

Slovenská nukleárna spoločnosť



Ionizujúce žiarenie a jeho vlastnosti

doc. RNDr. Oľga Holá, PhD.

SNUS, 2009

1. IONIZUJÚCE ŽIARENIE A JEHO VLASTNOSTI

V súčasnosti sa v širokej verejnosti veľmi často diskutuje otázka vplyvu ionizujúceho žiarenia na životné prostredie. Prvé, väčšinou negatívne vplyvy ionizujúceho žiarenia si ľudia začali uvedomovať už na konci 2. svetovej vojny pri výbuchoch atómových bômb, nasledujúcich skúškach jadrových zbraní, pri haváriách jadrových elektrární. Na druhej strane nastal v minulom storočí enormný rozvoj aplikácií ionizujúceho žiarenia najmä v medicíne, biológii, chémii, technike, v materiálových vedách. Ionizujúce žiarenie sa stalo základom mnohých nových odborov – spomeňme napr. nukleárnu medicínu. Jadrová energia sa stala pre ľudstvo nenahraditeľným zdrojom energie. Všetky tieto faktory – pozitívne aj negatívne, prispeli k tomu, že sa verejnosť začala intenzívnejšie zaujímať o podstatu rádioaktívneho žiarenia, že má stále väčší záujem dozvedieť sa viac o účinkoch ionizujúceho žiarenia na človeka a s tým súvisiacu radiačnú bezpečnosť. Nato, aby sme porozumeli, čo je ionizujúce žiarenie a ako interaguje s látkou, potrebujeme sa dozvedieť základy jadrovej fyziky a poznať zákonitosti jadrových premien.

1.1 ZÁKLADNÉ VLASTNOSTI ATÓMOVÝCH JADIER

1.1.1 Objav a zloženie jadra

Pôvodná predstava atómu, ako najmenšej, ďalej nedeliteľnej časti látky, sa začala meniť objavením elektrónu – nositeľa záporného elektrického náboja. Avšak atóm sa prejavoval ako elektricky neutrálny, preto bolo zrejmé, že atóm musí obsahovať rovnako veľký kladný náboj. Na začiatku 20. st. vznikali prvé predstavy o zložení atómu. Keďže atóm sa prejavoval ako elektricky neutrálny, prvá hypotéza zloženia atómu vychádzala z rovnováhy kladného a záporného elektrického náboja, rovnomerne rozloženého v atóme ([Thomsonov](#) pudingový model). Táto hypotéza bola však čoskoro prekonaná na základe experimentov. V r. 1911 navrhol Ernest Rutherford model atómu, pozostávajúci z jadra atómu, obsahujúceho kladný elektrický náboj a takmer celú hmotnosť atómu a z tzv. elektrónového obalu atómu. Existencia jadra atómu bola experimentálne dokázaná spolupracovníkmi Rutherforda – Hansom Geigerom a Ernestom Marsdenom. Ide o historicky známy pokus s ostreľovaním zlatej tenkej fólie produktmi samovoľnej premieny radónu. Pozorovalo sa, že tieto ostreľujúce častice (dnes nazývané α -častice, ktoré sú vlastne jadrá héliových atómov, nesúce kladný náboj $+2e$) sa rozptyľujú od fólie o rôzne uhly, dokonca aj o uhol 180° . Na odchýlenie takejto častice do spätného smeru je potrebná veľká sila medzi α -časticou a kladným nábojom atómu Au sústredeným v „hmotnom bodovom“ jadre.

K ďalšej predstave o „zložení“ jadra prispeli objavy [protónu](#) (v r. 1919 – prvá jadrová reakcia uskutočnená Rutherfordom) a neutrónu (v r. 1932 Chadwickom). Podľa tejto **protónovo-neutrónovej** hypotézy sa jadro skladá z **protónov** a **neutrónov**. Protón je kladne nabitá častica, veľkosť jej náboja je $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, pokojová hmotnosť protónu je $m_p = 1,67262158 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ (ide o jadro atómu vodíka).

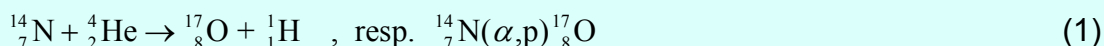
Celkový počet protónov v jadre sa nazýva **protónové (tiež atómové) číslo Z** , ktoré v neutrálnom atóme súčasne udáva aj počet elektrónov v elektrónovom obale atómu a určuje aj poradie prvku v Mendeleejevovej periodickej tabuľke. Pomocou atómového čísla môžeme vyjadriť aj celkový elektrický náboj jadra $Q = Z e$. Neutrón je elektricky neutrálna častica s približne rovnakou hmotnosťou ako protón $m_n = 1,67492716 \cdot 10^{-27}$ kg. Celkový počet neutrónov v jadre udáva **neutrónové číslo N** . Neutróny a protóny nazývame spoločným názvom **nukleóny**. **Hmotnostné (tiež nukleónové) číslo A** vyjadruje celkový počet nukleónov v jadre, platí:

$$A = Z + N.$$

Symbolicky môžeme potom každé jadro - **nuklid X** - zapísať v tvare: A_ZX .

