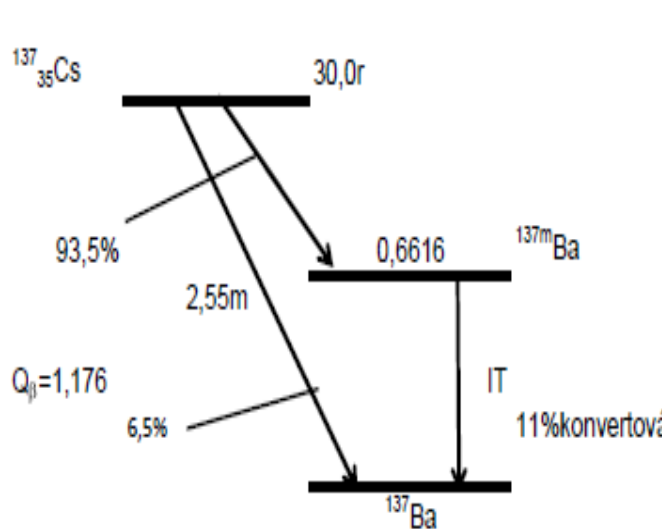
izomery se vyskytují tam, kde $Z > 11$, hladina jádra je blízko jeho základního stavu, přechodem nastává velká změna spinu ($\Delta J \geq 3$), Z nebo N je liché a je v blízkosti magických čísel (50, 82, 126)



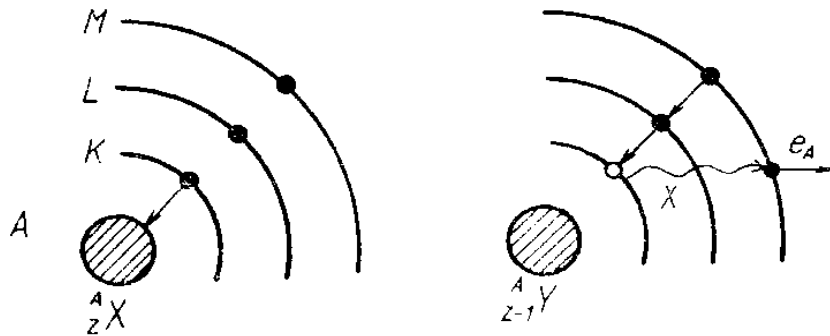
Energetické poměry při zvláštních procesech spojených s vysláním elektromagnetického záření

Interní (vnitřní) konverze gama záření

Energetické spektrum elektronového záření ^{137}Cs v rovnováze s $^{137\text{m}}\text{Ba}$

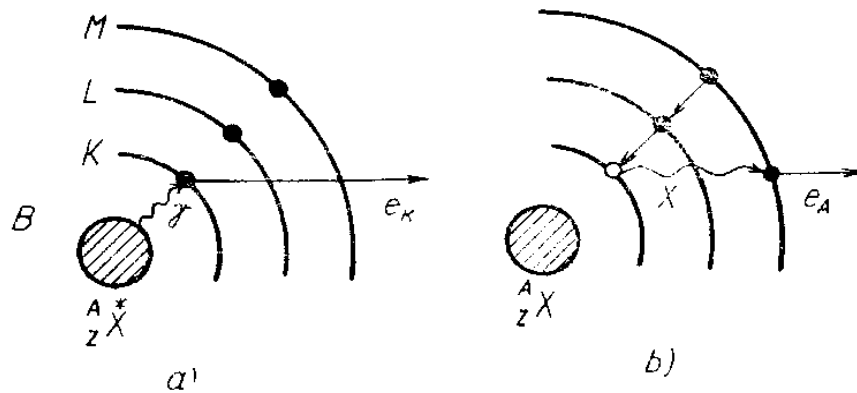


$Q_\gamma = 661,6$ keV, $\beta^- E_{\text{max}} = 514$ keV, energie píků K 624 keV, L 656 keV



Výpočet energie
konverzních elektronů

$$E_e^K = Q_\gamma - E_K^{\text{VAZ}}$$



$$E_e^L = Q_\gamma - E_L^{\text{VAZ}}$$

$$E_e^L - E_e^K = E_K^{\text{VAZ}} - E_L^{\text{VAZ}}$$

Energie záření X (vnitřní fluorescence)

$$E_X = h\nu = E_K^{\text{VAZ}} - E_L^{\text{VAZ}}$$

Energie Augerových elektronů
(vnitřní fotoefekt)

$$E_{\text{AUG}} = E_X - E_{e_i}^{\text{VAZ}}$$

Kvantitativní charakteristika výskytu konverze gama záření v elektronovém obalu na základě počtu vyslaných konverzních elektronů N_e a kvant gama (fotonů) N_γ

$$\frac{dN_e}{dt} / \frac{dN_\gamma}{dt} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \qquad \lambda = \lambda_\gamma + \lambda_e$$

(celková pravděpodobnost přechodu)

Koeficient interní konverze

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma} \qquad \lambda = \lambda_\gamma (1 + \alpha)$$

Celkový koeficient α_{tot} je součtem parciálních koeficientů

$$\alpha_{tot} = \alpha_K + \alpha_L + \dots\dots\dots$$

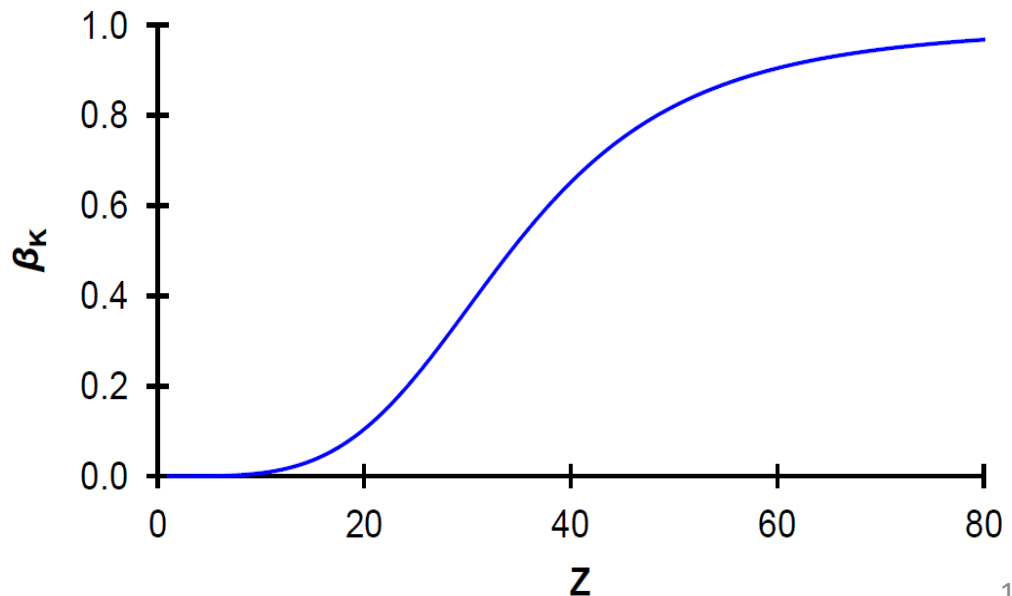
Obecně α roste se Z, s ΔJ a s Q_γ

Intensita (rentgenova) záření X a výskyt Augerových elektronů jsou při sekundárních jevech v elektronovém obalu charakterizovány **fluorescenčním** (β) a **Augerovým** (γ) výtěžkem

$$\beta_K = \frac{N_X}{N_K} \qquad \gamma_K = \frac{N_{AUG}}{N_K}$$

N_X je počet emitovaných fotonů X, N_K je počet vakancí ve slupce K vytvořených elektronovým záchytem nebo interní konverzí. Platí, že $\beta_K + \gamma_K = 1$, β_K nabývá maximálně hodnoty 0,95 (β_L max. 0,45).

$$\beta_K = \frac{Z^4}{Z^4 + 34,2^4}$$



Emise hmotných částic provázející deexcitaci gama

1) alternativní deexcitace jádra vytvořením elektronového páru e^+ a e^- (materializace excitační energie jádra, obdoba absorpce gama záření v hmotě tvorbou párů e^+ a e^- , opak známé anihilace)

Podmínka:

$$E^* = Q_\gamma > 2m_e^0 c^2 \quad (> 2 \times 0,51 \text{ MeV})$$

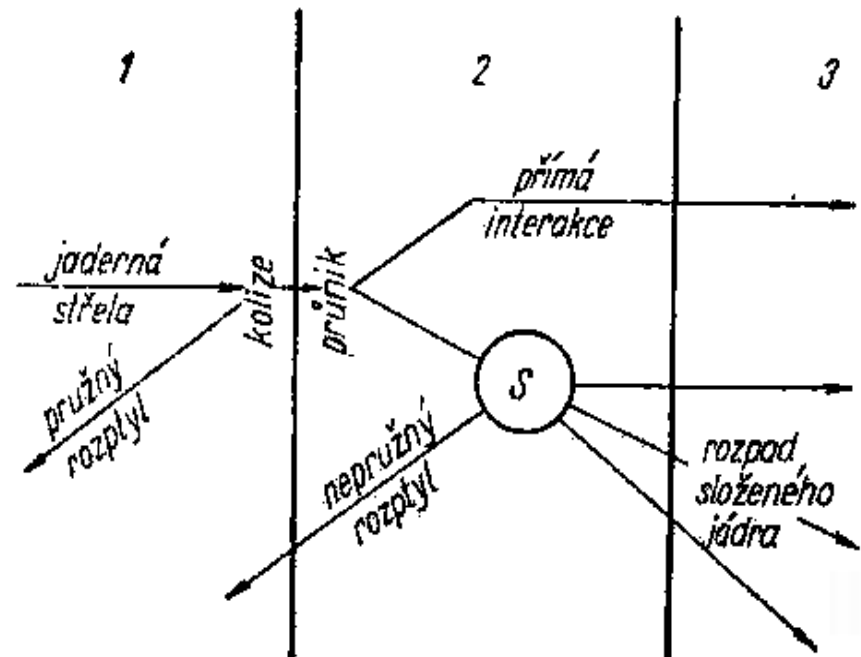
2) Alternativní deexcitace jádra emisí nukleonu (zpožděné neutrony, protonová radioaktivita)

