

IZOTOPOVÉ METODY

Organizační informace: Přednášky a cvičení, přednáška zakončená testem + případná ústní zkouška, cvičení 100% účast + všechny vypracované protokoly.

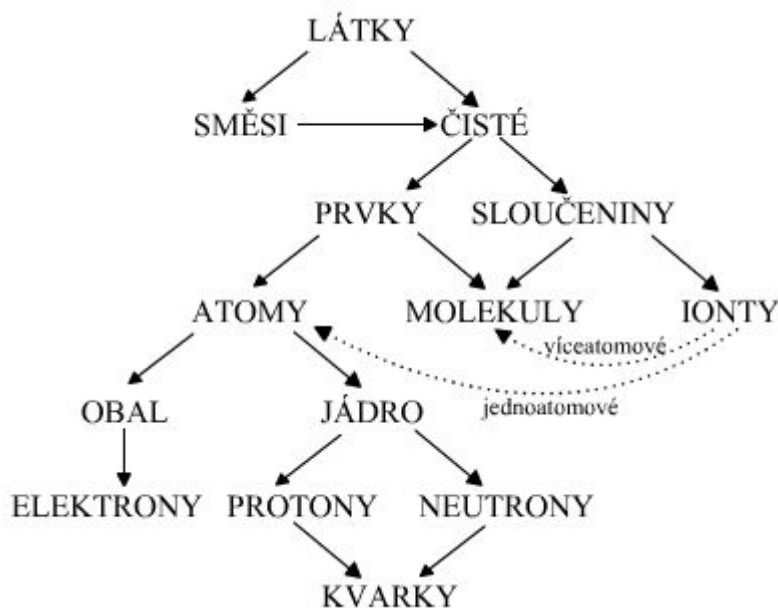
1. Základní údaje

doporučená literatura: Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie - Jiří Hála - Konvoj 1998, koupit skripta Jiří Hála - Cvičení s jaderné chemie

Sylabus přednášky: 1. Základní údaje 2. Atomové jádro, 3. Radioaktivní přeměny, 4. Vlastnosti ionizujícího záření, 5. Metody detekce IZ, 6. Biologické účinky IZ, 7. Použití radionuklidů a izotopů v biologii a lékařství

Sylabus cvičení: 1. Školení bezpečnosti práce; 2. Test + (1A) Vliv doby měření a pozadí na přesnost měření radioaktivních vzorků; 3. (2B, 3A) Mrtvá doba scintilačního detektoru, charakteristika scintilačního detektoru; 4. (4B) Spektrometrie γ záření s polovodičovým detektorem; 5. (5A) Absorbce záření γ ; 6. (11) Aktivace; 7. (13) Kapalná scintilace;

Struktura hmoty:

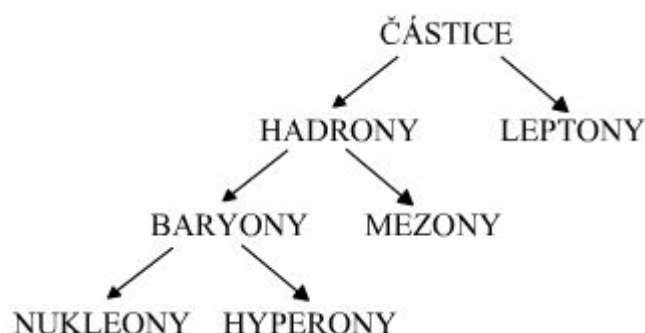


Rozdělení částic (hmoty):

Elementární částice dnes – cca 100 částic + 100 antičástic

Následující schéma naznačuje zjednodušeně členění elementárních částic:

IZOTOPOVÉ METODY



- bosony, celý spin (vnitřní moment hybnosti) (^{16}O , γ , α)
- fermiony, polocelý spin (p, n, e)

- hadrony, slabá jad., el. mag. a silná jaderná
- leptony, necítí silnou jadernou (e, ν , μ)

hadrony – baryony – polocelý spin (n, p)
 mezony – celý spin (π)

Symbolika: ${}^A_Z\text{X}^N$ běžný zkrácený zápis: ${}^A\text{X}$

A – nukleonové číslo ($A=Z+N$)
Z – protonové číslo
N – neutronové číslo

Zvláštní symbolika: D – deuterium – ${}^2\text{H}$
 T – tritium – ${}^3\text{H}$

Pojmy: *nuklid(y)* – soubor identických atomů jejichž jádra tedy mají identické složení, stejné A i Z
isotopy – soubor atomů které mají stejné protonové (Z) ale různé neutronové N (tím pádem i A) číslo
isobary – nuklidy které mají stejné nukleonové (A) ale různé protonové číslo
radio – značí že jádro je nestabilní a samovolně se rozpadá
Příklady: Isobary: ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{40}\text{K}$, ${}^{40}\text{Ca}$.

IZOTOPOVÉ METODY

Hmotnost atomu: kg x u definice u: $u = 1/12 m(^{12}\text{C})$
po vyčíslení: $u = 0,012 / (12 \cdot 6,022 \cdot 10^{23}) = 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 1 \text{ u}$

Energie: J x eV definice eV: je to energie kterou elektron získá při průchodu potenciálovým spádem 1V $E = Q U$
po vyčíslení: $E = Q U = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 1 \text{ eV}$

Příklady: Energie fotonu viditelného záření.

$$\lambda = 550 \text{ nm} = 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ m}; h = 6,63 \cdot 10^{-34} \text{ J s}; c = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$$
$$E = h \nu = h c / \lambda = 6,63 \cdot 10^{-34} \cdot 2,997 \cdot 10^8 / 5,5 \cdot 10^{-7} = 3,6 \cdot 10^{-19} \text{ J} = 3,6 \cdot 10^{-19} / 1,602 \cdot 10^{-19} = 2,3 \text{ eV}$$

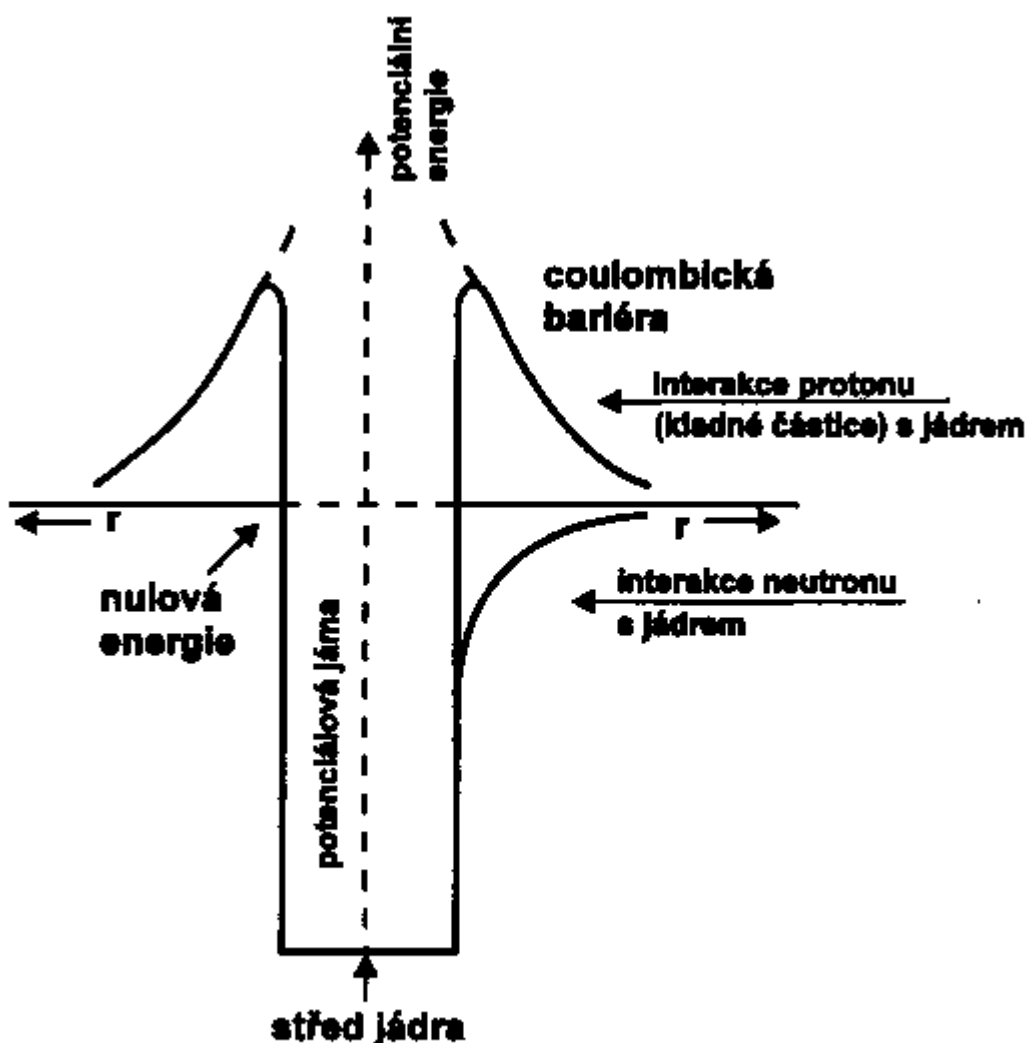
Ekvivalentní energie 1 u.

$$m = u = 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg}; c = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$$
$$E = m c^2 = 1,6606 \cdot 10^{-27} (2,997 \cdot 10^8)^2 = 1,492 \cdot 10^{-10} \text{ J} = 1,492 \cdot 10^{-10} / 1,602 \cdot 10^{-19} = 931,3 \text{ MeV}$$

2. Atomové jádro

- p + n; centrum + náboje a hmoty ($m(p)$ či $m(n) \cong 2000 m(e)$); průměr jádra $\approx 10^{-15} \text{ m}$ (atomu $\approx 10^{-10} \text{ m}$)

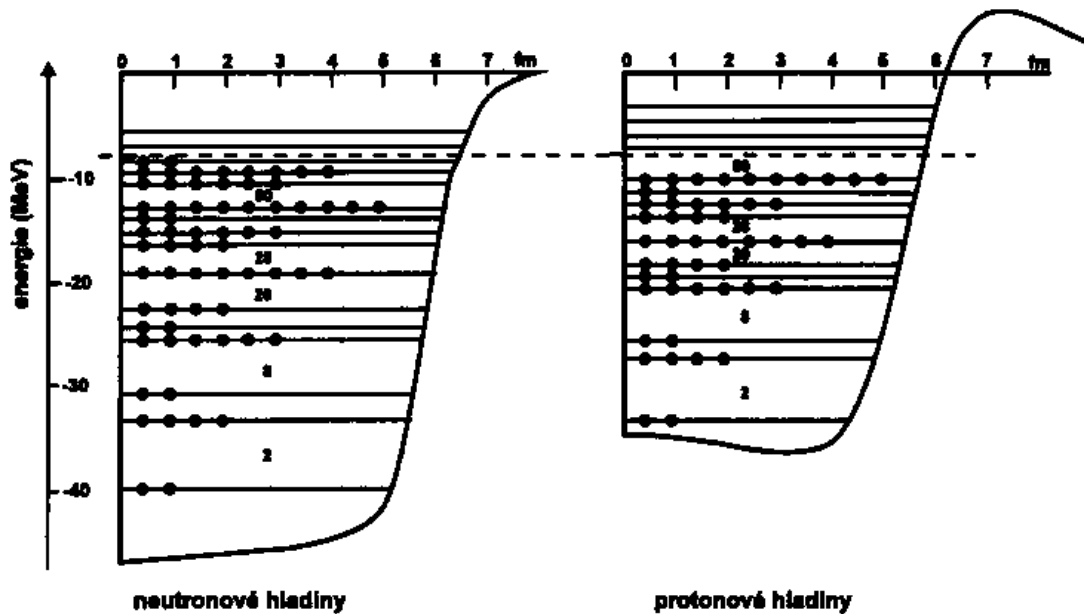
Jaderná potenciálová jáma a bariéra:



Obrázek 2: Potenciální energie při interakci jádra s nukleony.

Hladinový model jádra:

- p i n mají spin $1/2$ a ve společném (ale zvlášť p a n) silovém poli platí Pauliho princip – každá částice musí být v jiném kvantovém stavu (jako u e v obalu)
- vzniká tak soubor hladin (zvlášť pro p a n)



Obrázek 4: Uspořádání nukleonů v jádru $^{116}_{50}\text{Sn}$.

- u p coulombická síla způsobuje zvýšení energie energetických hladin v potenciálové jámě
- zaplňování slupek (en. hladin) probíhá obdobně jako u elektronového obalu (2, 8, 8, 18, 18, 32...), zde u p 2, 6, 12 ... obdoba u n, celkem pak 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 protonů a 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 neutronů, jsou to tzv magická čísla
- po zaplnění těchto slupek je jádro stabilizováno, obdoba vzácných plynů (při zaplňování slupek v el. obalu)
- dvojité magická : Z a N jsou magická čísla; Příklad: ^4He (2p, 2n), ^{16}O (8p, 8n), ^{208}Pb (82p, 126n)
- ostrůvky stability: předpokládá se vznik relativně stabilních nuklidů, ^{298}X (114p, 184n), ^{310}Y (126p, 184n)
- aby bylo jádro stabilní musí mít též správný poměr N a Z, zpočátku $N/Z = 1$ poté roste až na 1,52 u posledního stabilního nuklidu ^{209}Bi (83p, 126n), tzv. řeka stability
- př. ^{100}Sn (50p, 50n) $T_{1/2} \approx 1$ s
- nejstabilnější jádra jsou sudo-sudé, pak sudo-liché či licho-sudé a jen 4 stabilní licho-liché: ^2H (1p, 1n), ^6Li (3p, 3n), ^{10}B (5p, 5n) a ^{14}N (7p, 7n)

Hmotnost a vazebná energie jádra:

$$m(X) < Z m(p) + N m(n) \quad \text{hmotnostní úbytek: } \Delta = m(X) - (Z m(p) + N m(n)) \quad \Delta < 0$$

$$E_v = -\Delta c^2 \quad (E_v > 0) \quad \text{- vazebná energie jádra, z definice plyne že je kladná}$$

$\varepsilon = E_v / A$ - střední vazebná energie, v podstatě je to energie potřebná k uvolnění jednoho nukleonu z jádra

Excitační energie jádra je o 5-6 řádů větší než excitační energie el. obalu.