Podmínka: dostatečná excitační energie, převyšující vazebnou energii emitované částice (pro nukleony $\approx 8\text{MeV}$)

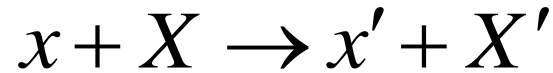
- většinou $E^* < 3 \text{ MeV}$ – nestačí ani k uvolnění α částice

Energetika binukleárních reakcí

Mechanismus binukleárních reakcí – většinu binukleárních reakcí o nižších nebo středních energiích lze rozdělit na dvě až tři stadia, lišící se v čase a/nebo povahou probíhajících procesů: 1) kolizi (přiblížení střely a její interakci s terčovým jádrem v poli coulombických nebo jaderných sil), 2) průnik střely nebo její části do terčového jádra (vytvoření složeného jádra) nebo vytržení části terčového jádra a 3) (většinou) rozpad nebo deexcitaci složeného jádra. Časově nejdelším stadiem je existence složeného jádra



Kolize



m M

m M

E_x E_X

E'_x E'_X

(kinetické energie)

v V

v' V'

$$E_x = E'_x + E'_X + E^* \quad (E_X = 0)$$

1) Pružná srážka : $E^* = 0$, středová srážka koulí

význam: zpomalování částic, stínění částicového záření

$$E'_x + E'_X = E_x$$

E'_x / E_x

$$E'_x = E_x \left(\frac{m - M}{m + M} \right)^2$$

n -- H

0

n -- O

0,78

n -- Ca

0,90

n -- Fe

0,93

$$E'_X = E_x \frac{4mM}{(m + M)^2}$$

Zjednodušený výpočet kinetické energie rozptýlených jader při pružné středové srážce

$$mv = mv' + MV' \quad (MV \doteq 0)$$

$$mv^2 / 2 = mv'^2 / 2 + MV'^2 / 2 \quad (MV^2 / 2 \doteq 0)$$

Eliminace V $V' = m(v - v') / M$

$$MV'^2 = m(v^2 - v'^2) = Mm^2(v - v')^2 / M^2$$

$$(v - v')(v + v') = m(v - v')(v - v') / M$$

$$Mv + Mv' = mv - mv'$$

$$v'(m + M) = v(m - M)$$

$$v' = v(m - M) / (m + M)$$

$$E_{x'} = mv'^2 / 2 = mv^2 (m - M)^2 / 2(m + M)^2 =$$

$$E_{x'} = E_x (m - M)^2 / (m + M)^2$$

2) Nepružná srážka: $E^* > 0$; při dokonale nepružné srážce X a x splynou a dále se pohybují společně rychlostí V_T ($v' = V' = V_T$). Potom lze vypočítat kinetickou translační energii E_T

$$E_x = E_T + E^* \quad ; \quad E_x = \frac{1}{2} m v^2$$

$$m v = (m + M) V_T$$

$$V_T = \frac{m v}{m + M} \quad ; \quad E_T = \frac{1}{2} (m + M) \frac{m^2 v^2}{(m + M)^2} = E_x \frac{m}{m + M}$$

Dále

$$E_x = E_T + E^* = E_x \frac{m}{m + M} + E^*$$

$$E^* = E_x \left(1 - \frac{m}{m + M} \right) = E_x \frac{M}{m + M}$$

Pro $m = M$ $E^* = 1/2 E_x$,

pro $m \ll M$ $E^* = E_x$.

Průnik kladně nabitě střely do jádra

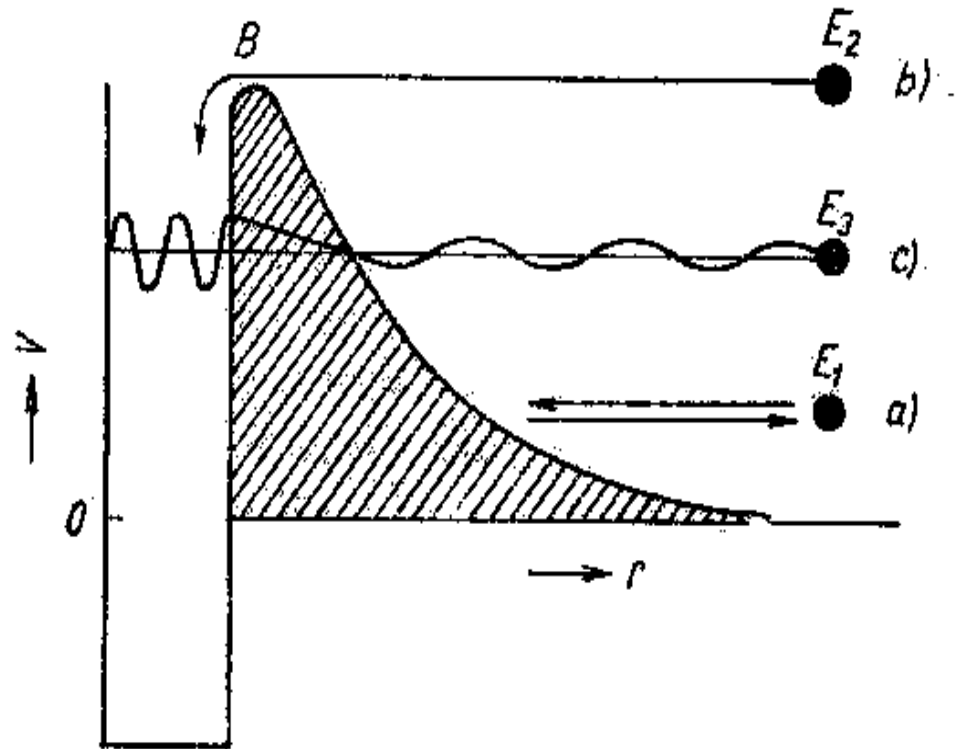
vyžaduje překonání dvou bariér jádra - coulombické a odstředivé (při nestředové srážce střely s jádrem)

Interakce střely s coulombickou bariérou B_C

a) pružný rozptyl $E_x < B_C$
(u nenabitých částic jiný mechanismus, rozptyl v poli jaderných sil)

b) překonání bariéry
 $E_x > B_C$

c) průnik tunelovým efektem
 $E_x < B_C$



Výpočet coulombické bariéry

$$B_c = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_x Z_X e^2}{r_x + r_X}$$

Dosazením

$$r = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \quad [m]$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} C \quad ; \quad \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} F \cdot m^{-1}$$

vychází

$$B_c = 1,65 \cdot 10^{-13} \frac{Z_x Z_X}{A_x^{1/3} + A_X^{1/3}} \quad [J]$$

$$(1J = 6,24 \cdot 10^{24} MeV)$$

$$B_c = 1,03 \frac{Z_x Z_X}{A_x^{1/3} + A_X^{1/3}} \quad [MeV]$$

Energie střely potřebná na překonání bariéry se započtením ztráty na translační energii složeného jádra

$$E_x = B_c \frac{A_x + A_X}{A_X}$$

Odstředivá potenciálová bariéra

$$B_s \doteq 20 \frac{A_x + A_X}{A_x A_X (A_x^{1/3} + A_X^{1/3})^2} \quad [MeV]$$

Celková bariéra $B = B_c + B_s$

Podíl odstředivé bariéry s růstem A_x/A_X klesá, je ale výrazný u nízkých A_x

x	X	B_c [MeV]	B_s [MeV]
p	H 1	0,5	10
p	Li 7	1,0	2,7
p	N 14	2,1	1,8
p	Sn 120	8,5	0,6
p	U 238	13	0,4

x	X	B_c [MeV]	B_s [MeV]
α	N 14	3,5	0,4
α	Sn 120	15	0,1
α	U 238	24	0,08
^{14}N	N 14	10	0,1
^{14}N	Sn 120	48	0,03
^{14}N	U 238	75	0,02
^{238}U	U 238	683	0,001

E_x musí být větší než B , protože část kinetické energie střely převezme terčové jádro (translační pohyb). Minimální E_x :

$$E_x \geq B \frac{m + M}{M}$$

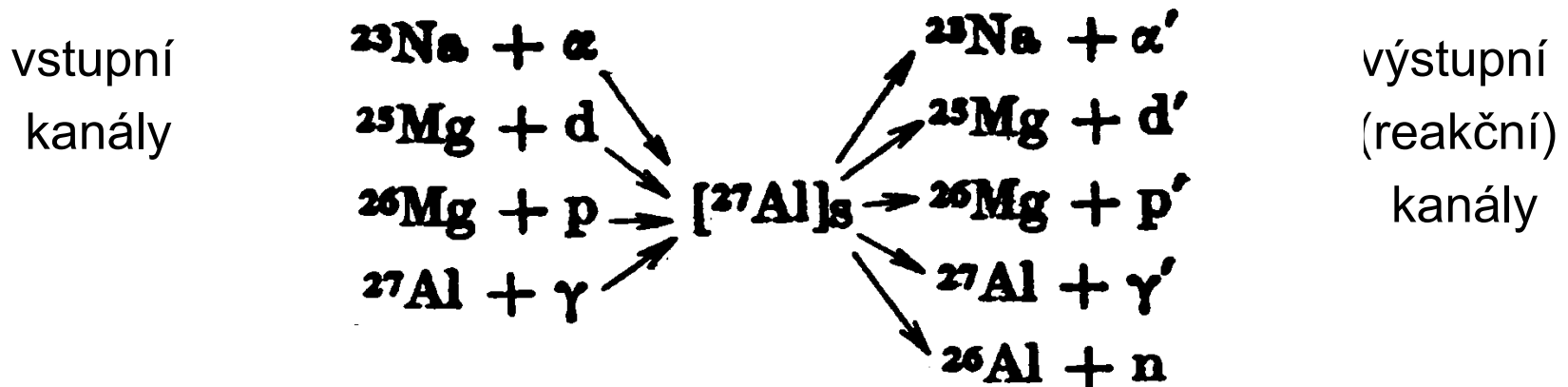
Nepřímé reakce za vzniku složeného jádra



Excitační energie složeného jádra je dána součtem části kinetické energie střely a vazebné energie uvolněné při pohlcení střely

$$E_S^* = E_x \frac{M}{m + M} + E_{VAZ} \doteq E_x \frac{A_X}{A_x + A_X} + E_{VAZ}$$

Složené jádro může vzniknout různými reakcemi a může se deexcitovat (rozpadnout) různými způsoby v závislosti na jeho složení a excitační energii. Často dochází k paralelním rozpadům.

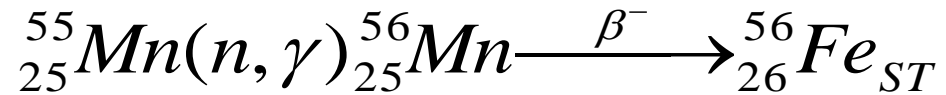
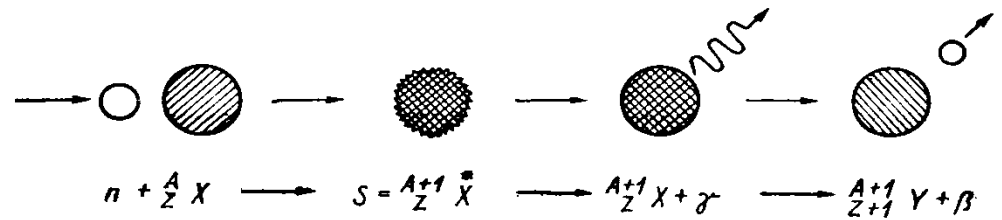


Časový průběh vzniku a deexcitace složeného jádra

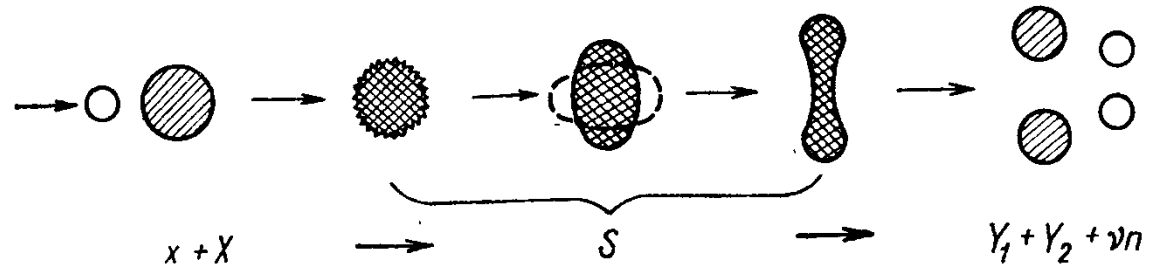
N. Bohr 1936 doba trvání složeného jádra asi 10^{-16} s

 doba průletu částice terčem asi 10^{-21} s

Záchytná reakce



Štěpná reakce

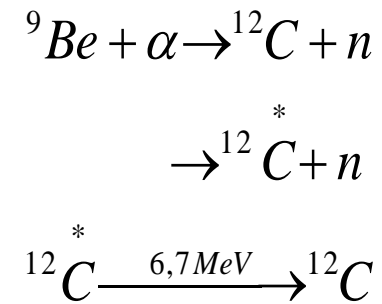
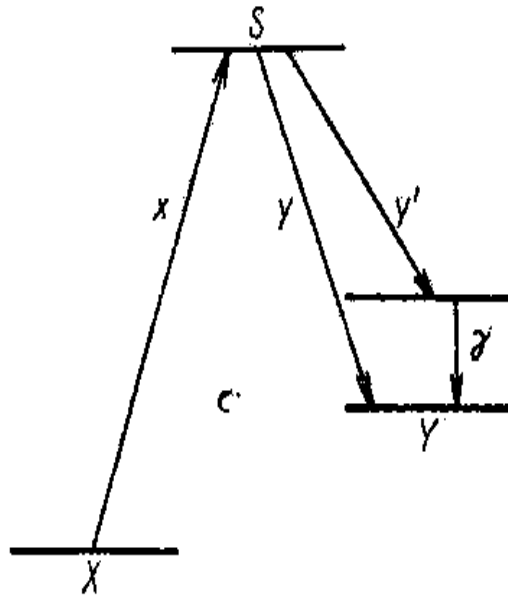
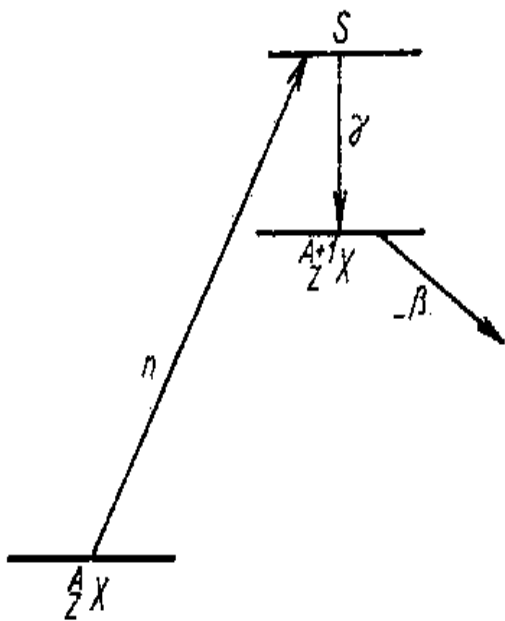


Vlastnosti složeného jádra ($E_x < 30 - 50 \text{ MeV}$)

„Teplota“ – pro $E_S^* = 10 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-12} \text{ J}$ $E_S^* = \frac{3}{2} kT$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ $T = \frac{2}{3} \frac{1,6 \cdot 10^{-12}}{1,38 \cdot 10^{-23}} = 7,7 \cdot 10^{10} \text{ K}$

Hladinové schéma reakce



Přímé jaderné reakce bez vzniku složeného jádra

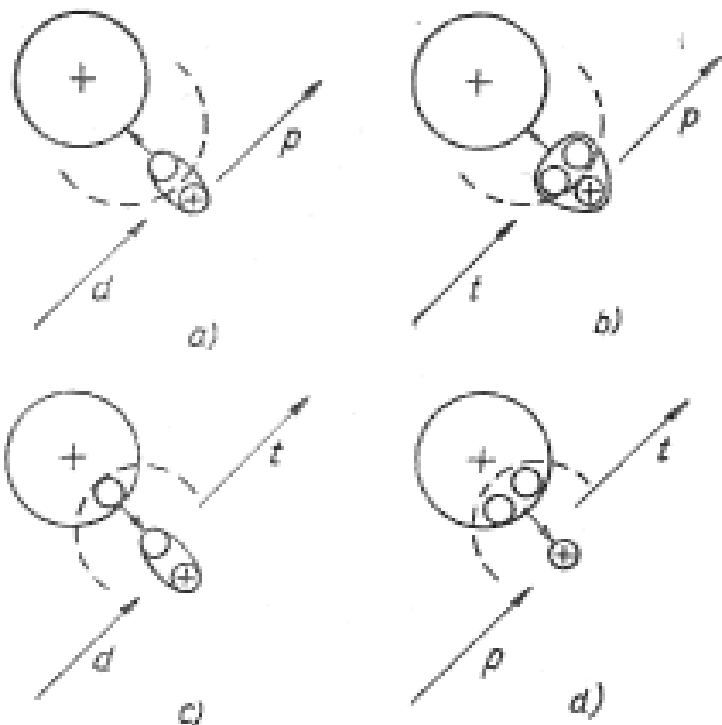
1) Přenosové – strhávací (stripping)

(d,p) - Phillips a Oppenheimer

(t,d) (α ,t) (t,p) (α , p 2n) 1935

a vytrhávací (pick up) (p,t)