IZOTOPOVÉ METODY

Příklad: ^{12}C (6 p, 6 n), $m(\text{p}) = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$; $m(\text{n}) = 1,6750 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$; $m(\text{e}) = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$; $c = 2,997 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1}$; $u = 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$

teoretická $m(^{12}\text{C}) = 6 m(\text{p}) + 6 m(\text{n}) + 6 m(\text{e}) = 2,0091 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$

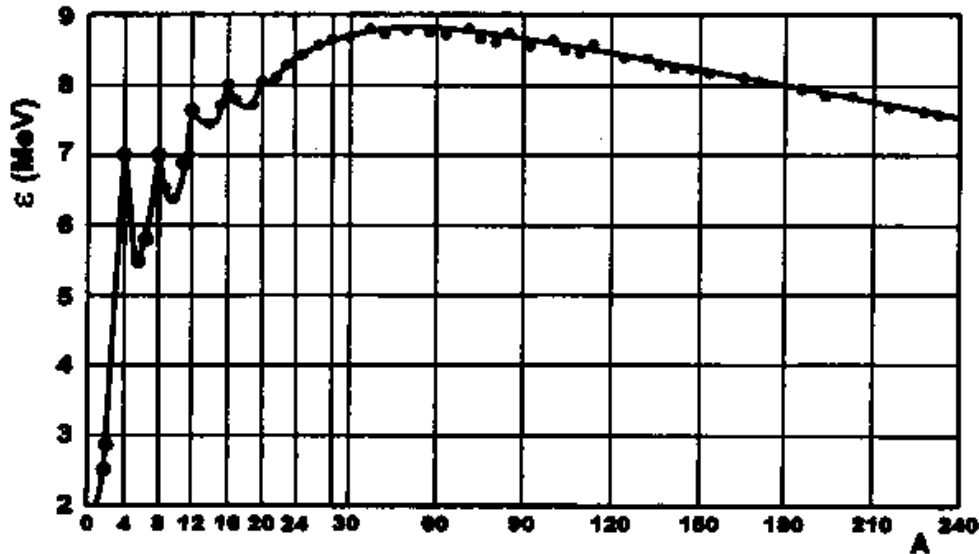
skutečná $m(^{12}\text{C}) = 12 u = 1,9927 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$

$\Delta = 1,9927 \cdot 10^{-26} - 2,0091 \cdot 10^{-26} = -1,6407 \cdot 10^{-28} \text{ kg}$

$E_v = 1,6407 \cdot 10^{-28} (2,997 \cdot 10^8)^2 = 1,4736 \cdot 10^{-11} \text{ J} = 1,4736 \cdot 10^{-11} / 1,602 \cdot 10^{-19} = 92 \text{ MeV}$

$\epsilon = 9,2 \cdot 10^7 / 12 = 7,7 \text{ MeV}$

Zajímavost: Při vzniku 12g (1 mol) ^{12}C z p a n, by se uvolnilo $1,4736 \cdot 10^{-11} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} = 8,9 \text{ TJ}$, rozštěpením 12g uranu se uvolní asi 1 TJ ale rozštěpením 1 molu uranu 20 TJ



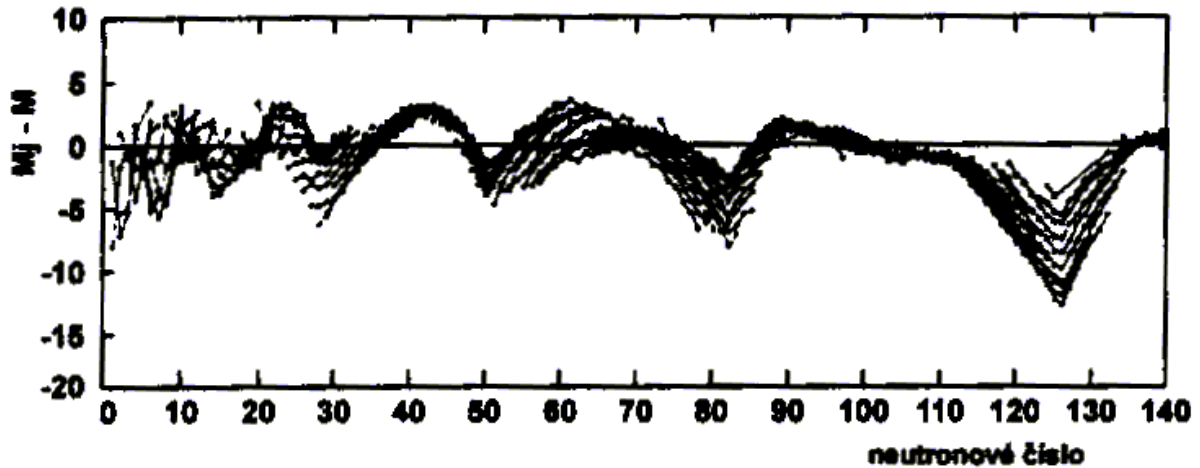
Obrázek 5: Závislost střední vazebné energie nukleonu na nukleonovém čísle jádra.

Kapkový model jádra:

$E_v \cong k A$ - krátký dosah jaderných sil obdoba v kapce vody, působí na sebe jen sousední molekuly

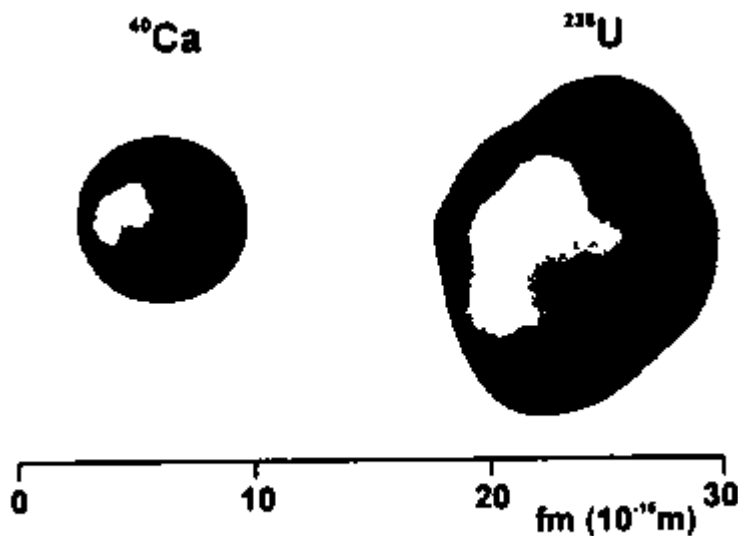
$$E_v = \frac{k_1 A}{1} - \frac{k_2 A^{2/3}}{2} - \frac{k_3 Z^2 A^{-1/3}}{3}$$

\downarrow \searrow \swarrow
 objemová e. povrchová e. coulombické odp. protonů



Obrázek 6: Rozdíl skutečných a vypočtených hmotností jader v závislosti na neutronovém čísle (čarami jsou spojeny izotopy). Stabilizaci jader je zřetelně vidět v oblasti $N = 28, 50, 80$ a 126 . Převzato z [38].

tvár jádra: kulový tvar mají jen dvojitě magická jádra, ostatní jádra se stabilizují změnou tvaru



Obrázek 7: Tvar a velikost jader ^{40}Ca a ^{238}U .

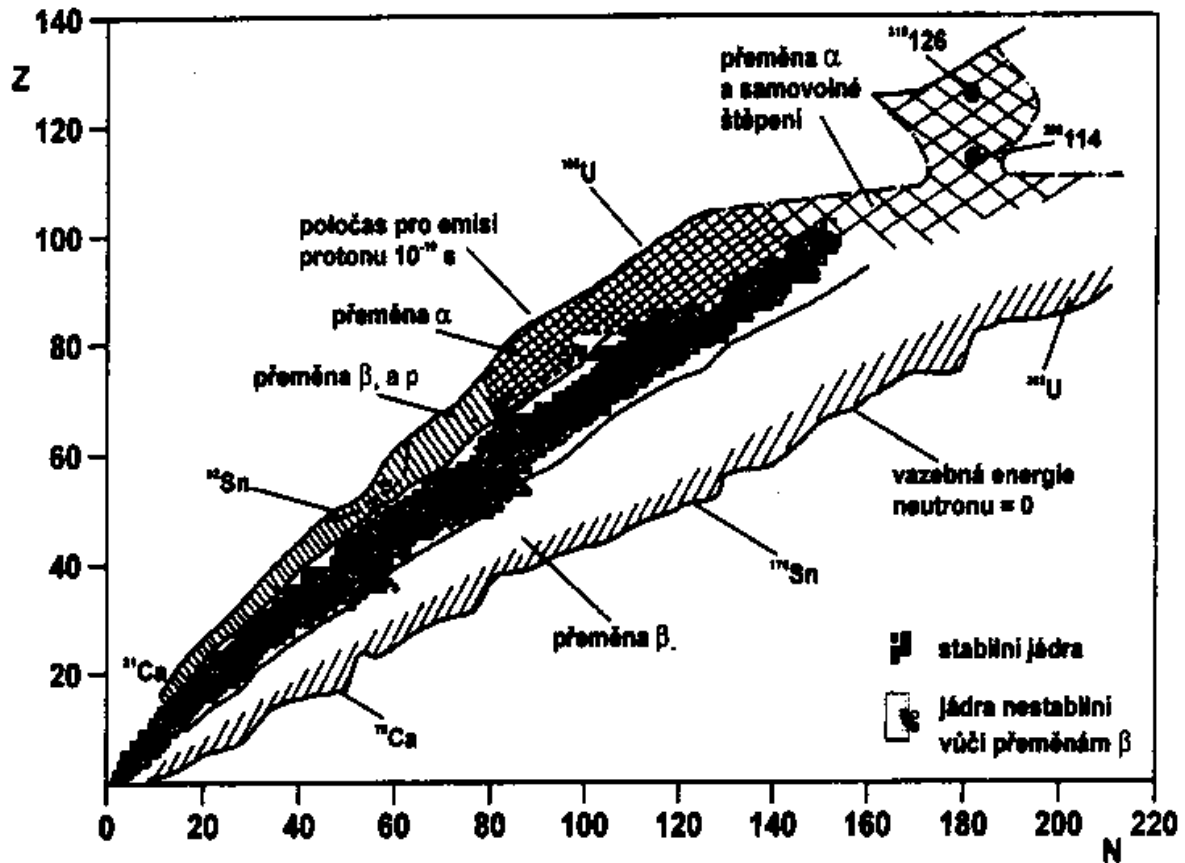
Izotopové efekty: $^1\text{H}_2\text{O}$, $^2\text{H}_2\text{O}$, $^3\text{H}_2\text{O}$ či $^{235}\text{UF}_6$ a $^{238}\text{UF}_6$
 střední rychlost molekul: $v = \sqrt{8kT/m\pi}$
 frekvence vibrace (těžší iz. menší frekv.): $\approx \sqrt{(m_1 + m_2)/(m_1 m_2)}$
 Jiná t_t , t_v , rychlost difúze, rychlost chemické reakce
 Příklad: t_v $^2\text{H}_2\text{O} = 101,42$ °C; $t_t = 3.82$ °C

3. Radioaktivita

>2000 nuklidů; 266 stabilních

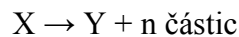
radioaktivita – samovolná přeměna na jiný nuklid (neplatí pro deexcitaci jádra)

pro $Z \leq 20$ $N/Z \approx 1$, poté postupně až 1,52 pro ^{209}Bi , přebytek neutronů zmenšuje odpuzování protonů



Obrázek 8: Oblast stabilních nuklidů a různých typů radioaktivních přeměn.

Při radioaktivní přeměně se uvolňuje energie.



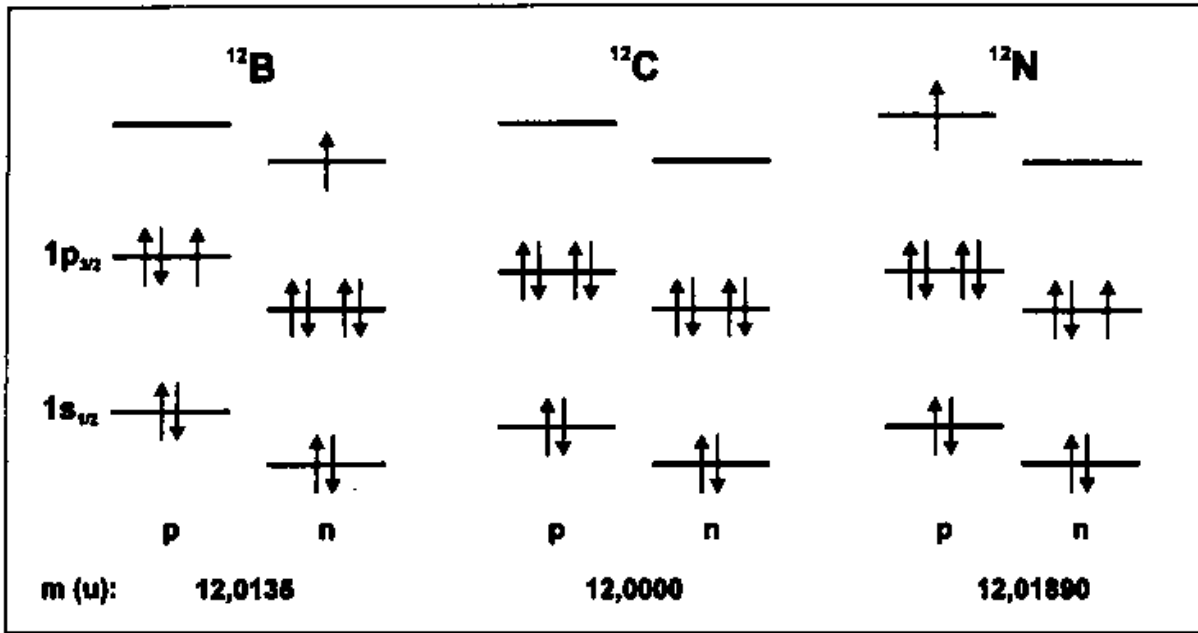
Základní hmotnostní podmínka radioaktivity:

$$M(X) > M(Y) + M(\text{ČÁSTIC})$$

Energie uvolněná při radioaktivní přeměně:

$$E_{\text{přeměny}} = E_{\text{kin}}(Y) + E_{\text{kin}}(\text{ČÁSTIC}) + E_{\gamma}$$

Stabilita atomových jader vyplývá z hladinového modelu:



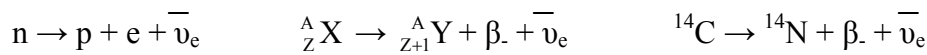
Obrázek 9: Souvislost nestability jádra vůči přeměnám β s nukleonovou konfigurací.