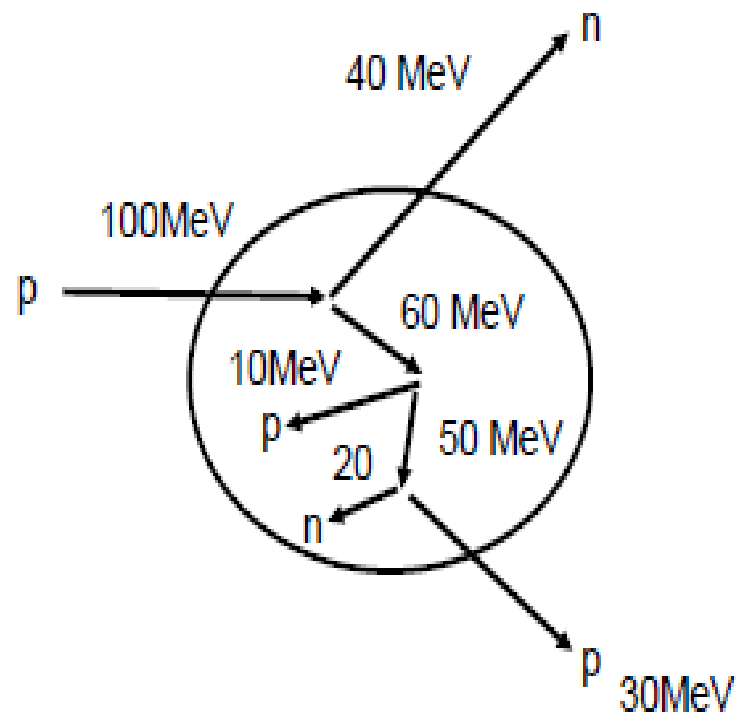
(d, ^3He) (d,t)



2) Reakce částic vysokých energií

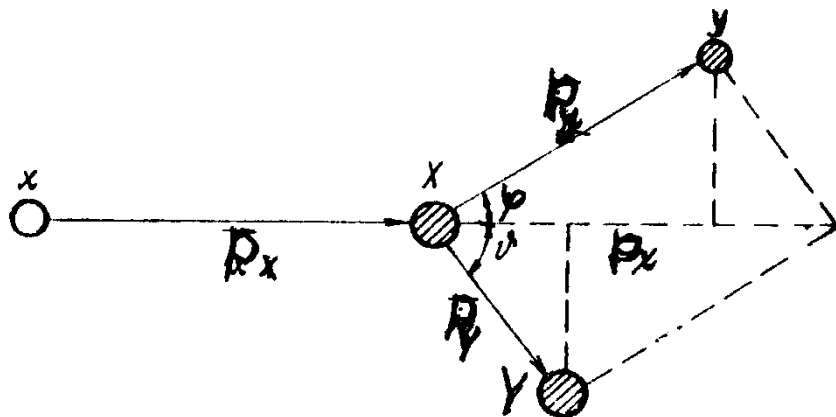
(0,1 - 1 GeV) Serber 1947

– přímá interakce částice s nukleony



Vztah mezi Q a kinetickou energií účastníků reakce

je stejný pro exo- i endoergické reakce, může být využit pro stanovení Q z kinetických energií



$$X + x = Y + y + Q$$

$$Q = E_Y + E_y - E_x$$

$$p_Y^2 = p_x^2 + p_y^2 - 2p_x p_y \cos \varphi \quad p^2 = 2mE \div 2ME$$

$$2M_Y E_Y = 2M_x E_x + 2M_y E_y - 2\sqrt{2M_x E_x} \sqrt{2M_y E_y} \cos \varphi \quad // : 2M_Y$$

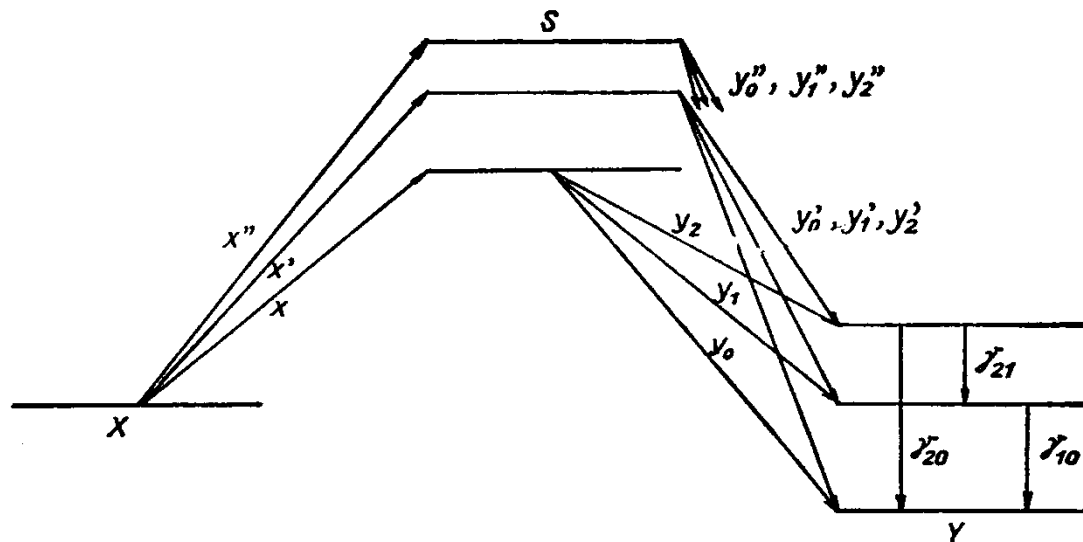
$$E_Y = \frac{2M_x E_x}{2M_Y} + \frac{2M_y E_y}{2M_Y} - \frac{2 \cdot \sqrt{4M_x E_x M_y E_y} \cos \varphi}{2M_Y}$$

$$E_Y = \frac{2M_x E_x}{2M_Y} + \frac{2M_y E_y}{2M_Y} - \frac{2.2\sqrt{M_x E_x M_y E_y} \cos \varphi}{2M_Y} \quad Q = E_Y + E_y - E_x$$

$$Q = E_x \left(\frac{M_x}{M_Y} - 1 \right) + E_y \left(\frac{M_y}{M_Y} + 1 \right) - \frac{2\sqrt{M_x E_x M_y E_y} \cdot \cos \varphi}{M_Y}$$

Známe E_x , změříme E_y a úhel φ

Hladinové schéma reakce (x,y) při rostoucí energii střely



Přibližný výpočet Q s chybou ± 2 MeV pro terčové β -stabilní nuklidy s $A > 40$:

a) absorpce (emise) 1 nukleonu \Rightarrow uvolnění (spotřeba)

$E_v \approx 8$ MeV, tj.

$$Q = \pm 8 \Delta A$$

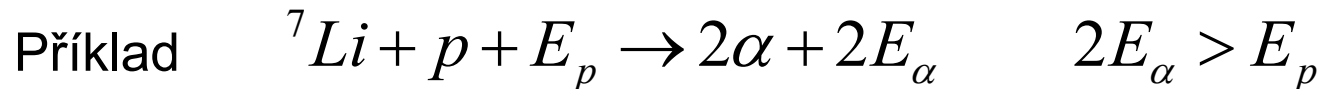
b) nutno odečíst vazebnou energii střely, je-li složeným jádrem (např. D – 2 MeV, T a ^3He – 8 MeV, α – 28 MeV)

c) nelze použít pro lehké terčové nuklidy

$$(n, \alpha), (p, \alpha) \quad \Delta A = -3 \quad Q = -24 + 28 = +4 \text{ MeV}$$

$$(\alpha, n) \quad \Delta A = +3 \quad Q = 24 - 28 = -4 \text{ MeV}$$

Exoergické binukleární reakce



Experimentálně naměřeno: reakce probíhá od energie protonu $E_p = 0,013 \text{ MeV}$, potřebné pro překonání bariéry jádra. Při této energii střely byla naměřena energie částic alfa $E_\alpha = 8,634 \text{ MeV}$.

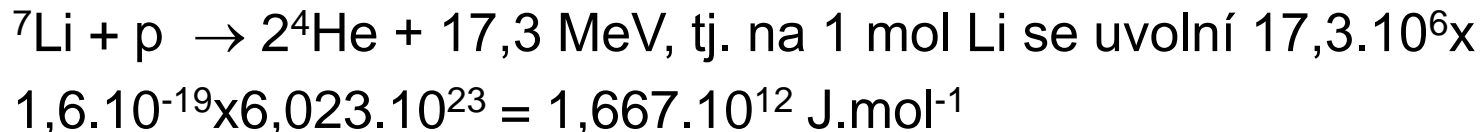
$$Q = 2E_\alpha - E_p = 17,268 - 0,013 = 17,255 \text{ MeV}$$

Výpočtem z hmotností nuklidů lze získat Q také:

$$Q = [M({}^7\text{Li}) + M({}^1\text{H}) - 2M({}^4\text{He})]c^2$$
$$7,01823 + 1,00814 - 8,00776 = 0,01861u$$
$$Q = 0,01861 \times 931,5 = 17,326 \text{ MeV}$$

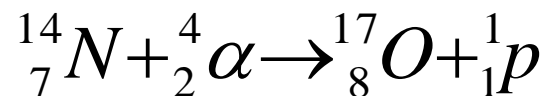
Uvolněná energie značně převyšuje energetické zabarvení chemických reakcí

Srovnání Q jaderných a chemických reakcí



$$\Delta M = 0,0186 \text{ g. mol}^{-1}$$

Reakce endoergické



$$\Delta M = 14,003074 + 4,002603 - 16,999133 - 1,007825 = -0,001281 \text{ u}$$

$$Q = -0,00128 \times 931,48 = -1,18 \text{ MeV}$$

Prahová energie (E_p) endoergické reakce

Odvození přibližné hodnoty E_p – energie dodaná jadernou střelou x se spotřebuje na excitaci přechodně existujícího složeného jádra S a jeho kinetickou energii. Kinetické energie produktů reakce E_y a E_Y klesají k nule při poklesu E_x na hodnotu E_p .

a) ze zákona o zachování energie a impulsu

$$E_x = E_p = E_S + E_S^* = E_S - Q \quad \vec{p}_x = \vec{p}_S \quad (p^2 = 2ME)$$

$$M_x E_p = M_S E_S \quad (M_S \approx M_X + M_x)$$

$$E_S = \frac{E_p M_x}{M_X + M_x} \quad E_p = \frac{M_x E_p}{M_X + M_x} - Q$$

$$E_p = -Q \frac{M_X + M_x}{M_X} \approx -Q \frac{A_X + A_x}{A_X}$$

b) z obecného vztahu pro Q , je-li $E_y = 0$

$$Q = E_x \left(\frac{M_x}{M_Y} - 1 \right) + E_y \left(\frac{M_y}{M_Y} + 1 \right) - \frac{2\sqrt{M_x E_x M_y E_y} \cdot \cos \varphi}{M_Y}$$

$$Q = E_p \left(\frac{M_x}{M_Y} - 1 \right) \quad E_p = -Q \frac{M_Y}{M_Y - M_x}$$

c) přesnější vztah s uvážením relativistických vztahů :

$$E_p = -Q \frac{M_X + M_x + M_Y + M_y}{2M_X}$$

Přehled a charakteristiky typů jaderných reakcí

Jaderné reakce lze třídit a popisovat podle různých aspektů. Základní aspekty jsou **druh a energie střely**, která jadernou reakci vyvolává. Tyto aspekty spolu s vlastnostmi terčového jádra rozhodují o povaze a fyzikálních parametrech jaderné reakce.

Z hlediska **praktického využití** jaderných reakcí např. pro přípravu radionuklidů jsou důležité:

- dostupnost a forma terčového nuklidu

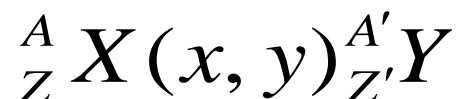
- charakteristika výsledného radionuklidu (poločas, typ a energie záření, podobnost terčovému nuklidu),

- výtěžek reakce,

- možnosti ostřelování terče a separace produktů reakce.

Tato přednáška se zabývá jen některými aspekty jaderných reakcí, další aspekty budou probrány v navazujících přednáškách.

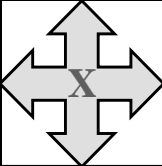
Jednoduché binukleární reakce

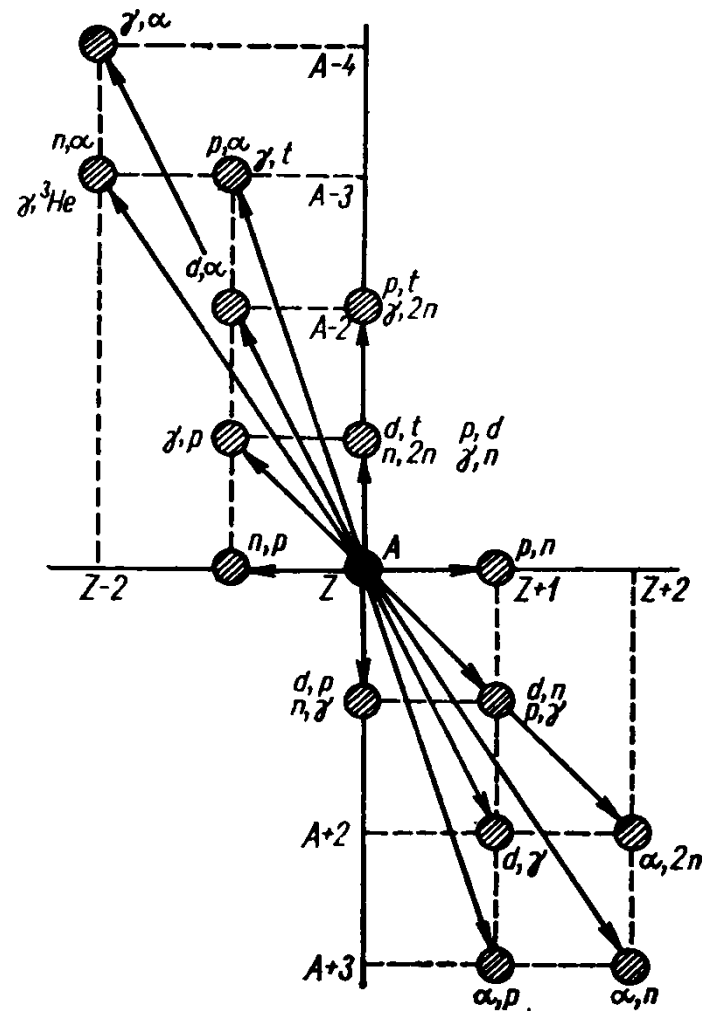


probíhají s jednoduchými střelami typu α , d , p , n , γ aj. s relativně nízkou energií (0 – 10 MeV) za současného vyslání 1-3 částic y (i různých). Typ přeměny výsledného jádra lze přibližně odhadnout ze změny izotopového čísla při reakci:

$$\Delta I = A' - 2Z' - (A - 2Z) = N' - Z' - (N - Z)$$

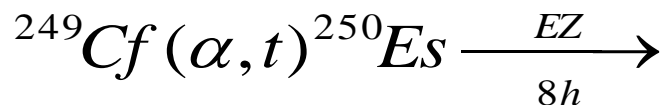
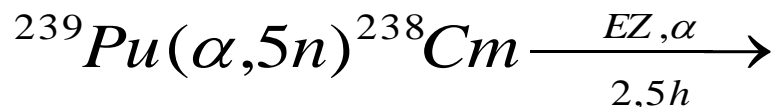
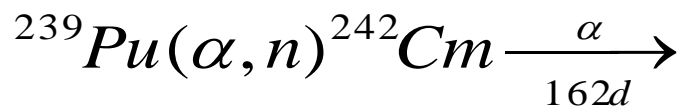
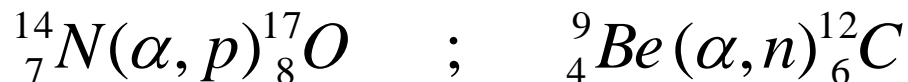
ΔI	Výsledné jádro
+2	β^-
+1	β^- , stabilní, vyjíměčně β^+ , EZ
0	Stabilní, β^- , β^+ , EZ
-1	β^+ , EZ (stabilní, u těžkých i β^-)
-2	β^+ , EZ (stabilní, u těžkých i β^-)

	N-1	N	N+1
Z+2	$\alpha, 3n$ $\Delta I = -3$	$\alpha, 2n$ $\Delta I = -2$	α, n $\Delta I = -1$
Z+1	p, n $\Delta I = -2$	p, γ d, n $\Delta I = -1$	α, np $\Delta I = 0$
Z	γ, n $n, 2n$ $\Delta I = -1$		n, γ d, p $\Delta I = +1$
Z-1	d, α γ, pn $\Delta I = 0$	γ, p n, pn $\Delta I = +1$	n, p $\Delta I = +2$
Z-2	n, α $\Delta I = +1$		



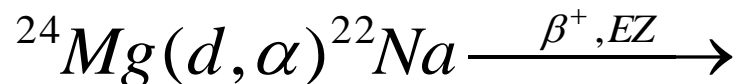
Reakce částic α

(α, p) endoergická	${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^{A+3} Y$	$\Delta I = 3 - 2 \times 1 = +1$
(α, n) „	${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+2}^{A+3} Y$	$\Delta I = 3 - 2 \times 2 = -1$
$(\alpha, 2n)$ „	${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+2}^{A+2} Y$	$\Delta I = 2 - 2 \times 2 = -2$

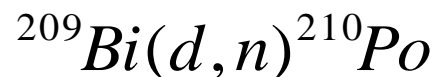
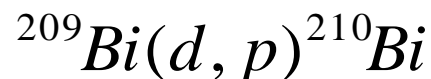
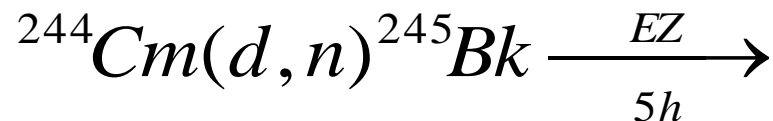
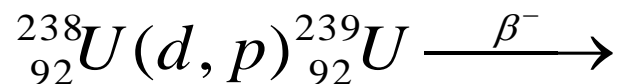
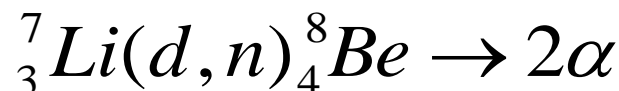
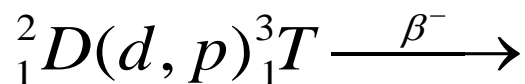
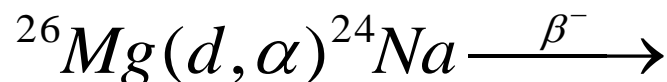