Skupiny radioaktivních přeměn:

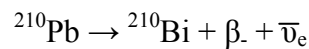
1. mění se Z při konstantním A (β^- , β^+ , EZ)
2. mění se Z i A (α , emise nukleonů, emise těžších jader ^{14}C , ^{24}Ne , SŠ)
3. deexcitace jádra (γ emise okamžitá či zpožděná, vnitřní konverze)

Druhy radioaktivních přeměn:

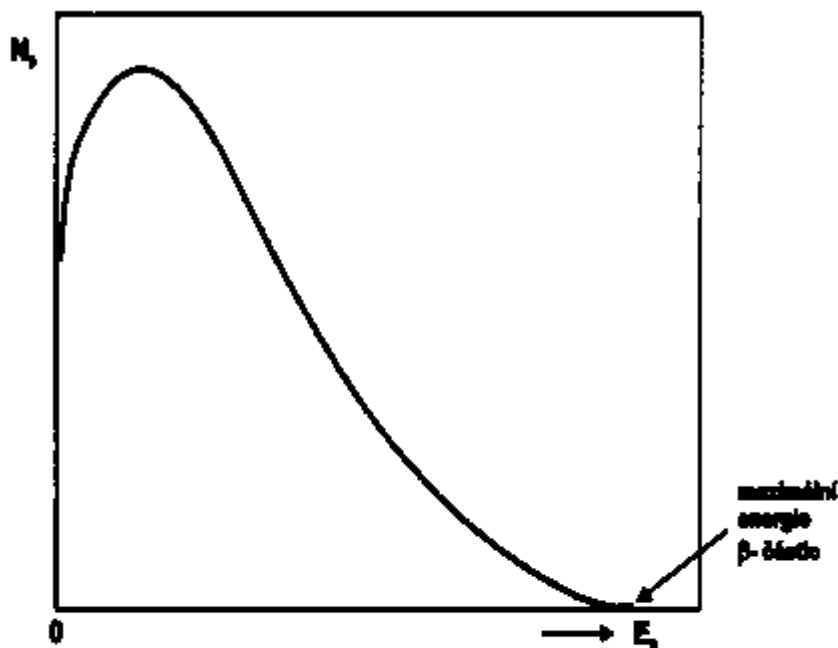
A) Přeměna β^- .



↑
měříme



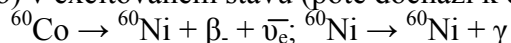
Energie se rozdělí mezi jádro (málo), elektron a $\bar{\nu}_e$ náhodně, spektrum je proto spojité.



Obrázek 12: Energetické spektrum β_- částic.

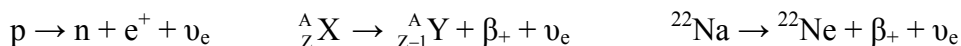
Jádro Y vzniká: a) v základním stavu ${}^3\text{H}$, ${}^{14}\text{C}$, ${}^{32}\text{P}$, ${}^{35}\text{S}$

b) v excitovaném stavu (poté dochází k emisi 1 či více γ)



Může vznikat i směs a) a b)

B) Přeměna β_+

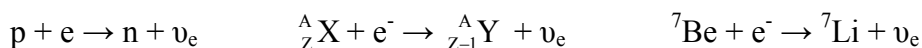


Platí stejné energetické zásady jako u β_- přeměny (spojité spektrum apod.).

Čistý β_+ rozpad je vzácný, většinou probíhá spolu s elektronovým záchytem (EZ). Měří se pomocí anihilačních fotonů a ionizačních účinků e^+ :

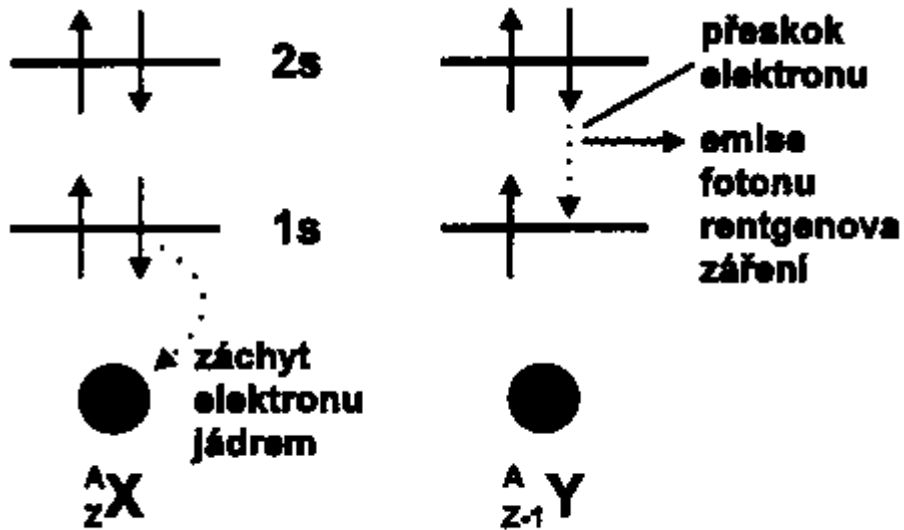


C) Elektronový záchyt (EZ)



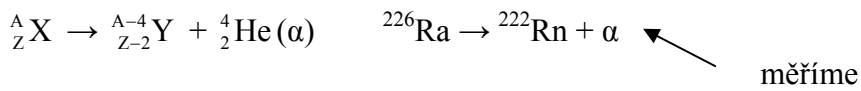
Po EZ dochází k následným dějům pomocí kterých se tato radioaktivita měří: zaplňování vakancí ve slupkách K či L \rightarrow emise RTG fotonů či Augerových elektronů (elektrony vyražené RTG zářením z vyšších slupek elektronového obalu, mají diskrétní energii, $E_{\text{aug}} = E_{\text{RTG}} - E_{\text{vaz.}}$). Měří se RTG fotony.

Použití v medicíně: ${}^{13}\text{N}$, ${}^{15}\text{O}$, ${}^{11}\text{C}$

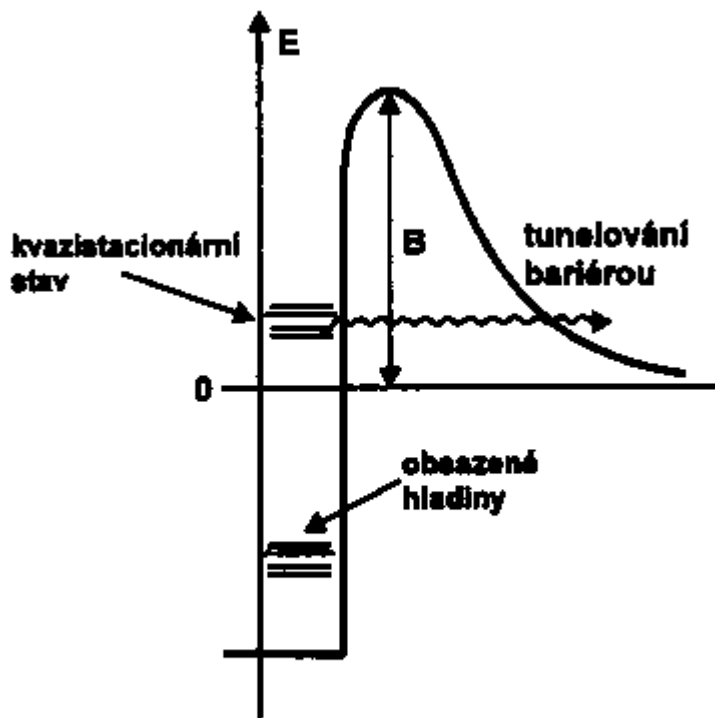


Obrázek 13: K výkladu elektronového záchytu.

D) Přeměna α



Alfa částice je velice stabilní a proto je její emise výhodná, zvláště u těžších prvků.

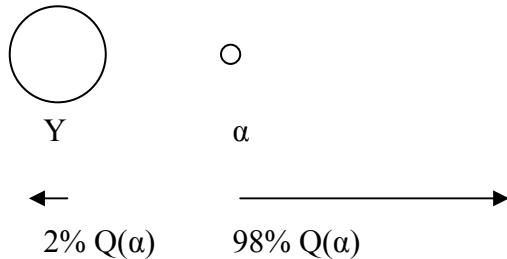


Obrázek 14: Mechanismus přeměny α .

Na rozdíl od spektra β je spektrum α spojitě ale stejně jako při β rozpadu vzniká část jader excitovaná.

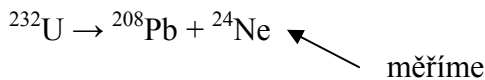
Odrazová energie jádra Y:

$$E_Y = (m(\alpha) Q(\alpha)) / (m(Y) + m(\alpha)) \text{ kde } Q(\alpha) = 931,5 (m(X) - m(Y) - m(\alpha))$$



$E_\alpha \approx 5 \text{ MeV}$, $E_Y \approx 100 \text{ keV}$, $Q(\alpha)$ – přeměnová energie jádra X [MeV]
 U přeměny β a emise γ je odrazová energie mnohem menší (řádově 10^1 eV). Zde odrazová energie způsobuje ztrátu části orbitálních elektronů, vzniká ion z velkým kladným nábojem, což vede ke rozrušení chemických vazeb v dané sloučenině.

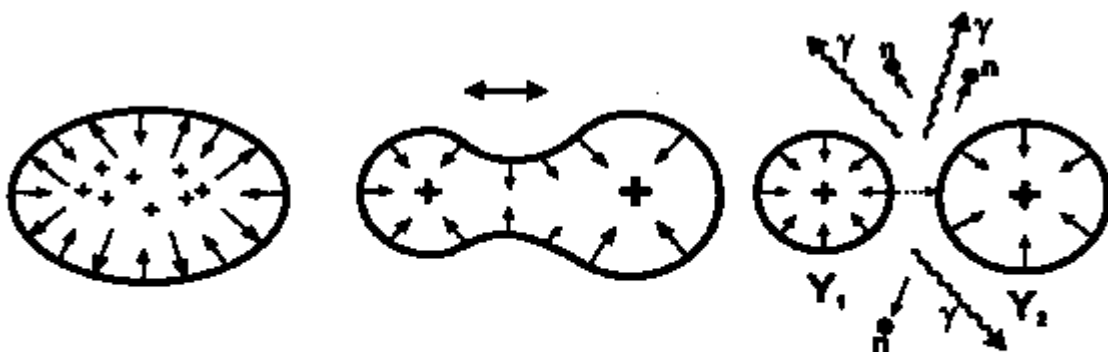
E) Emise těžších jader



Obdoba α rozpadu.

F) Samovolné štěpení (SŠ)

Je-li splněna hmotnostní podmínka, rozštěpí se jádro těžší na dvě lehká plus dva až tři neutrony. Existuje ale i bezneutronové štěpení.



Obrázek 16: Průběh samovolného štěpení jádra.

Vysvětlení: hladinový model: emise těžké částice, obdoba emise α částice
kapkový model: zvětšení povrchu, zúžení, vznik stabilních zárodků, zaškrcení, rozštěpení

IZOTOPOVÉ METODY

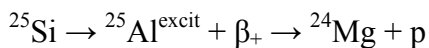
Většinou SŠ konkuruje α přeměna, která je na rozdíl od SŠ velice rychlá. V excitovaném stavu jde SŠ snadněji, protože jádro je deformovanější.

Příklad: $T_{1/2}$ SŠ pro excitované jádro $^{240}\text{Pu} = 8 \mu\text{s}$, pro jádro v základním stavu $1,2 \cdot 10^{11}$ roků.

Použití: ^{252}Cf – jako zdroj neutronů se kterými se ozařují nádory

G) Emise nukleonů

Normálně nemožná (jen na hranici existence jádra). Možná je spíše zpožděná emise nukleonů z excitovaného jádra.



H) Větvené přeměny

- 1) α / β
- 2) $\alpha / \text{SŠ}$
- 3) α / EZ
- 4) β_+ / EZ
- 5) β_- / EZ

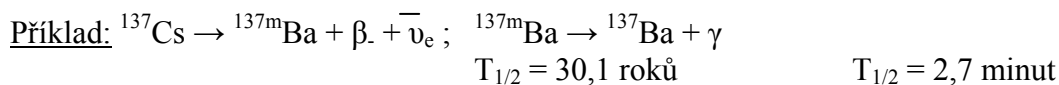
Současně můžou probíhat i více jak 2 přeměny naráz. Každý děj probíhá vlastní rychlostí. Celkový úbytek nuklidu je řízen nejrychlejším dějem.

I) Přeměna γ a vnitřní konverze

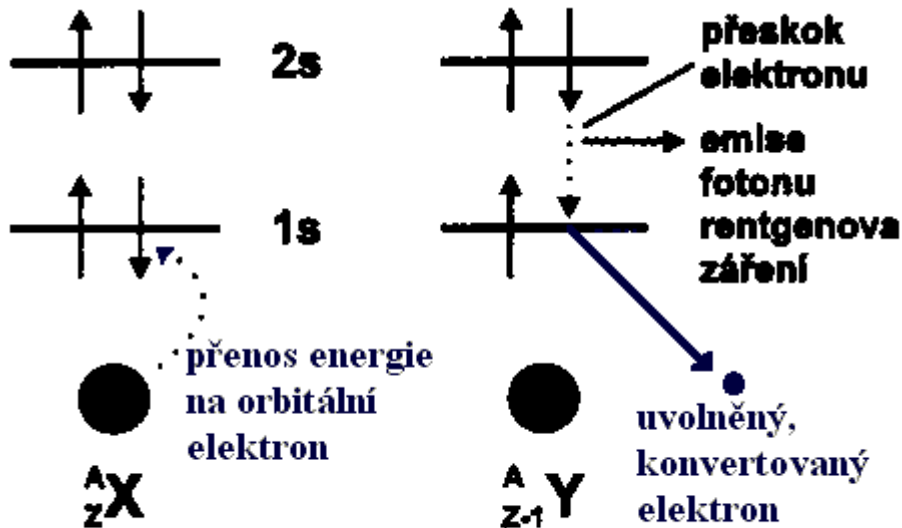
Po radioaktivní přeměně vzniká jádro většinou v excitovaném stavu. Foton má spin $I = 1$ a proto změna spinu o 1 je nejpravděpodobnější a dochází k „okamžité emisi γ záření.“

Rychlost s $\Delta I = 1$ $T_{1/2} = 10^{-16} - 10^{-10}$ s, s $\Delta I = 2$ $T_{1/2} = 10^{-11} - 10^{-4}$ s

Dále existuje „zpožděná emise γ záření“ $\Delta I > 2$ (zakázaný přechod) $T_{1/2} = 10^{-3}$ s – roky, daný nuklid se pak nazývá jaderný izomer.



vnitřní konverze: Je to přímý a nezářivý přenos excitační energie jádra na orbitální elektron.