Reakce deutronů

(d,p) nejčastější, exo	${}^A_Z X \rightarrow {}^{A+1}_Z Y$	$\Delta I = 1 - 0 = +1$
(d,n) exoergická, rychlé n	${}^A_Z X \rightarrow {}^{A+1}_{Z+1} Y$	$\Delta I = 1 - 2 = -1$
(d, α) exoergická, $Z \leq 42$	${}^A_Z X \rightarrow {}^{A-2}_{Z-1} Y$	$\Delta I = -2 + 2 = 0$
(d, γ) „ vzácná	tvrdé gama	
(d,t) endoergická, vzácná		

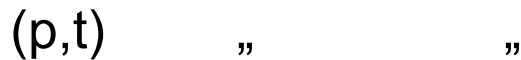
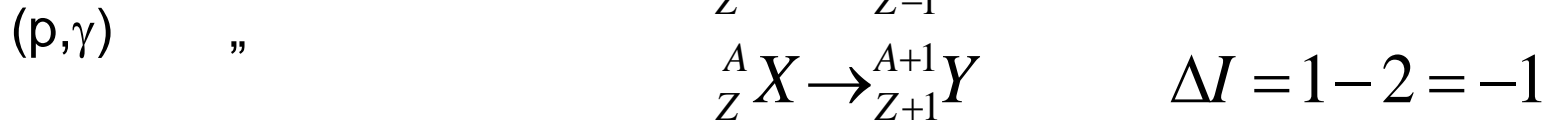
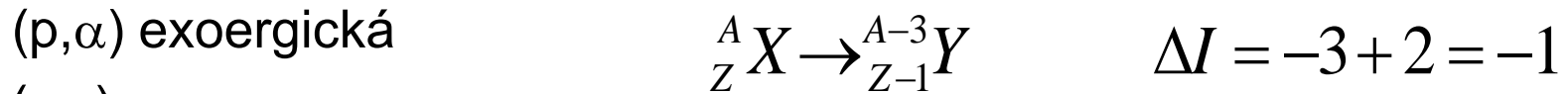
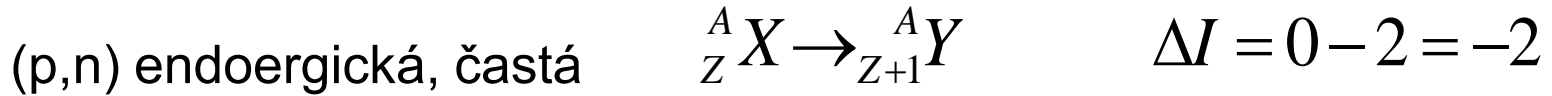


Oppenheimer-Phillips(1935)

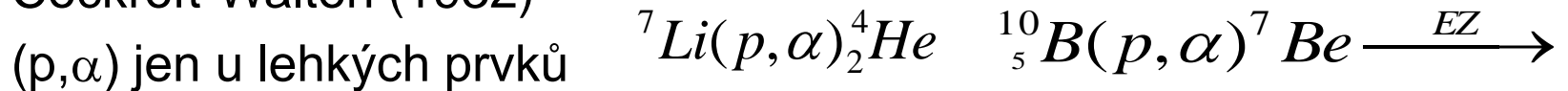


10:1, $E_d=5$ MeV

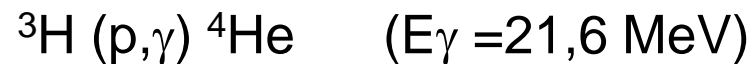
Reakce protonů $\sigma(p,y) < \sigma(d,y)$



Cockroft-Walton (1932)



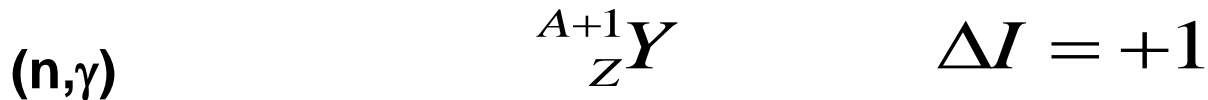
(p, γ) hlavně u lehkých prvků, zdroj tvrdého gama



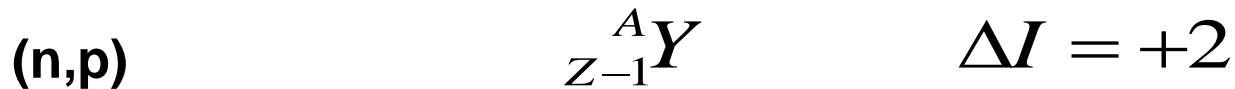
Reakce neutronů

Vyznačují se snadným průnikem neutronu do terčového jádra a relativně vysokými účinnými průřezy, které závisejí na energii n

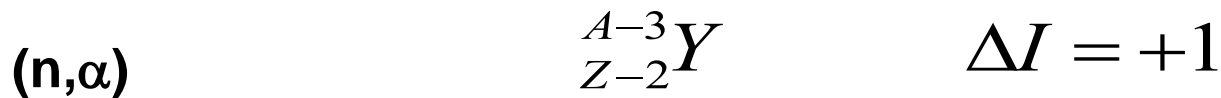
Neutrony	E
s velmi vysokými energiemi	$> 50 \text{ MeV}$
s vysokými energiemi	$10 \text{ MeV} - 50 \text{ MeV}$
rychlé	$0,5 \text{ MeV} - 10 \text{ MeV}$
středních energií	$1 \text{ keV} - 0,5 \text{ MeV}$
pomalé 1) rezonanční	$0,5 \text{ eV} - 1 \text{ keV}$
2) epitermální	$0,1 \text{ eV} - 1 \text{ eV}$
3) tepelné (0,025 eV)	$0,002 \text{ eV} - 0,5 \text{ eV}$
4) chladné	$< 0,002 \text{ eV}$



nejčastější, se všemi jádry kromě ${}^4\text{He}$, exoergická, nejvyšší účinné průřezy pro tepelné neutrony, vede k izotopu (nízká měrná aktivita)

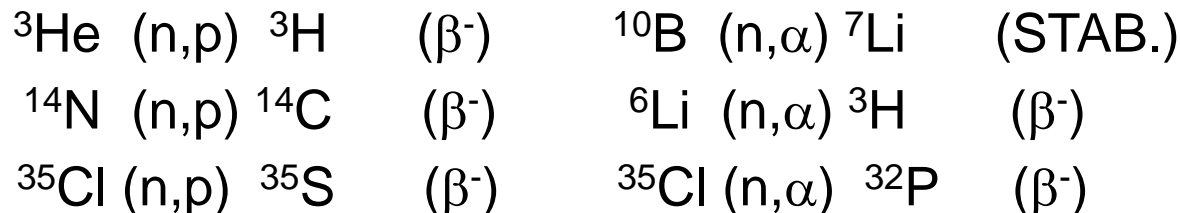


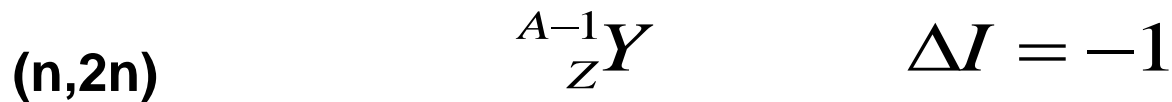
méně častá, většinou endoergická, proto nestačí tepelné neutrony (potřeba vyšší energie na vyslání protonu, zejména při vyšším Z)



méně častá, exoergická, ale na vyslání částice α je zapotřebí vyšší energie, zejména při vyšším Z

S tepelnými neutrony probíhají pouze následující reakce (n,p) a (n,α):

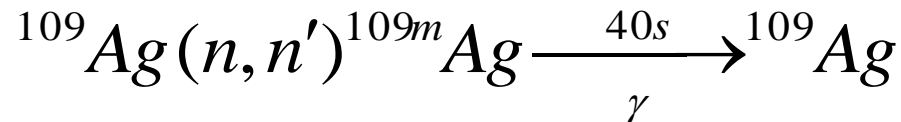




poměrně častá, ale endoergická, tj. s neutrony vyšších energií

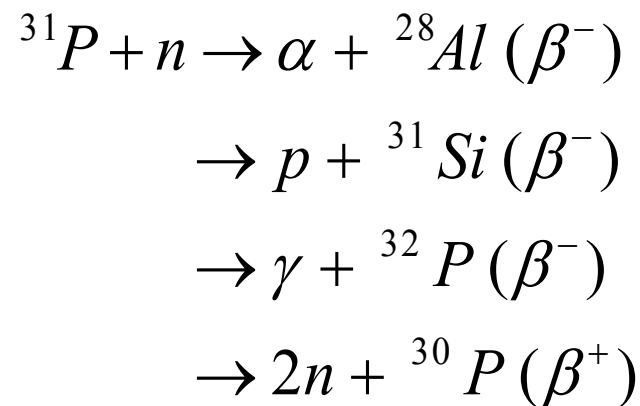


rozptyl neutronů na jádrech, nepružný rozptyl může vést k izomeru



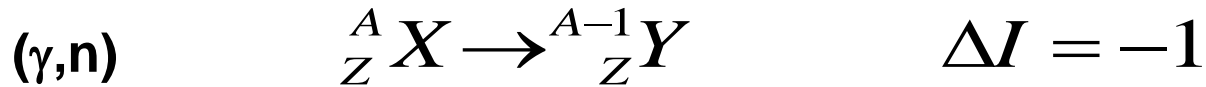
(n,d) a **(n,t)** reakce jsou málo běžné vzhledem k malé vazebné energii vysílaných částic a probíhají jen při vysokých energiích n