Konvertované elektrony mají diskrétní spektrum: $E_{\text{kon}} = E_{\text{exc}} - E_{\text{vaz. el.}}$

Je-li $\Delta I = 0$ pak VK je jediný možný proces, protože emise není v tomto případě možná.

Kinetika radioaktivních přeměn:

- za dostatečně krátký časový interval se přemění vždy stálá část z přítomného počtu (N) atomů radioaktivního nuklidu (radionuklidu)

$$(dN / N) / dt = \lambda$$

$\lambda [s^{-1}]$ – přeměnová konstanta

Př. $\lambda = 1.10^{-3} s^{-1}$ – z přítomného počtu RN se přemění každou sekundu 1 / 1000 atomů

Tabulka 9: Přeměnové konstanty a poločasy některých radioaktivních nuklidů.

| Nuklid | $\lambda (s^{-1})$ | poločas |
|-------------------|-----------------------|------------------------|
| ^{238}U | $4,87 \cdot 10^{-18}$ | $4,51 \cdot 10^9$ roků |
| ^{14}C | $3,84 \cdot 10^{-12}$ | 5736 roků |
| ^{137}Cs | $7,23 \cdot 10^{-10}$ | 30 roků |
| ^{131}I | $9,93 \cdot 10^{-7}$ | 8,1 dní |
| ^{211}At | $2,67 \cdot 10^{-5}$ | 7,2 hodin |
| ^{223}Fr | $5,25 \cdot 10^{-4}$ | 22 minut |
| ^{262}Db | 0,0204 | 34 s |
| ^{263}Sg | 0,77 | 0,9 s |

IZOTOPOVÉ METODY

- Rychlost přeměny závisí na
- výchozím a konečném stavu jádra
 - vlnové funkci obou jader
 - na parametrech slabé, silné a elektromagnetické interakce

nezávisí na

- tlaku, teplotě, koncentraci, chemické formě

Vyjimka: U EZ a vnitřní konverze. $\lambda_{\text{slouč.}} < \lambda_{\text{kov}}$ př: u ${}^7\text{Be}$ $\lambda(\text{BeF}_2) < \lambda_{\text{kov}}$ o 0,1 %

Střední doba života: $\tau = 1 / \lambda$

Aktivita: rychlost přeměny radioaktivního nuklidu

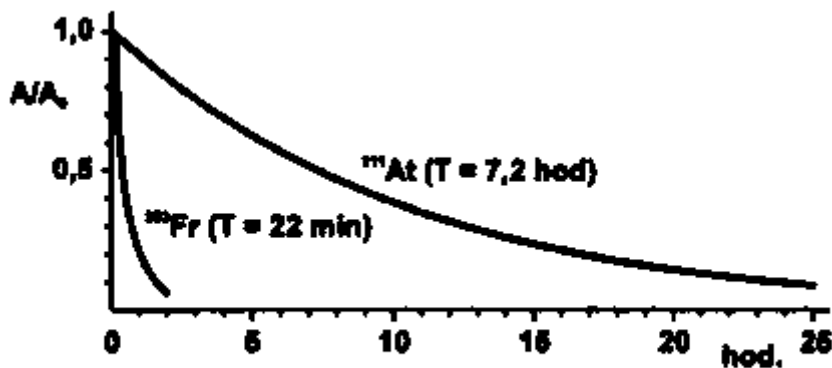
$$A = dN / dt$$

$$A = \lambda N$$

- závisí na počtu radioaktivních atomů v radioaktivní látce
- rozměr s^{-1}
- jednotka 1 becquerel (Bq), násobné kBq, MBq, GBq apod.
- měrná aktivita: vztaheno na m, V, c apod.
- maximální možná aktivita $A = \lambda N = \lambda N_A [\text{Bq} \cdot \text{mol}^{-1}]$

Časová změna aktivity:

$$-dN / dt = \lambda N \rightarrow N = N_0 e^{-\lambda t} \rightarrow A = A_0 e^{-\lambda t}$$



Obrázek 21: Časový průběh aktivity.

- aktivita RN klesá s časem exponenciálně, rychlost poklesu je dána konstantou λ .

Poločas přeměny: $A = A_0 / 2 \rightarrow$

$$\begin{aligned} A_0 / 2 &= A_0 e^{-\lambda t} \\ 1 / 2 &= e^{-\lambda t} \\ \ln(1 / 2) &= -\lambda t \\ -\ln 2 &= -\lambda t \\ t &= \ln 2 / \lambda \\ \mathbf{T_{1/2}} &= \mathbf{\ln 2 / \lambda} \end{aligned}$$

Měření poločasu rozpadu z úbytku aktivity lze jen u krátkodobě žijících radionuklidů. Jinak se poločas rozpadu počítá z aktivity radionuklidu o známé hmotnosti (měrné aktivivy).

IZOTOPOVÉ METODY

Radionuklid o hmotnosti m obsahuje: $N = n N_A$
 $N = (m N_A) / Ar$
 $A = (\lambda m N_A) / Ar$

Pak z λ spočítáme $T_{1/2}$, popřípadě se znalostí λ spočítáme m .

Příklad využití vztahu $A = A_0 e^{-\lambda t}$:

- uhlíková metoda ^{14}N (n, p) ^{14}C – vysvětlit tento druh zápisu
- ^{14}C se během minut až hodin oxidují na CO_2
- rozdělení mezi rostliny, organismy, oceány
- rovnováha 15,3 přeměny za minutu v 1g C živé hmoty
- po smrti konec rovnováhy, citlivost asi do 50 000 roků ($T_{1/2} = 5,7$ tisíc roků)
- měří se dřevo, uhlíky, textil, kůže
- moderní metoda: urychlovačová hmotnostní spektrometrie, použitelná až do 100 000 roků
- stačí i 0,05 mg vzorku, ve vakuu se vzorek bombarduje ionty Cs^+ za vzniku $^{14}\text{C}^-$ (izobarický ^{14}N záporné ionty netvoří) poté se ionty $^{14}\text{C}^-$ dostávají do prostoru s Ar, vzniká $^{14}\text{C}^{3+}$ a vstupují do hmotnostního spektrometru.
- stejná metoda se používá ke stanovení obsahu př.: ^{10}Be (mořské sedimenty, polární led), ^{36}Cl a ^{129}I (podzemní vody), ^{27}Al (mořské sedimenty).

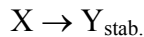
Příklad: Maximální měrná aktivita pro glycin $\text{NH}_2 - \text{CH}_2 - ^{14}\text{COOH}$

$T_{1/2} = 5760 \text{ r} = 1,818 \cdot 10^{11} \text{ s}$; $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$

$\lambda = \ln(2) / T_{1/2} = 3,813 \cdot 10^{-12} \text{ s}^{-1}$ A (molární, maximální) = $\lambda N_A = 3,813 \cdot 10^{-12} \cdot 6,022 \cdot 10^{23} = 2,3 \cdot 10^{12} \text{ Bq} \cdot \text{mol}^{-1} = 2,3 \text{ TBq} \cdot \text{mol}^{-1} = 2,3 \text{ GBq} \cdot \text{mmol}^{-1}$

Z katalogu SIGMA: glycin ^{14}C 0,3 – 2,0 GBq . mmol⁻¹

Kinetika hromadění stabilního produktu radioaktivní přeměny:



$$-dN_X / dt = dN_Y / dt$$

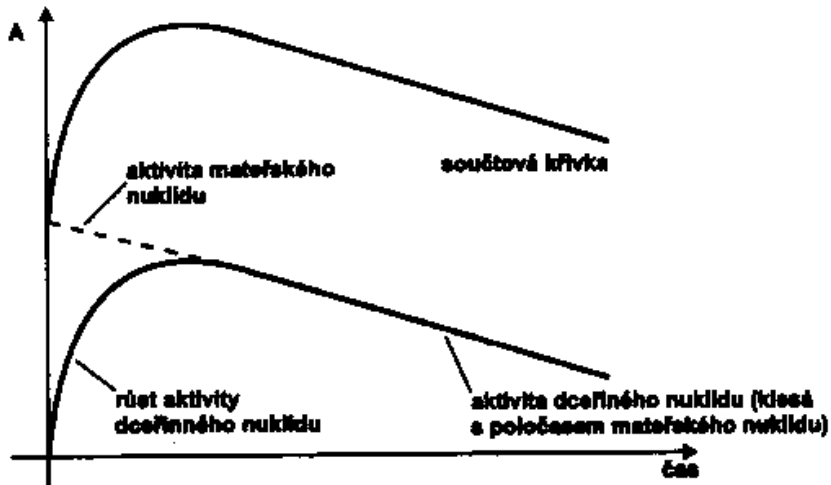
Na počátku ($t = 0$) $N_{X,0}$ atomů X a 0 atomů Y pak v čase t platí:

$$N_{X,0} = N_X + N_Y$$
$$N_X = N_{X,0} e^{-\lambda t} = (N_X + N_Y) e^{-\lambda t}$$

Pro počet atomů N_Y vzniklých za čas t platí:

$$N_X / e^{-\lambda t} = N_X + N_Y$$
$$N_Y = N_X / e^{-\lambda t} - N_X$$
$$N_Y = N_X e^{\lambda t} - N_X$$
$$N_Y / N_X = e^{\lambda t} - 1$$

Použití: Při určování stáří nerostů. Nuklid musí mít velký $T_{1/2}$ (^{40}K , ^{87}Rb , ^{238}U atd.), okamžik krystalizace $t = 0$. Nejznámější je metoda **draslík-argonová**: roztavení materiálu a stanovení ^{40}Ar pomocí hmotnostní spektrometrie.



Obrázek 24: Průběh aktivity mateřského a dceřinného nuklidu v případě ustavení přechodné radioaktivní rovnováhy.

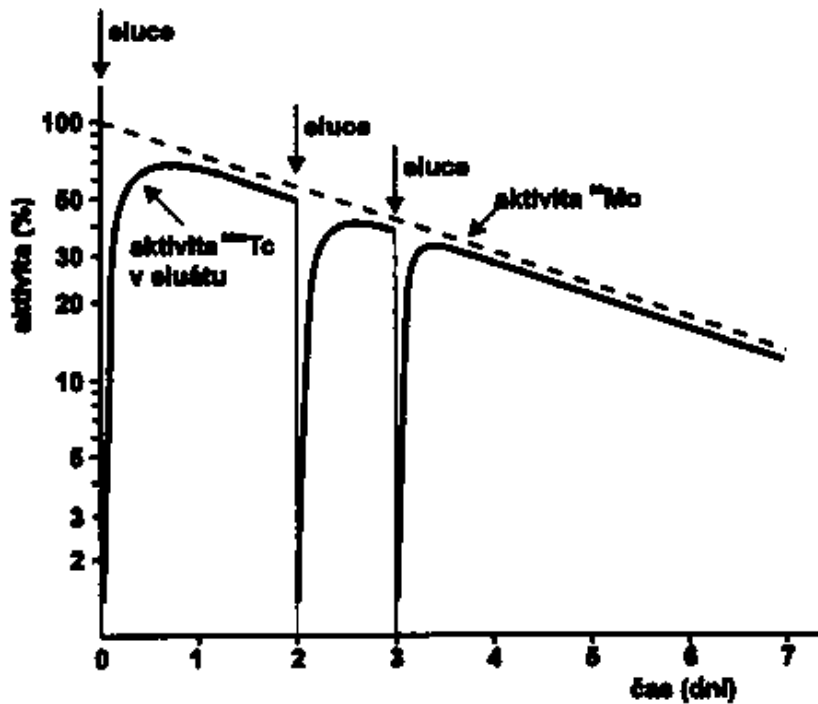
$$A_Y = A_X \lambda_Y / (\lambda_Y - \lambda_X)$$

$$A_Y / A_X = \lambda_Y / (\lambda_Y - \lambda_X)$$

Poměr A_Y / A_X je konstantní, maximální aktivity je dosaženo v čase:

$$t = 1 / (\lambda_Y - \lambda_X) \ln (\lambda_Y / \lambda_X)$$

Generátory radioaktivních nuklidů: Kolonka sorbentu s pevně zachycenou vhodnou formou mateřského nuklidu, ve vhodné době se dceřinný nuklid s kolonky vymyje.



Obrázek 25: Opakované získávání nuklidu ^{99m}Tc z generátoru $^{99}\text{Mo}-^{99m}\text{Tc}$.

Přirozeně se vyskytující radioaktivní prvky: přírodní X umělé (není mezi nimi rozdílu)

- $T_{1/2} > 10^8$ roků, vznikly při syntéze prvků ve vesmíru

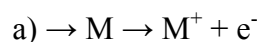
Tabulka 10: Některé přírodní radioaktivní nuklidy s velkými poločasy přeměny

| Nuklid | Poločas (roků) | Zastoupení v příslušném prvku (%) |
|-------------------|----------------------|-----------------------------------|
| ^{40}K | $1,27 \cdot 10^{10}$ | 0,012 |
| ^{87}Rb | $4,7 \cdot 10^{10}$ | 27,85 |
| ^{88}Sr | $> 3 \cdot 10^{16}$ | 82,56 |
| ^{115}In | $6 \cdot 10^{14}$ | 95,77 |
| ^{138}Ba | $> 1 \cdot 10^{15}$ | 71,66 |
| ^{147}Sm | $6,7 \cdot 10^{11}$ | 14,97 |
| ^{159}Tb | $> 5 \cdot 10^{16}$ | 100 |
| ^{186}W | $> 6 \cdot 10^{15}$ | 28,41 |
| ^{187}Re | $5 \cdot 10^{10}$ | 0,93 |
| ^{209}Bi | $2,7 \cdot 10^{17}$ | 100 |
| ^{232}Th | $1,39 \cdot 10^{10}$ | 100 |
| ^{235}U | $7,13 \cdot 10^8$ | 0,715 |
| ^{238}U | $4,51 \cdot 10^9$ | 99,274 |

- $T_{1/2} < 10^8$ roků, vznikají jako produkty přeměny mateřských nuklidů z radioaktivních řad a jadernými reakcemi v zemské atmosféře působením kosmického záření (^3H , ^{14}C , ^{10}Be aj.)

4. Vlastnosti ionizujícího záření

Energie záření (γ , β , α apod.) keV – MeV, ionizační energie atomů a molekul < 25 eV proto **ionizující záření**.

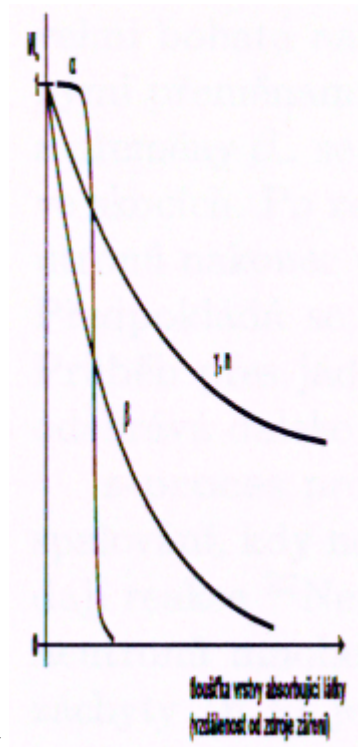


Rychlost asi $10^{-16} - 10^{-15}$ s, poměr a) a b) 1:2, elektrony způsobují další sekundární ionizaci a excitaci. Excitace je mnohonásobná a do vysokých excitačních stavů (na rozdíl od UV)

Pojmy a veličiny: ionizující záření, jaderné záření (pouze při radioaktivních přeměnách), radioaktivní záření (nesprávné, záření není radioaktivní {kromě n})

Absorpce záření – postupné odevzdávání energie až do stavu kdy už není schopno dále ionizovat

Dosah záření – tloušťka vrstvy která úplně absorbuje záření



Absorpční křivky

Dávka záření – energie sdělená ionizujícím zářením (energie získaná od všech primárně i sekundárně ionizujících částic) malému objemu látky

$$D = d\varepsilon / dm$$

Rozměr je $J\ kg^{-1}$, jednotkou Gray (Gy), $1\ Gy =$ energie $1\ J$ absorbovaná v $1\ kg$ látky.
 Rozsah dávek: $10^{-6} - 10^{-2}$ Gy při monitorování dávek v životním prostředí, $10^{-4} - 1$ Gy při monitorování dávek u profesionálních pracovníků se zářením, $10^{-1} - 10^2$ Gy v léčebném použití záření, $10^{-1} - 10^4$ Gy v radiobiologii a $10^2 - 10^5$ Gy v radiační chemii a technologii.

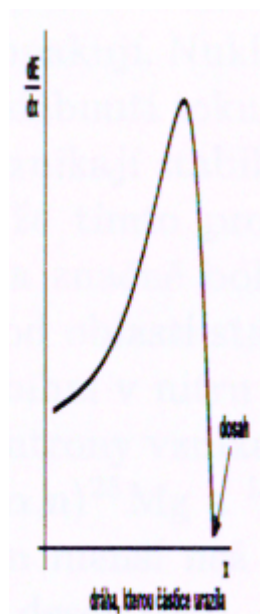
Dávkový příkon – rychlost s jakou je látce energie sdělována, rozměr $W\ kg^{-1}$, jednotka $Gy\ s^{-1}$

$$D(s\ tečkou) = dD / dt$$

Lineární přenos energie – používá se při posuzování biologických účinků IZ a udává rozložení sdělené energie podél dráhy částice, rozměr $J\ m^{-1}$, běžně $keV\ \mu m^{-1}$

$$L = dE / dx$$

IZOTOPOVÉ METODY



(tzv Braggova křivka)

Lineární přenos energie ve vodě pro různé druhy záření

| záření | keV, μm^{-1} |
|--|-------------------------|
| γ záření ^{60}Co (1,17 a 1,31 MeV) | 0,22 |
| rtg záření (200 keV) | 1,7 |
| rtg záření (50 keV) | 6,3 |
| elektrony (záření β) (1–2 MeV) | 0,2 |
| elektrony (10 keV) | 0,3 |
| elektrony (100 eV) | 20 |
| protony (10 MeV) | 4,7 |
| záření α (5 MeV) | 40 |
| jádra vzniklá jaderným štěpením (100 MeV) | 1800 |

Mechanismus ztráty energie záření:

α : (těžké nabitě částice): krátký, ostře definovaný dosah, ionizace po většinu dráhy stejná pak ostrý pokles k 0 (zachycení elektronů a vznik He), dosah ve vzduchu několik cm, v kapalinách desítky μm , lineární ionizace je největší před koncem dráhy (viz Braggova křivka)

β : L je menší než u α , menší náboj a při stejné energii větší rychlost $v = \sqrt{2E/m}$, má proto větší pronikavost a dosah, v plynech metry, kapalině milimetry:

IZOTOPOVÉ METODY

Tabulka: Dosah (mm) β záření čtyř radionuklidů v různých materiálech

| nuklid | E_{max} (MeV) | vzduch | voda | hliník |
|------------------|-----------------|--------|-------|--------|
| ^3H | 0,018 | 5,2 | 0,008 | 0,0026 |
| ^{35}S | 0,167 | 101 | 0,158 | 0,119 |
| ^{131}I | 0,81 | 2310 | 3,63 | 1,15 |
| ^{32}P | 1,71 | 5860 | 9,18 | 2,91 |

Absorpční křivka (viz Absorpční křivky nahoře) má exponenciální průběh:

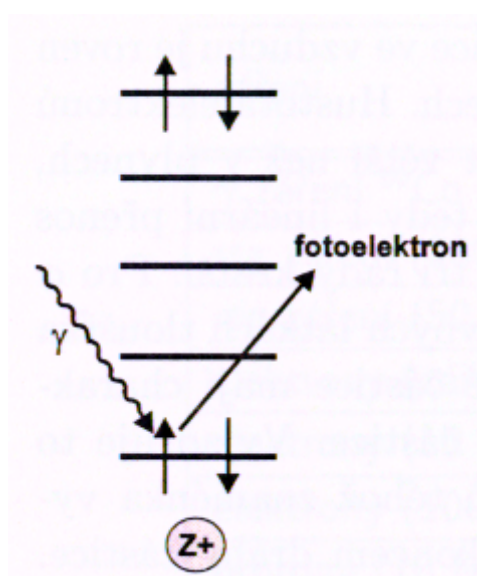
$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

Kde d je tloušťka absorbující vrstvy v m a μ je lineární absorpční koeficient v m^{-1} , závisí na hustotě elektronů absorbujícího prostředí a energii β záření.

Další možností ztráty energie β záření – **brzdné záření** – při průniku až k jádru, dochází v elektrickém poli k vyzařování spojitého RTG záření ($0,1 - 0,4 \text{ nm} = 60 - 250 \text{ keV}$), uplatňuje se při velké energii β záření a velkém Z . **Čerenkovovo** záření vzniká je-li $v_\beta > c/n$, vzniká rázová elektromagnetická vlna – světelný záblesk. Ve vodě dochází pro $E_\beta > 0,26 \text{ MeV}$.

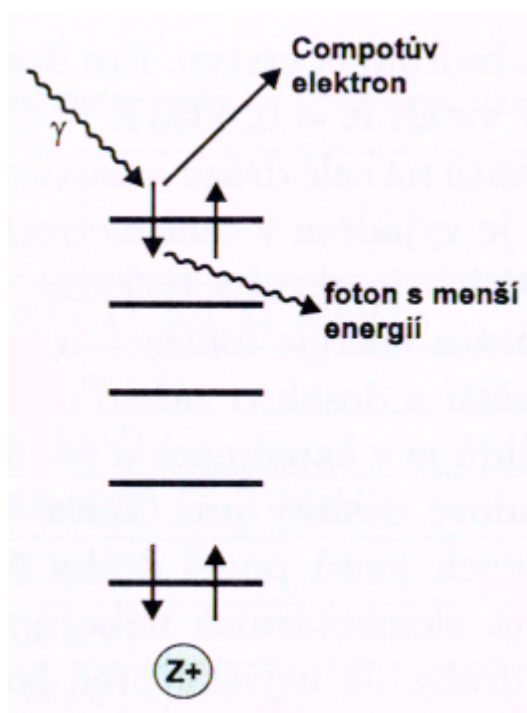
γ : Ionizuje nepřímo účinkem sekundárních elektronů, tři děje:

- a) **fotoefekt** – pro $E_\gamma < 0,1 \text{ MeV}$, na elektron uvnitř obalu se přeneše celá energie fotonu, pravděpodobnost silně závisí na Z a E_γ ($\sim Z^5 / E_\gamma^{3,5}$), doprovázen RTG emisí (zaplnění slupek)

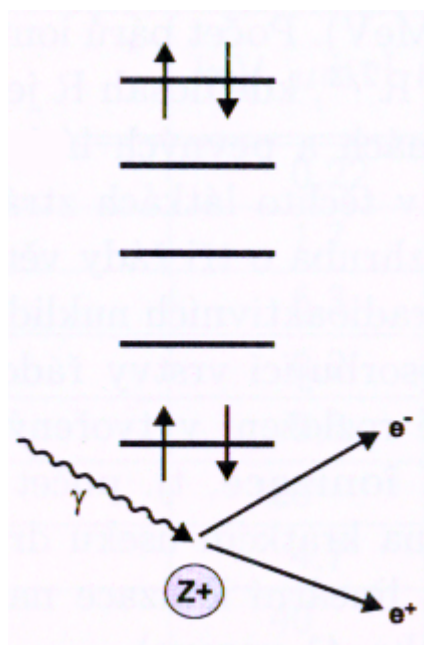


IZOTOPOVÉ METODY

- b) **Comptonův rozptyl** - pro E_γ 0,1 - 2 MeV, interakce s orbitálními elektrony, foton předá část své energie a uvolňuje jej z atomu (Comptonův elektron), atd. (zmenšuje se E_γ a směr γ se mění, až zanikne fotoefektem), pravděpodobnost $\sim Z / E_\gamma$

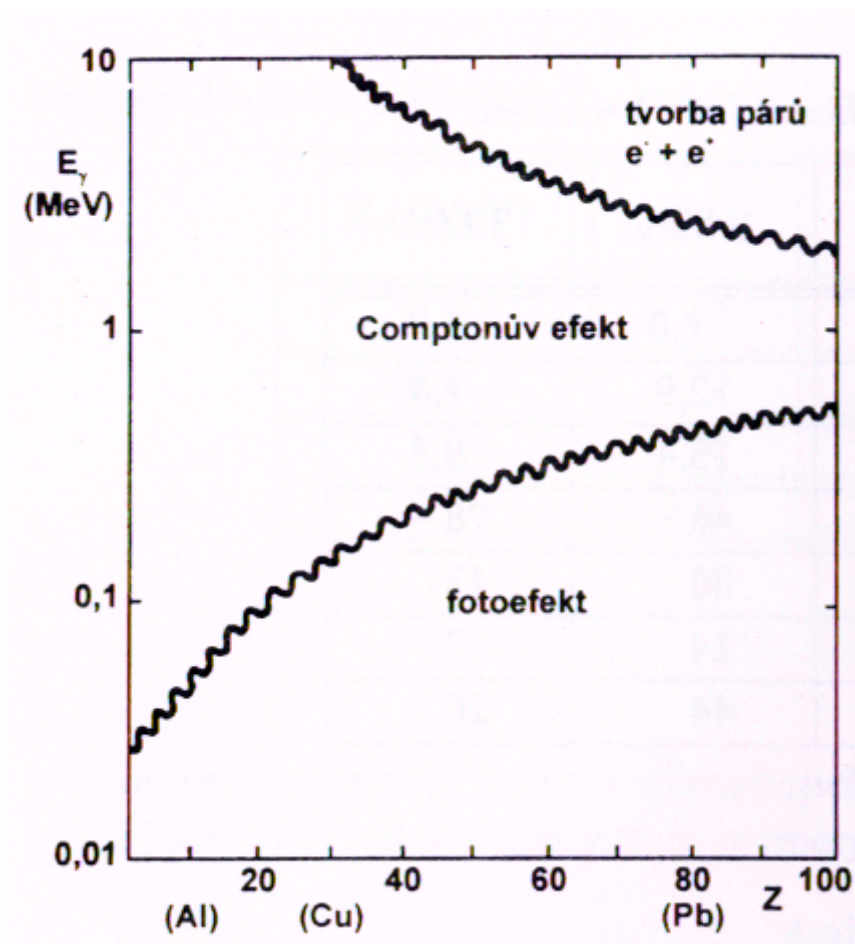


- c) **tvorba párů** – v blízkosti atomového jádra a pro $E_\gamma > 1,02$ MeV, dochází ke vzniku páru e^- a e^+ , pravděpodobnost $\sim Z^2 / E_\gamma$, pozitrony zanikají anihilací



Uplatnění těchto 3 dějů:

IZOTOPOVÉ METODY



Lineární ionizace je malá a dosah γ proto velký, nelze jej běžně určit. Zeslabení svazku γ se řídí vztahem:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

Kde μ (lineární absorpční koeficient) zahrnuje všechny tři děje a závisí proto na Z a E_γ . Pronikavost γ se vyjadřuje pomocí **polotloušťky** – vrstva zeslabující počáteční intenzitu záření na $1/2$. $I = I_0 / 2 \rightarrow I_0 / 2 = I_0 e^{-\mu d}$

$$1/2 = e^{-\mu d}$$

$$\ln(1/2) = -\mu d$$

$$-\ln 2 = -\mu d$$

$$d = \ln 2 / \mu$$

$$\mathbf{d_{1/2} = \ln 2 / \mu}$$

IZOTOPOVÉ METODY

Tabulka: Polotloušťky (cm) pro absorpci γ záření v některých látkách

| E_γ (MeV) | voda | beton | olovo |
|------------------|------|-------|-------|
| 0,1 | 42 | 17 | 0,15 |
| 0,5 | 72 | 34 | 4 |
| 1,0 | 98 | 46 | 9,3 |
| 5,0 | 230 | 110 | 15 |

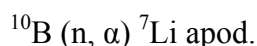
Pro vzduch pro 0,1 MeV 35 m, pro 1,0 MeV 90 m.

n: energii ztrácí srážkami s atomovými jádry, k účinnému zpomalení dochází při srážce s lehkými jádry (nejlépe ^1H),

$$\Delta E = E (4 m M) / (m + M)^2$$

po zpomalení na energii $\sim 10^{-2}$ eV (tepelné neutrony) zanikají jadernou reakcí, stejně jako u γ nemá n záření definovaný dosah, μ závisí na účinném průřezu (σ rozměr m^2 , závisí na energii projektilu a druhu jaderné reakce) záchytu neutronů jádry absorbující látky

Pronikavost n se vyjadřuje opět pomocí **polotloušťky**. Ionizační účinky jsou nepřímé a jsou způsobeny částicemi, které vznikají jadernou reakcí při záchytu neutronu.