Reakce neutronů se často kombinují, zejména při vyšších energiích a při pestrém spektru energií n

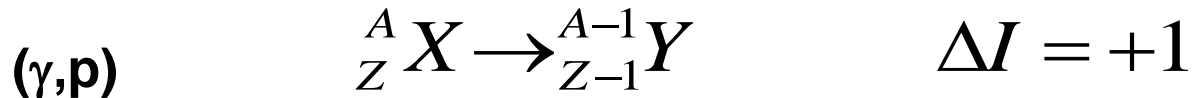


Reakce fotonů γ (fotojaderné)

Zvláštní typ reakcí, terčové jádro excitováno absorpcí vysoké energie, převyšující vazebnou energii vysílaných částic. Výtěžky reakcí nižší o 1-2 řády než u běžných jaderných reakcí.

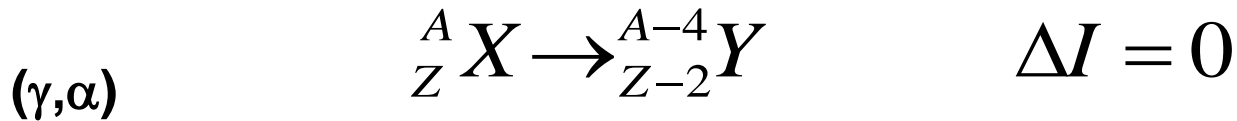


nejčastější typ, neutron nemusí překonávat výstupní bariéru, vede k izotopu $D + \gamma \rightarrow p + n$ (Chadwick – Goldhaber 1934)

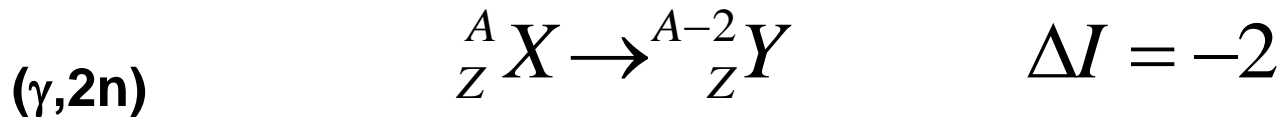
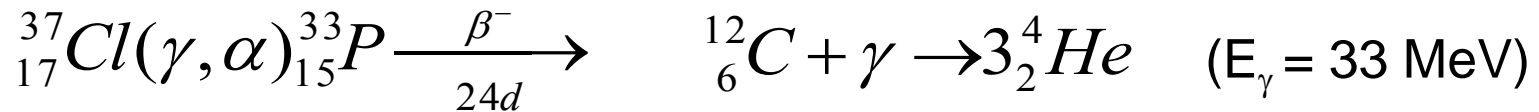


méně častý, obtížnější vyslání protonu, zejména u těžších prvků

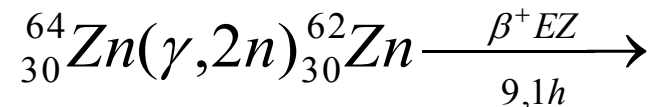
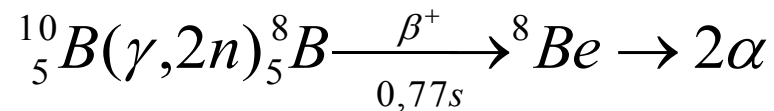




málo častá kvůli obtížnému překonání potenciálové bariéry



silně endoergická reakce, ale existuje:



(γ, He^3) a $(\gamma, {}^3H)$ se vyskytují jen ojediněle

Reakce tritonů

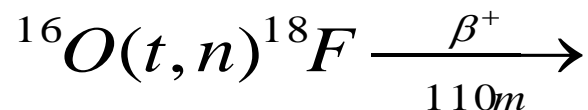
První reakce 1948 s 10 MeV t získanými reakcí ${}^9\text{Be}(d,t){}^8\text{Be}$



Takto vzniká izotop (Openheimer-Philips).

Dále zjištěny reakce (t,d),(t,n),(t,2n),(t, α) aj.

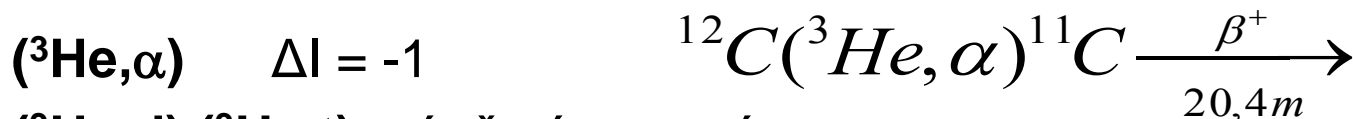
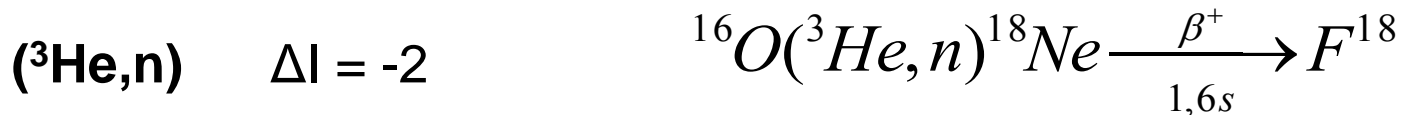
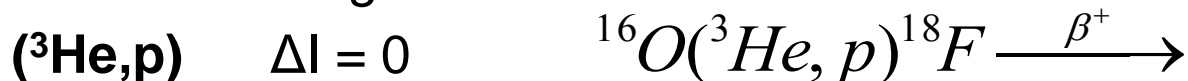
Prakticky významný je reakční pár ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$



Reakce ${}^3\text{He}$

Urychlením vzácného izotopu He ($1,3 \times 10^{-4}\%$) odděleného elmgm.

Vesměs exoergické:

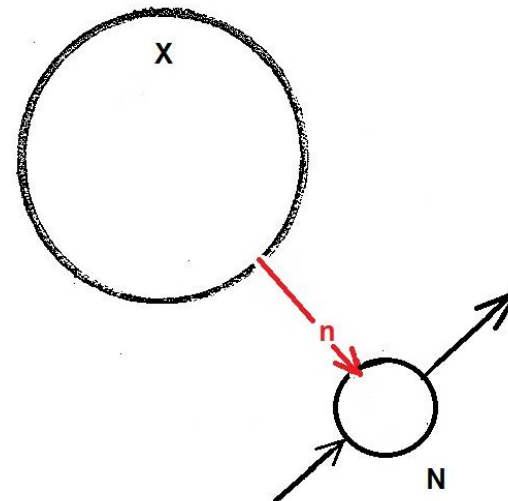
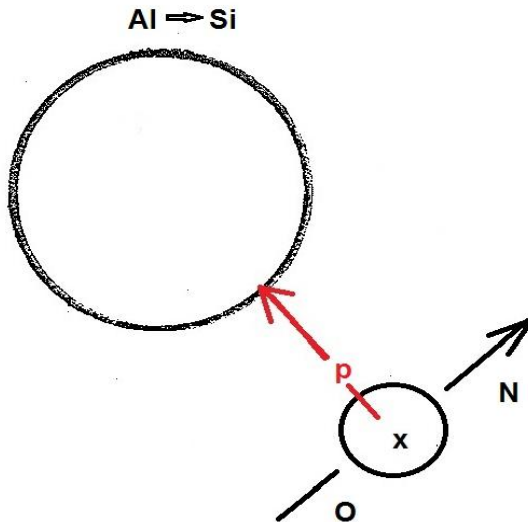
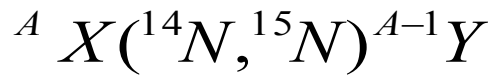
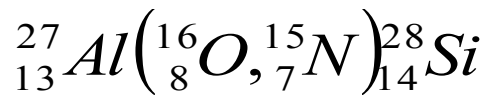
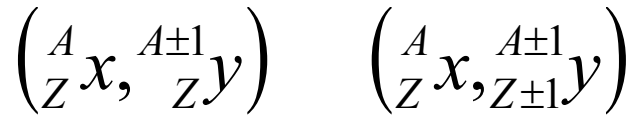


$({}^3\text{He}, d)$ $({}^3\text{He}, t)$ méně významné

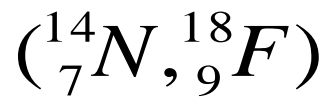
Reakce iontů těžších prvků

Cílem je získání nuklidů výrazně těžších než terčové jádro. Problém představuje získání strel dostatečného náboje (urychlení) a energie (průnik do jádra). Podle energie se liší typ reakce:

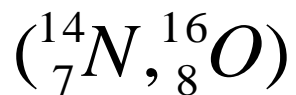
a) jednoduché (jednonukleonové) přenosové reakce – potřebná energie desítky MeV



b) složité (vícenukleonové) přenosové reakce

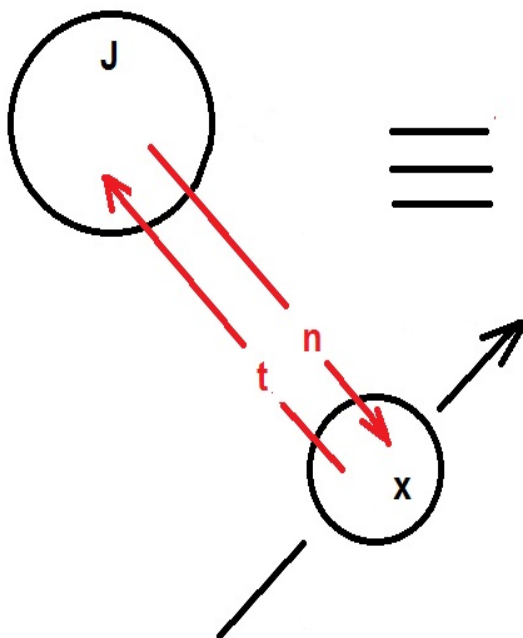
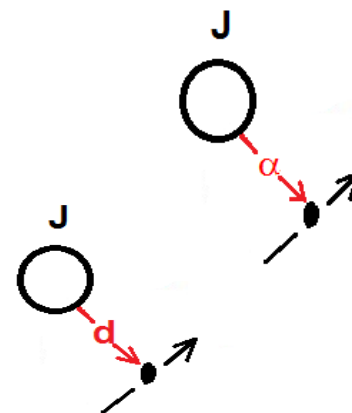


přenos α

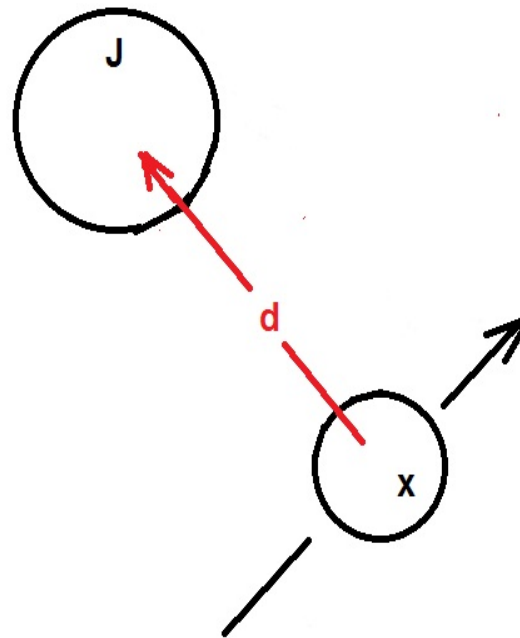


přenos d

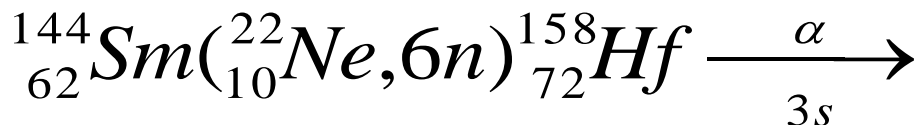
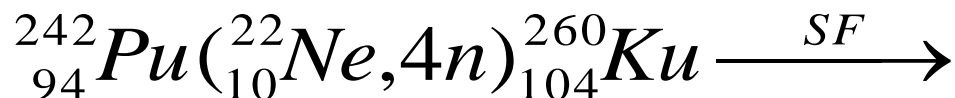
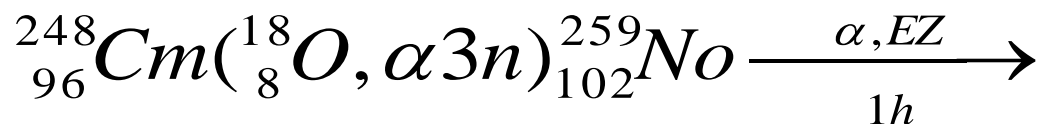
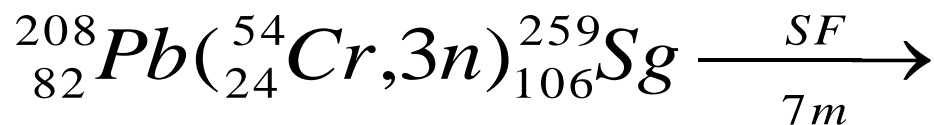
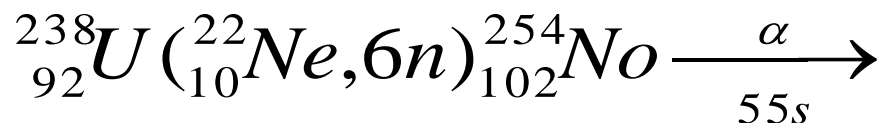
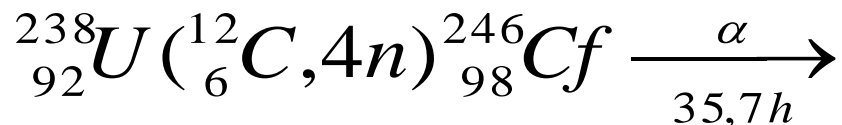
atd.



≡



c) nepřímé jaderné reakce se vznikem složeného jádra ($E > 100 \text{ MeV}$)
 – syntetický charakter (hlavně transurany), emise většího počtu částic

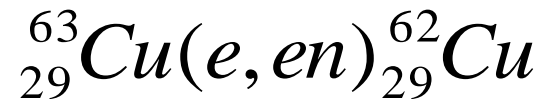
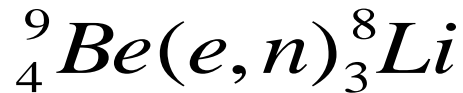


Jaderné reakce s elektrony (elektrodesintegrace)

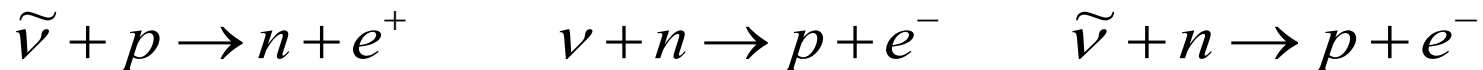
V podstatě přenos energie e na jádro, vytržení neutronu

($E_e > 1 \text{ MeV}$), 1939

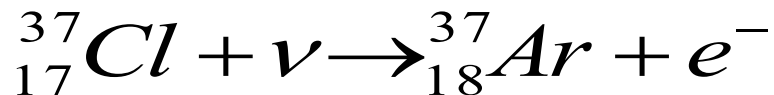
($E_e > 20 \text{ MeV}$),



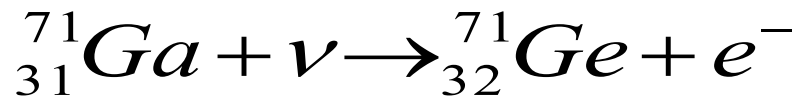
Jaderné reakce s neutriny – jde vlastně o záchyt nukleony



Praktický význam – měření toků neutronů ze slunce 1-3 km pod zemí



$\sigma_\nu \cong 10^{-48} \text{ m}^2$ EZ 35,1d perchlorethylen



EZ 12,5 d 31 t GaCl_3 v roztoku nebo 57 t Ga

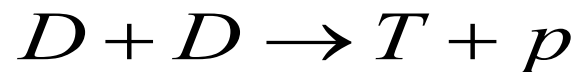
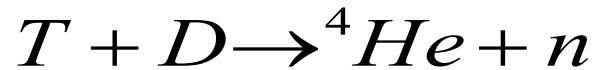
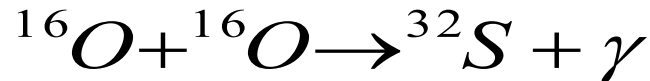
Složité binukleární reakce

1. Vliv energie x 0-50 MeV, 50-100 MeV, > 100 MeV

2. (x,s) $X+x \rightarrow Y_1 + Y_2 + Y_3 + \dots + \nu_1 p + \nu_2 n$ n převažují, proto jsou trosky neutronodeficitní a tedy zářiče EZ a β^+

3. (x,f) $X+x \rightarrow Y_1 + Y_2 + \nu n$ produkty zářiče β^-

4. fúzní reakce



Vliv energie nalétající částice na typ a výtěžek reakce

Terč. jádro	A = 25 – 80				A > 80			
částice	α	d	p	n	α	d	p	n
energie								
0 - 1 keV	-	-	-	n, γ	-	-	-	n, γ
1 – 500 keV	α ,n α , γ α ,p	d,p d,n	p,n p, γ p,d	n, γ	-	-	-	n, γ
10 – 50 MeV	α ,2n α ,n α ,p α ,np α ,2p	d,p d,2n d,np d,3n d,t	p,2n p,n p,np p,2p p, α	n,2n n,p n,np n,2p n,d	α ,2n α ,n α ,p α ,np	d,p d,2n d,np d,3n	p,2n p,n p,np p,2p	n,2n n,p n,np n,2p