Při srážce s H (živé organismy) $\Delta E = E$, vyražení p z H atomu se značnou E_{kin} a velkým lineárním přenosem energie, nebezpečné pro živé organismy

Zdroje IZ:

- aparaturní – záření vzniká jen během provozu zařízení
- radionuklidové – emitují záření nepřetržitě

Zdroje γ a RTG záření: γ : ^{241}Am , ^{109}Cd , ^{57}Co , ^{55}Fe , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir ; RTG: RTG lampy, ^{109}Cd , radionuklidy generující brzdné záření při absorpci β záření, urychlovače elektronů

Zdroje elektronů: ^{90}Sr / ^{90}Y , ^3H , ^{147}Pm ; urychlovače elektronů

Zdroje pozitronů: ^{22}Na , ^{68}Ge

Zdroje těžkých kladných částic: α : ^{210}Po , ^{226}Ra , ^{238}Pu , ^{239}Pu , ^{241}Am , urychlovače částic

Zdroje neutronů: radionuklidové zdroje založené na reakci (α, n) a samovolném štěpení, neutronový generátor ($^3\text{H} (d, n) ^4\text{He}$), jaderný reaktor

Ochrana před IZ:

Spočívá v zeslabení dávky záření na hodnotu při níž je riziko pro lidský organismus sníženo na zanedbatelnou hodnotu.

Metody ochrany před IZ:

- udržováním patřičné vzdálenosti od zdroje záření $\sim 1 / I^2$ (důležité u γ záření)
- odstíněním záření (všude kromě α záření, u β stačí 1-2 cm skla, plexiskla, u γ olovo, železobeton, beton s barytem (BaSO_4 – těživec), pozitrony se stíní jako γ , stejně se stíní γ při reakci pomalých neutronů s jádry atomů, neutrony se zpomalují př. parafinem)
- nejkratší dobou pobytu v prostoru kde záření působí

5. Metody detekce IZ

- IZ není vnímatelné lidskými smysly
- registruje se na základě dějů které vyvolává při absorpci ve vhodné látce
- důsledky těchto dějů se elektronicky převádějí na pozorovatelné signály
- elektronický způsob detekce vyžaduje zařízení sestávající z několika částí
- část citlivá na záření se nazývá detektor záření (energie záření se mění na elektrické či optické signály a dále se zpracovávají (zesílení, integrace)
- zpracované signály se přivádějí na registrační jednotku (pulsní {zobrazují se přímo impulsy} či integrující režim {počet impulsů za čas} tzv. dozimetry – udávají dávkový příkon př. $\mu\text{Gy hod}^{-1}$)
- většina detektorů neměří IZ se 100% účinností, pro četnost R platí: $R = \eta A$ (η – účinnost < 1 ; A – aktivita v Bq)
- zařízení které rozlišuje energii záření podle výšky impulsů – spektrometr záření
- chyba měření vzorku je tím menší čím větší počet impulsů zaznamenáme

Detektory IZ:

Měření, detekce a registrace intenzity ionizujícího záření je proces, při kterém dochází k částečné nebo úplné absorpci ionizujícího záření. K detekci ionizujícího záření se běžně užívají tyto sekundární projevy absorpce:

- fotografické účinky
- ionizace plynů
- luminiscence
- schopnost zvyšovat elektrickou vodivost některých materiálů
- změna struktury materiálu

Podle toho lze rozdělit detektory ionizujícího záření do pěti základních skupin:

1. fotografický film
2. ionizační komora, proporcionální detektory, Geiger-Müllerovy detektory
3. fluorescenční stínítka, scintilační detektory, termoluminiscenční detektory
4. polovodičové detektory
5. stopové detektory částic

Detektory

Hlavní funkcí detektoru je změna energie ionizujícího záření na elektrické pulsy, které je možno zaznamenávat. Základními typy jsou plynové detektory (proporcionální), scintilační, polovodičové a germaniové detektory. Důležitými charakteristikami všech typů detektorů jsou:

- účinnost
- linearita
- energetická proporcionalita
- rozlišení

Účinnost:

Výkonnost detektoru popisuje možnosti detektoru zaznamenávat různé druhy záření o různých energiích, která na něho dopadají. Ideální je stav, kdy počet částic dopadajících na snímač je roven počtu impulsů registrovaných detektorem.

Linearita:

Proces konverze jednotlivých částic na elektrické pulsy je extrémně rychlý - řádově několik mikrosekund. Pokud je vysoký tok částic, může se stát, že částice přicházející do detektoru není zaznamenána, protože detektor ještě zpracovává částici předcházející. Doba potřebná pro registraci částice (přeměnu na elektrický puls) se označuje jako mrtvá doba detektoru (τ). Část částic, které mohou být náležitě zpracovány, je popsána linearitou detektoru. Jednotlivá částice s energií E , která vstoupí do detektoru, produkuje elektrický puls V , takže částice, které dopadají na detektor v počtu I částic za sekundu vyvolají vznik napětových pulsů v počtu R pulsů za sekundu. Detektor považujeme za lineární, dokud trvá přímá úměra mezi R a I .

Jelikož je detektor po určitou dobu τ "mrtvý", bude měřené množství pulsů R_m vždy nižší než skutečné množství pulsů R_t :

$$R_t = \frac{R_m}{1 - R_m \tau}$$

Délka mrtvé doby je ovlivněna řadou faktorů a rozlišují se dva typy mrtvé doby:

- "ochromující" mrtvá doba, která zcela zablokuje detektor tak, že přestane detekovat
- "neochromující" mrtvá doba, při které dojde ke ztrátám při zaznamenávání pulsů, pokud se zvýší tok fotonů, ale nedojde do stavu, kdy je detektor zablokován

Oba typy mrtvé doby se významně uplatňují u Si(Li) detektorů. Neochromující mrtvá doba zpravidla nedělá potíže u scintilačních detektorů.

Průměrná mrtvá doba činí:

- 200 μ s u Geiger-Müllerova detektoru
- 0,23 μ s u scintilačního detektoru s krystalem NaI (Tl)
- 0,027 μ s u scintilačního detektoru s krystalem YAP (Ce)
- 0,001 μ s u polovodičových detektorů

Energetická proporcionalita:

Jedná se o úměrnost signálu detektoru k energii dopadající částice. Velikost výstupního signálu je závislá na proudu vzniklém v čítači a tento proud je závislý na počtu ionizačních přeměn vedoucích ke vzniku pulsu. Jestliže počet ionizačních přeměn bude úměrný energii dopadajících částic, velikost výstupního napětí bude rovněž úměrná energii dopadajících částic. Detektor bude proporcionální, pokud je velikost výstupního napětí detektoru V úměrná energii E dopadajících částic.

Rozlišení

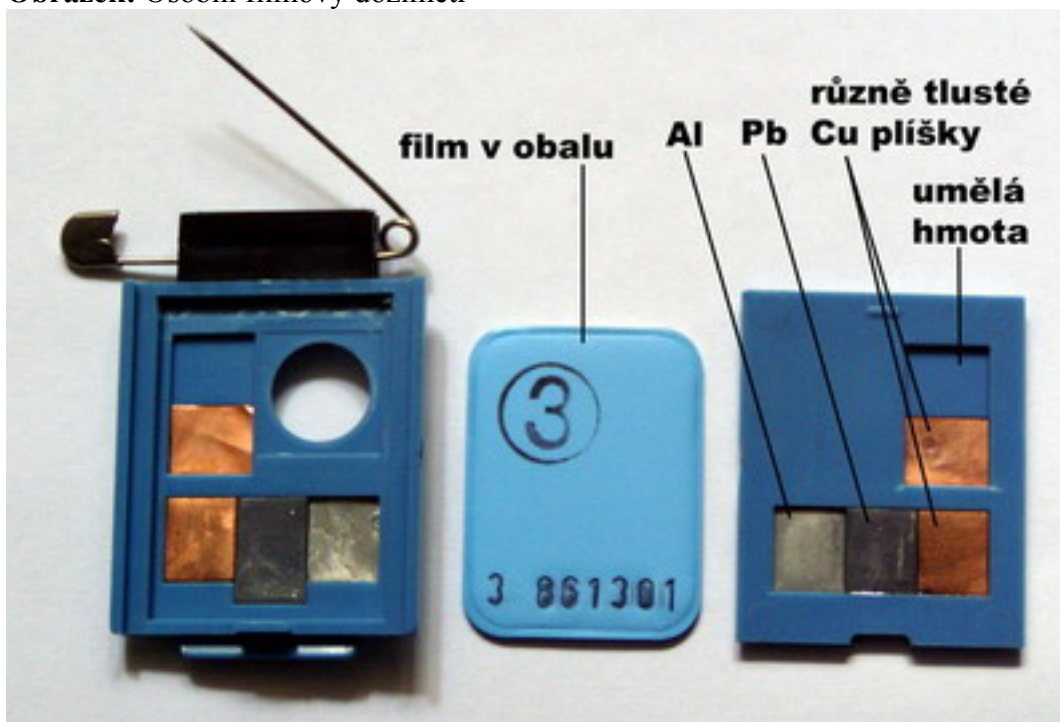
Je to schopnost detektoru rozlišit částice různých energií. V proporcionálně pracujícím detektoru způsobí částice o energii E výstupní puls o napětí V . Prakticky budou tedy částice o stejné energii produkovat výstupní pulsy o stejném napětí

Fotografický film

Fotografická detekce ionizujícího záření je založena na tom, že ionizující záření, stejně jako viditelné světlo, vyvolává ve **fotografické emulzi** (krystalky Agar v želatině) latentní obraz, který lze zviditelnit chemickým vyvoláním. Ozářená místa emulze vykazují po vyvolání zčernání, jehož intenzita je úměrná počtu částic, které na emulzi působily. Používají se k detekci RTG záření, záření γ a neutronů. Neutrony, které sami na fotografickou emulzi nepůsobí, je třeba převést na detekci ionizujících částic. Například překrytím fotografické emulze kadmiovou fólií, v níž se pomalé neutrony zachycují reakcí $^{113}\text{Cd} (n, \gamma) ^{114}\text{Cd}$ a vzniklé fotony pak způsobují zčernání emulze.

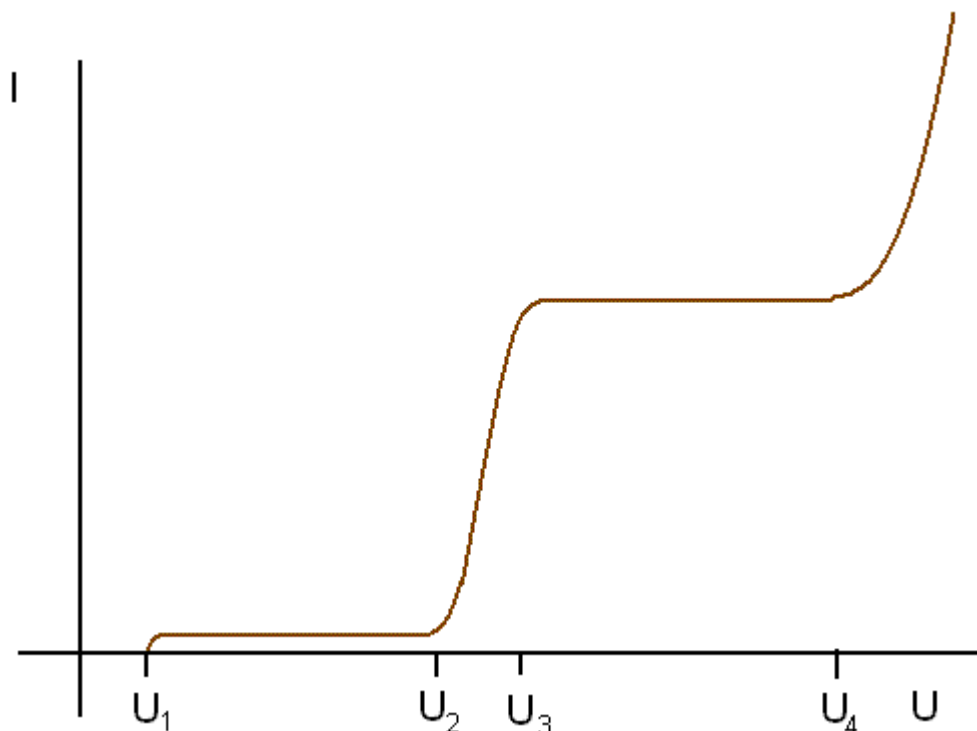
Fotografická detekce ionizujícího záření se používá v **osobní dozimetrii** pracovníků s ionizujícím zářením. A v různých **radiografických metodách**. **Osobní filmový dozimetr** obsahuje film v papírovém obalu, který je uložen v plastické kazetě. Na vnitřních stěnách kazety, jsou upevněny měděné a olověné proužky, které umožňují přibližně určit energii záření tím, že různě absorbují záření dopadající na film. Dozimetr je připevněn na pracovním oděvu a nepřetržitě registruje záření, obvykle po dobu jednoho měsíce. Po vyvolání filmu se dávka záření určí z intenzity zčernání filmu.

Obrázek: Osobní filmový dozimetr



Autoradiografické metody jsou významné tím, že poskytují informace o rozložení radioaktivity ve zkoumaném objektu. To je velmi užitečné v biologických studiích, kde se zjišťuje rozložení radioaktivních látek v živočišných orgánech, částech rostlin a buněčných strukturách. Zkoumaný radioaktivní objekt se na určitou dobu přiloží na film, který se pak vyvolá

Fotografická detekce ionizujícího záření se také používá v průmyslové radiografii a v lékařské rentgenové diagnostice.



Plynové ionizační detektory

Všechny detektory mají za základ nádobu s tenkým, málo absorbujícím vstupním okénkem a dvěma elektrodami uvnitř. Detektor je plněn vzácnými plyny (argon, xenon). Po určité době budou vzniklé iontové páry rekombinovat a přejdou zpět do základního stavu. V případě, že je na elektrody vloženo určité napětí, budou elektrony přitahovány k anodě a ionty ke katodě a sníží se tím rozdíl potenciálů. Velikost vzniklého napěťového impulsu závisí na napětí mezi elektrodami.

Závislost počtu elektronů vzniklých v komoře působením ionizujícího záření na napětí mezi elektrodami lze vyjádřit graficky. Je-li hodnota U menší než U_1 bude část elektronů a iontů rekombinovat ještě před zachycením na elektrodách. V oblasti napětí U_1 - U_2 dopadnou všechny elektrony na anodu a ionty na katodu - jejich počet závisí pouze na počtu absorbovaných částic. V oblasti, kde je napětí mezi elektrodami vyšší než U_2 , budou mít volné elektrony dostatečnou energii, aby na cestě k anodě ionizovaly další atomy plynu a probíhá tzv. lavinová ionizace. Koeficient plynového zesílení (A) udává kolikrát více párů dopadlo na elektrody než vzniklo účinkem ionizujícího záření.

Ionizační komora:

Ionizační komora pracuje v oblasti U_1 - U_2 ($A = 1$), ionizační proud je úměrný energii ionizujícího záření. Napětí nutné k dosažení nasyceného proudu závisí na intenzitě záření. Citlivost komory závisí na vlnové délce a stejně tak i absorpce záření v plynu. K plnění se používá těžkých vzácných plynů (Ar, Kr).

Proporcionální a Geiger-Müllerův detektor:

Jedná se o detektory pracující v oblasti U_3 - U_4 . Počet vzniklých párů elektron-iont je úměrný energii ionizujícího záření. Pokud je koeficient plynového zesílení konstantní je

IZOTOPOVÉ METODY

elektrický napěťový impuls na výstupu úměrný absorbované energii ionizujícího záření a detektor dovoluje rozlišit ionizující záření s různými energiemi.

Vznik lavin elektronů je v proporcionalním detektoru lokální záležitostí - vznikají v té části, kde bylo ionizující záření pohlceno. Vyhasnutí lavin proběhne aniž by se rozšířili do celého objemu. Plynové zesílení tohoto Geiger-Müllerova detektoru je kolem 10^7 .

Obrázek: Geiger-Müllerův detektor



Luminiscenční detektory

Fluorescenční stínítka:

Při ozáření některých látek ionizujícím zářením může dojít k uvolnění elektronů z valenčního pásu a přechodu do pásu vodivostního a při zpětném přechodu může vzniknout viditelné záření. Tento jev se pak využívá k vizuální detekci ionizujícího záření. Jako fluoreskujících látek se používá wolframan vápenatý, křemičitan zinečnatý nebo sirník zinečnatý. Ačkoliv existuje závislost mezi intenzitou fluorescence a intenzitou dopadajícího svazku, používá se fluorescenčních stínítek hlavně při justaci přístrojů.

Scintilační detektory:

V scintilačních detektorech je převod ionizujícího záření na elektrický impuls dvojestupňový proces. Prvním krokem je vznik záblesku (emise světla) na vhodném krystalu a druhým krokem je uvolňování elektronů na fotonásobiči a jejich detekce a převod na elektrický impuls.

Ionizující záření, dopadající na uzemněný scintilační krystal detektoru, uvolní elektron, který při pohybu krystalem přivede do excitovaného stavu desítky atomů. Zpětný přechod do základního stavu je doprovázen emisí světla, jehož vlnová délka nemusí nutně ležet ve viditelné oblasti, ale musí být vhodná k uvolňování elektronů z fotokatody.

IZOTOPOVÉ METODY

Scintilačním krystalem emitovaný foton dopadne na světlocitlivou katodu a uvolní z ní určitý počet (n) fotoelektronů. Tyto dopadají na nejbližší dynodu (parabolická elektroda) a každý z nich vyprodukuje jistý počet R sekundárních elektronů. Na druhou dynodu dopadá již nR elektronů, na třetí nR^2 elektronů atd. Při počtu dynod m vzroste počet primárních elektronů na nR^m , kde R^m je koeficient zesílení fotonásobiče. Mezi jednotlivými dynodami je udržováno napětí 100-200 V a na výstupu z fotonásobiče je impuls napětí přímo úměrný energii absorbovaného ionizujícího záření. V běžných detektorech je počet dynod 8-15, a koeficient zesílení je 10^7 - 10^8 .

Obrázek: Fotonásobič



Jako scintilačního krystalu se nejčastěji používá krystal NaI aktivovaný 1% Tl. Thalium vytváří v pásové struktuře krystalu hladinu nečistot, tzv. fluorescenční centra. Pro nízkoenergetická RTG záření (3-20 keV) není tento krystal vhodný a alternativně se používají monokrystaly $YAlO_3$ aktivované Ce (YAP:Ce). Tento krystal může být v tenčí destičce a je mnohem stabilnější. Podstatný je i rozdíl v délce scintilačních záblesků - u NaI je to 230 ns, u YAP je to pouze 27 ns. Maximální intenzita fluorescenčního pásu NaI je na vlnové délce 410 nm, u krystalu YAP 350 nm. Fotokatoda v scintilačních detektorech je zpravidla antimon-cesiová.

Obrázek: Scintilační krystal z NaI dotovaný thaliem



Polovodičové detektory

V těchto detektorech je jednostupňová detekce ionizujícího záření prováděna pevnou látkou, ve které dokáže dopadající kvantum generovat dvojici nábojů a ty jsou schopny rychlého pohybu k elektrodám, kde vyvolají elektrický impuls. Tato pevná látka je umístěna mezi dvěma elektrodami pod vysokým napětím. Je to vlastně typ ionizační komory, která je místo plynem vyplněna krystalem. Použitý krystal musí mít v zásadě tyto vlastnosti:

- vysoký odpor, který zajišťuje sběr nábojů polem vysokého napětí a snižuje šum ze zbytkových proudů
- dovoluje prodloužit dobu životnosti vzniklých nábojů
- umožňuje vysokou pohyblivost nábojů
- má malou šířku zakázané zóny (předpoklad dobrého energetického rozlišení)
- velkou absorpční schopnost

Těmto podmínkám vyhovují polovodičové materiály jako křemík a germanium. Tyto materiály jsou zpravidla driftované lithiem, které napomáhá k záchytu dopadajících fotonů. Jejich stabilitu je však nutno zajistit teplotami kapalného dusíku.

Si(Li) detektor je tvořen monokrystalem p-typu křemíku tloušťky několik mm, který je pod napětím 300-1000 V. Vysoká koncentrace Li atomů na jeho okrajích tvoří oblast n-typu, kdy z jedné strany je kontakt zlatý a z druhé strany je tzv. Schootkyho bariéra (p-i-n dioda). Při vstupu fotonu dojde ke vzniku mraku elektronových párů, jejichž počet je přímo úměrný energii dopadajícího kvanta. Elektrony jsou pak směřovány ven z krystalu díky rozdílu potenciálů na čítecí obvod. Na rozdíl od jiných typů detektorů, neexistuje zde žádné vnitřní zesílení, takže výstupní signál je velmi slabý.

Výhodou těchto detektorů je možnost připojení na vícekanálový analyzátor, vysoká účinnost ve sběru pulsů a velké úhly při sběru dat. Nevýhodou je dlouhá mrtvá doba.

IZOTOPOVÉ METODY

Si(Li) krystaly pracují spolehlivě v oblasti asi 2-20 keV. V krátkovlnné oblasti však ztrácejí na účinnosti a jsou nahrazovány krystaly Ge(Li). Podmínkou je užití vysoce čistého germania, v opačném případě se radikálně zvyšuje mobilita Li.

Problém chlazení kapalným dusíkem lze odstranit při použití teluridu kadmia, který je schopen pracovat při pokojové teplotě, ale jeho nevýhodou je poměrně vysoký šum.

Obrázek: Germaniové jádro Ge(Li) detektoru



Stopové detektory částic

Jsou látky v nichž těžká jádra či α záření vyvolávají mikroskopické poruchy v jejich struktuře. Nejčastěji se používá slída, různá skla, či organické polymery. Poruchy vznikají tím, že procházející částice vytvářejí podél své dráhy v pevné látce vysoce ionizované atomy. Tyto ionty se silně odpuzují a vzájemně vytlačují z původních poloh., čímž vzniká mikroskopická oblast s porušenou strukturou, tzv. radiační stopa (válcový kanálek o průměru 1 – 10 nm). Lze je zviditelnit chemickým leptáním, protože v místech poruch je ozářená látka náchylnější k chemické korozi. Počet stop je přímo úměrný počtu částic, které dopadly na detektor.

Stopové detektory se používají v dozimetrii α záření, zejména k měření dávek záření způsobených radonem a jeho dceřinými produkty. Lze je použít i k dozimetrii neutronů. Pro tento případ se dozimetr překrývá fólií z uranu mírně obohaceného izotopem ^{235}U , který se neutrony štěpí a štěpné fragmenty vyražené z fólie pak vyvolávají poruchy v detektoru. Pokryje-li se detektor vrstvou boru, lze neutrony registrovat prostřednictvím α částic vznikajících reakcí $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$.

Stopové detektory se používají také k registraci těžkých iontů v kosmickém záření a k měření dávek, kterým jsou vystaveny posádky kosmických letů.

6. Biologické účinky IZ

Základní pojmy:

Dávka D: $D = dE/dm$ [Gy]

Dávkový příkon \dot{D} : $\dot{D} = D/t$ [Gy/s]

Ekvivalentní dávka H_T : $H_T = w_R * D_{TR}$ [Sv]

| Druh záření | w_R |
|----------------------------------|-------|
| fotony a elektrony všech energií | 1 |
| neutrony 10 keV | 5 |
| neutrony 10 – 100 keV | 10 |
| neutrony 0,1 – 2 MeV | 20 |
| neutrony 2 – 20 MeV | 10 |
| záření α | 20 |

Efektivní dávka H_F : $H_F = \sum w_T * H_T$ [Sv]

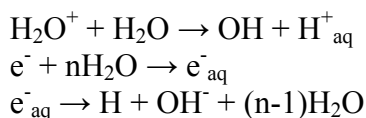
| Tkáň, orgán | w_T |
|---------------------|-------|
| gonády | 0,20 |
| červená kostní dřev | 0,12 |
| tlusté střevo | 0,12 |
| plíce | 0,12 |
| žaludek | 0,12 |
| močový měchýř | 0,05 |
| mléčná žláza | 0,05 |
| játra | 0,05 |
| jícen | 0,05 |
| štítná žláza | 0,05 |
| kůže | 0,01 |
| povrchy kostí | 0,01 |

Účinky IZ se projevují ve větší či menší míře u všech živých organismů. Závažnost účinků závisí na dávce a druhu organismů.

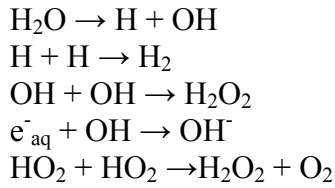
Přímé účinky: změna biologicky důležité makromolekuly (nukleových kyselin) přímým zásahem částic IZ či sekundárními částicemi

Nepřímé účinky: souvisí s radiolýzou vody (změny způsobené radikály, peroxidem vodíku a hydratovaným elektronem (vysušené enzymy vykazují menší poškození než roztoky enzymů))

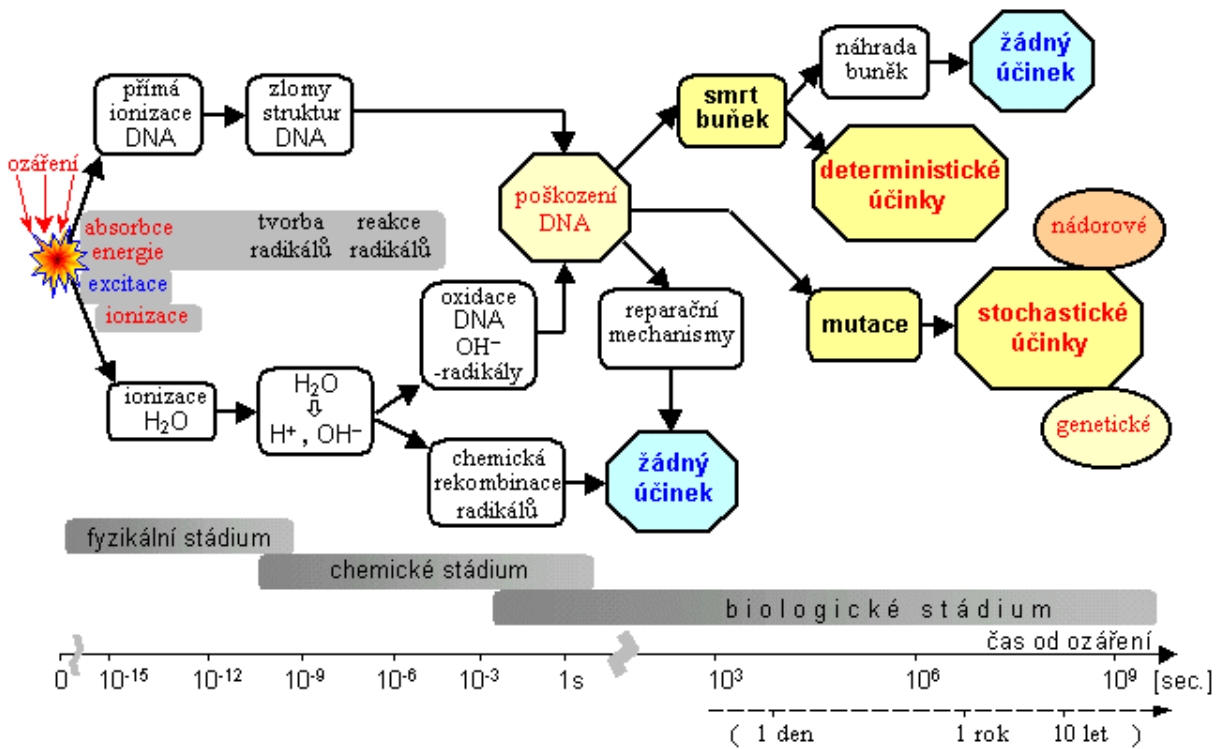
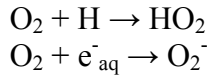
Radiolýza vody:



IZOTOPOVÉ METODY



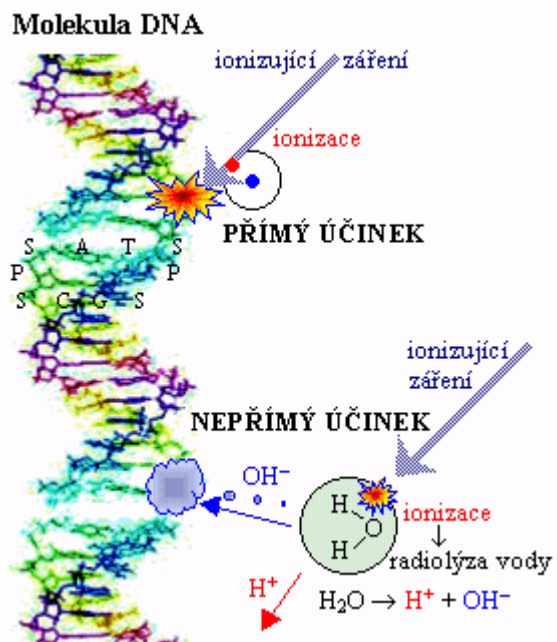
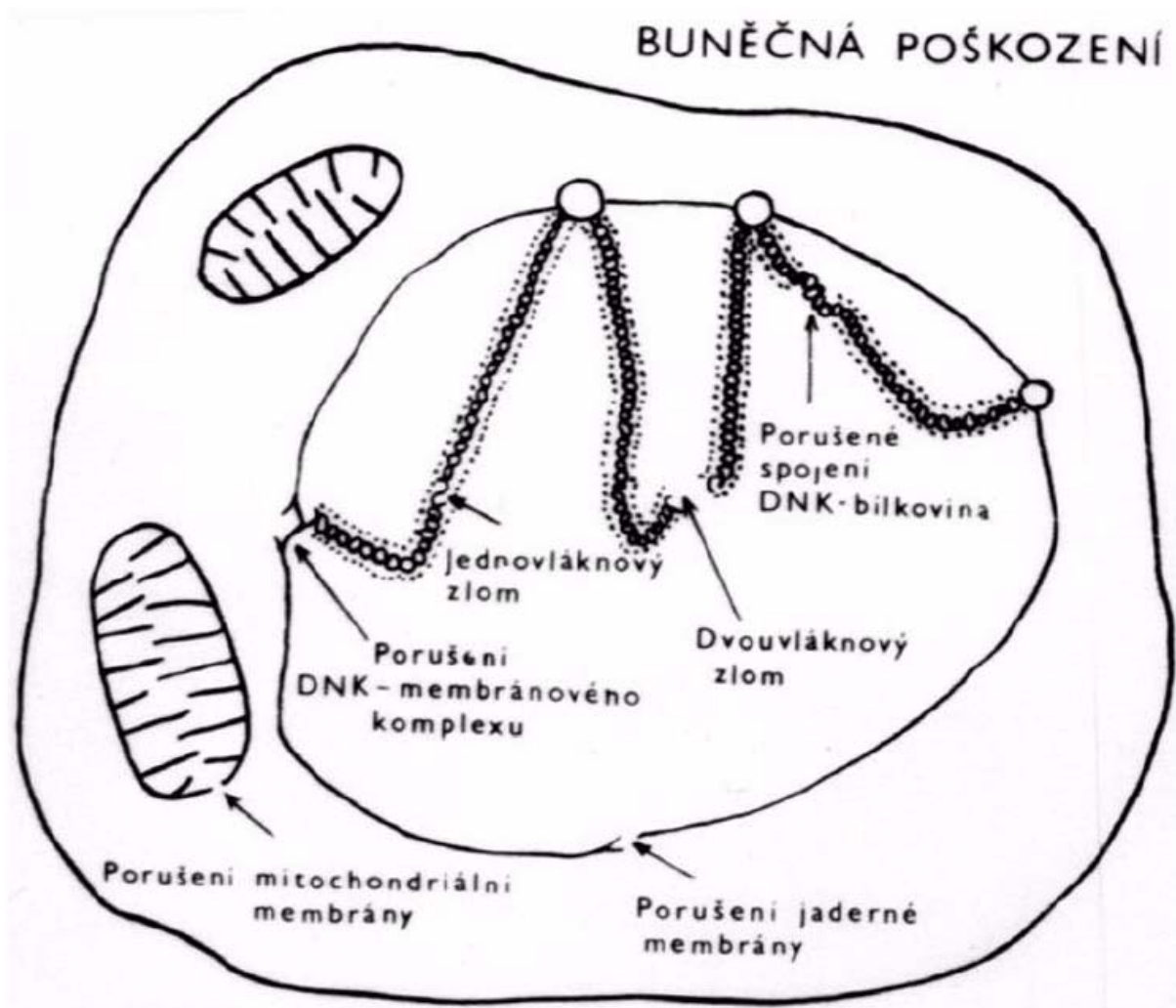
Kyslíkový efekt:



Poškození na buněčné úrovni:

- změny ve struktuře a biosyntéze DNA
- chybná syntéza enzymů
- chybně syntetizované bílkoviny (chovají se cize a jsou toxické)
- změny v propustnosti buněčných membrán
- časem poruchy dělení, smrt buňky

Větší rozmnožovací schopnosti, malá diferencovanost = výraznější poškození



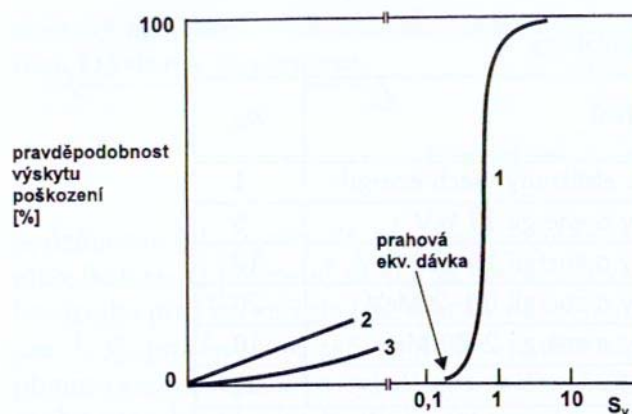
Účinky IZ na lidský organismus

Nestochastické:

IZOTOPOVÉ METODY

- projeví se po ozáření IZ během krátké doby
- je postiženo současně mnoho buněk

- nemohou se uplatnit všechny opravné procesy
- prahová dávka vyvolá poškození u 1 – 5% osob



Obr. 1

a) akutní nemoc z ozáření:

- jednorázové ozáření celého těla vysokými dávkami
- poškození krevtovorných orgánů, trávicího ústrojí a CNS
- ekvivalentní dávka 2 Sv
- projevuje se ve 3 fázích:
 - 1) **Nevolnost, skleslost, bolesti hlavy, zvracení, změny krevního obrazu**
 - 2) **Období latence** – přechodné ustoupení příznaků, je tím kratší čím větší byla absorbovaná dávka
 - 3) **Intenzivní rozvinutí počátečních příznaků** + padání vlasů, vnitřní krvácení, silná vnímavost vůči infekcím

- při ozáření ekvivalentní dávkou 6 Sv převládá **hematologická forma choroby** (poškození krevní dřeně, krvetvorby, krvavé průjmy, poruchy funkce střev)
- **ozáření ekvivalentní dávkou 50 Sv**: psychická dezorientace, zmatenost, křeče, bezvědomí, smrt během hodin až dnů v důsledku oběhového kolapsu, zástavy dýchání a poruch mozku
- **pravděpodobnost úmrtí**: 6 Sv 80%, 10 Sv 100%
- zlepšování stavu po 6 – 8 týdnech, uzdravení
- **dlouhodobé následky** (poruchy krvetvorby, poruchy funkce pohlavních orgánů, neplodnost, zvýšená vnímavost k infekcím a nádorovým onemocněním, trvalá slabost a únava)

b) lokální akutní poškození kůže:

- **radiační dermatitida** (zarudnutí až špatně hojitelné vředy)
- prahová dávka 3 Sv (výrazně se zvyšuje frakcionací dávky)

IZOTOPOVÉ METODY

c) poškození plodu:

- plod je nejcitlivější mezi 3. – 8. týdnem
- mikrocefalie (špatně vyvinutý mozek), oční defekty, rozštěp patra, celkové zaostávání (mentální retardace, zakrslost)
- prahová dávka 0,05 Sv

d) poruchy plodnosti:

- přechodná aspermie (porucha v tvorbě spermií)
- prahová dávka 0,1-1 Sv, od 3Sv trvalá aspermie
- u žen dávka do 1,5 Sv bez odezvy, sterilita od cca 3 Sv

e) zákal oční čočky:

- dlouhá doba latence
- prahová dávka cca 1,5 Sv (výrazně závisí na frakcionaci dávky)

Stochastické:

- poškození malého počtu buněk (i jediné)
- projeví se po ozáření jednou či více podprahovými dávkami
- vznik nádorových onemocnění (l.d. 10 – 40 let), leukémie (l.d. 5 – 20 let), genetické poškození další generace
- projeví se ve skupině náhodně
- pravděpodobnost vzniku poškození je tím menší, čím menší dávkou byla skupina ozářena
- rostoucí dávka záření ovlivňuje pouze pravděpodobnost vzniku poškození a nikoliv jeho závažnost
- lze odhalit jen sledováním velkého počtu osob
- 6400 osob v Hirošimě ozářeno ekvivalentní dávkou 1,2 Sv, za 25 let 11 případů leukémie navíc nad přirozený výskyt ve stejně velké neozářené skupině

Díky opravným mechanismům je vznik poškození při malých dávkách velmi málo pravděpodobný, přesto dosud převládá tzv. **konzervativní přístup:**

- stochastické účinky – mutace jediné buňky
- závislost na dávce podprahová
- předpokládá sčítání dávek, ignoruje opravné procesy

Moderní přístup:

- buňka může poškození DNA opravit
- při ozáření dávkami pod 0,2 Gy nelze prokázat škodlivé účinky (kromě ranného vývoje plodu)
- u lidí ozářených při bombardování atomovými bombami dávkami menšími než 0,2 Gy zjištěna nižší úmrtnost na rakovinu a nebyl pozorován vyšší výskyt leukémie
- britští radiologové s celoživotní dávkou 1-5 Gy, radiologičtí pracovníci 0,5 Gy: žádný výskyt rakoviny navíc
- 28 000 pracovníků britských loděnic ozářeno dávkou 0,005 mSv: úmrtnost o 24% nižší

IZOTOPOVÉ METODY

- kanadské ženy vyšetřované pomocí RTG na tuberkulózu, dávky 0,15 – 0,25 Gy: nižší úmrtnost na rakovinu
- Coloradská plošina, přirozené dávky záření 3x vyšší než USA průměr: úmrtnost na rakovinu o 15% menší

Ochranný efekt:

- leukocyty ozářeny nejprve dávkou 0,02 Gy a pak 0,15 Gy – poloviční výskyt chromozomových aberací než po samostatné dávce 0,15 Gy

Hormeze – stimulující účinky malých dávek IZ

- vyšší metabolická aktivita bakterií
- urychlení klíčení semen, vycházení, odnožování, růst, dřívější květenství, dozrávání
- prodloužení života myši (celoživotně ozařovány 8h denně 1mGy)
- u lidí: léčivé účinky radioaktivních koupelí (Jáchymov)
- léčí se především: revmatismus, degenerativní změny obratlů, inf. onemocnění nervového systému, poruchy vylučování k. močové, poruchy při vylučování žluči játry apod.

Léčení pomocí IZ:

Teleterapie – dálkové ozařování především ^{60}Co ($5 \cdot 10^{13} - 10^{15}$ Bq)

Kontaktní terapie – β . zářič na povrchu těla (^{32}P či ^{90}Sr)

Brachyterapie – tělesnými dutinami se zářič zavede k nádoru

Endoterapie – vpravení radionuklidového zářiče do postižené tkáně metabolickým procesem (štítná žláza ^{131}I apod.)

Radioimunoterapie – RN je vázán na protilátku, selektivně se váže na spec. antigeny a receptory v nádorových buňkách

Velikost dávek – cca 60 Gy (frakcionace po 2 Gy)

Nevýhoda γ ozařování – ozařuje se i zdravá tkáň (různé směry ozařování)

Současné trendy:

- ozařování urychlenými protony (vysoký lin. přenos energie na konci dráhy, 180 MeV dosah 15cm), v Japonsku $^{12}\text{C}^{6+}$
- ozařování svazkem záporných pionů (nestabilní částice (doba života $2,6 \cdot 10^{-8}$ s), vznikají při ozařování terče protony o $E > 500$ MeV), po zpomalení dojde k zachycení v jádře a uvolnění 140 MeV = roztržení jádra
- bórová terapie $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$

Účinky IZ na hmyz:

- 100x odolnější než obratlovci, smrtelné dávky $10^3 - 10^4$ Gy
- nižšími dávkami lze hmyz sterilizovat
- radiační hubení hmyzu: potměnk v obilí, při 100 Gy dochází ke sterilizaci samečka ale k přímému usmrcení je třeba 5000 Gy
- ochrana starých dřevěných uměleckých předmětů (výhoda proti chemické sterilizaci)
- hubení hmyzu ve volné přírodě: vypouštění sterilizovaných samečků (nezanášá se do přírody insekticidy)

Účinky IZ na mikroorganismy:

IZOTOPOVÉ METODY

- jsou velmi odolné, smrtelné dávky $10^3 - 10^4$ Gy
- **radiační sterilizace**: obvazový materiál, chirurgické potřeby, injekční stříkačky, jehly, umělé srdeční chlopně, apod)
- **radiační ozáření potravin**: dávka 30 – 70 kGy, potraviny jsou vakuované a zmrazené (masné výrobky) – potlačení vzniku zapáchajících produktů radiolýzy
- jednotlivé země povolují ozařování různých druhů potravin
- nepovoluje se ozařovat čerstvé maso, ovoce a zeleninu

Účinky IZ na rostliny:

- **pozorovaný účinek závisí na objemu chromozomů** (objem jádra připadajícím na jeden chromozom), na rychlosti růstu rostliny, na frakcionaci dávky záření
- **jednorázové ozáření**: odolnější pomaleji rostoucí rostliny
- **chronické ozařování**: odolnější rychleji rostoucí rostliny
- **jehličnaté dřeviny**: zpomalení růstu při 0,01 – 0,1 Gy/den
- **ostatní rostliny**: zpomalení růstu při 1-100 Gy/den
- **radiační šlechtění**: ozáření semen 100 – 1000 Gy, vznik mutací, část užitečných (odrůda obilí s většími výnosy a odolnější vůči chorobám apod.)

LD50 v Gy pro RTG a γ záření:

| Druh | Dávka |
|-------------------------|---------------|
| Ovce | 1.5-2 |
| Člověk | 2.5-3.5 |
| Pes | 2.5-3 |
| Myši různých linií | 5.5-12 |
| Ptáci, hadi | 8-20 |
| Členovci | 10-1000 |
| Kvasinky | 300-500 |
| Rostliny | 10-1500 |
| Micrococcus radiodurens | 10^5 Gy/den |

Ostatní účinky IZ:

- odstraňování statické elektřiny (ionizace vzduchu α zářením ^{210}Po či ^{241}Am)
- **ionizační hlásiče kouře** (^{241}Am o malé aktivitě + ionizační detektor záření, kouř mění ionizační proud)
- **radionuklidové baterie** využívají tepelných účinků IZ (absorpce α a β záření v látce), tepelnou energii převádí na elektrickou ($^{238}\text{PuO}_2$ v kardiostimulátorech (g) či družicích (kg), poločas 86 let, použití asi 20 let, nevzniká γ : $^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{234}\text{U} + \alpha$)
- **radionuklidové světelné zdroje** jsou založeny na emisi viditelného světla při absorpci IZ v některých látkách (kdysi ^{226}Ra a ZnS), dnes β zářiče ^3H , ^{85}Kr , ^{147}Pm , signalizační lampy, číselníky hodin a měřicí přístroje apod.
- **barvení skel**: ozařování dávkami 1 kGy, vytvářejí se poruchy absorbující viditelné světlo, trvanlivost desítky let (měření dávek), zkracuje se za vyšších teplot