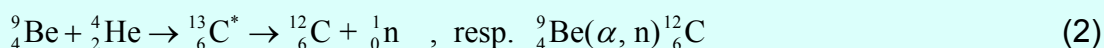
Nuklidy podľa počtu protónov a počtu neutrónov nachádzajúcich sa v atómových jadrách môžeme rozdeliť do štyroch základných skupín. Nuklidy s rovnakým atómovým číslom Z , ale rôznym hmotnostným číslom A , sa líšia počtom neutrónov a nazývajú sa **izotopy**. Nuklidy s rovnakým A a rôznym Z sú **izobary** a nuklidy s rovnakým počtom neutrónov N a rôznym počtom protónov Z sú **izotóny**.

Rutherfordovu jadrovú reakciu (ostreľovanie jadier dusíka α -časticami, vznik jadier kyslíka a vodíka), pri ktorej došlo k objavu protónu môžeme potom zapísať v tvare:



Protón je jadrom najľahšieho prvku, vodíka a α -častica je jadrom hélia.

Chadwickov objav neutrónu v symbolickom zápise je:



V periodickej tabuľke prvkov sú izotopy toho istého prvku umiestnené na rovnakom mieste, danom atómovým číslom Z a majú rovnaké chemické vlastnosti, odlišujú sa však niektorými fyzikálnymi vlastnosťami. Jadrové vlastnosti rôznych izotopov toho istého prvku sú taktiež veľmi rozdielne. Niektoré izotopy sú **stabilné**, iné sú nestabilné, tzv. **radioaktívne**, ktoré sa časom premieňajú.

Pri rádioaktívnej premene je emitovaná nejaká častica a pôvodný **rádionuklid** sa mení na iný nuklid. Nuklidy môžeme klasifikovať pomocou **nuklidového diagramu** ([Segrého](#) diagram), t.j. závislosti $Z(N)$, kde sa dajú rozmiestniť všetky známe - stabilné aj radioaktívne nuklidy, ako aj nuklidy doteraz ešte experimentálne nepozorované. Ľahké stabilné nuklidy sa nachádzajú blízko priamky $Z = N$. S rastúcou hmotnosťou u stabilných nuklidov vzrastá nadbytok neutrónov ($N \cong 1,5 Z$). Pre $Z > 83$ už stabilné nuklidy neexistujú.

1.1.2 Polomer a hmotnosť jadra

Atómové jadro nie je tuhé teleso s presne definovaným tvarom. Na získanie poznatkov o štruktúre a veľkosti jadier sa využívajú rôzne experimentálne metódy (napr. štúdium rozptylu α -častíc, protónov alebo rýchlych neutrónov na jadrách, ostreľovanie jadra vysokoenergetickými elektrónmi). V prvom priblížení si predstavujeme jadrá ako guľové objekty, pričom pre efektívny polomer jadier platí:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (3)$$

kde R_0 je $\approx$ polomeru nukleónu, A je celkový počet nukleónov. Z jednotlivých experimentov dostávame hodnotu $R_0 \cong (1,1 - 1,5) \cdot 10^{-15}$ m (môžeme používať podielovú jednotku femtometer: 1 fm = 10^{-15} m). Najčastejšie používaná hodnota je $R_0 = 1,2$ fm. Objem jadra V je úmerný celkovému počtu nukleónov A , z ktorých je jadro zložené ($V \propto \frac{4}{3}\pi R^3 \propto A \frac{4}{3}\pi R_0^3 \sim A$) a nezávisí od jednotlivých počtov protónov Z a neutrónov N . Objem pripadajúci na jeden nukleón V/A je konštantný, z čoho vyplýva, že hmotnosť jadra je rozdelená v jeho objeme s konštantnou hustotou.

V atómovej a jadrovej fyzike môžeme vyjadrovať hmotnosť pomocou **atómovej hmotnostnej jednotky** - u , ktorá je definovaná ako 1/12 pokojovej hmotnosti atómu izotopu ^{12}C , platí: $m_u \cong 1,66 \cdot 10^{-27}$ kg = 1 u . Ak potom vyjadríme pomer hmotnosti atómu k atómovej hmotnostnej jednotke, dostaneme bezrozmerné číslo, tzv. **relatívnu atómovú hmotnosť** - A_r ,

$$A_r = \frac{m_a}{m_u} \quad (4)$$

Relatívna atómová hmotnosť atómu izotopu uhlíka ^{12}C je presne rovná 12. Hmotnostné číslo ľubovoľného nuklidu A vyjadruje potom hmotnosť nuklidu v jednotkách atómovej hmotnostnej jednotky, zaokrúhlenú na celé číslo (napr. atómová hmotnosť ^{208}Pb je 207,9767 $u \cong 208$ u , z čoho vyplýva hmotnostné číslo ^{208}Pb $A = 208$, relatívna atómová hmotnosť $A_r = 208$).

Presné merania hmotností jadier ukázali, že **hmotnosť jadier** je menšia ako súčet hmotností voľných nukleónov, z ktorých je jadro zložené:

$$m = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m \quad (5)$$

kde m_p , m_n sú hmotnosti protónu a neutrónu, Δm je **hmotnostný schodok**, ktorý súvisí s energiou väzby nukleónov v jadre.

Hmotnosť celého atómu včítane obalových elektrónov potom je:

$$m_a = Zm_H + (A - Z)m_n - \Delta m \quad (6)$$

kde m_H je hmotnosť atómu vodíka.

1.1.3 Väzbová energia jadra a jeho stabilita

Energia, potrebná na to, aby sme jadro rozložili na jednotlivé voľné nukleóny s nulovou kinetickou energiou sa nazýva **väzbová energia jadra**. Pri vytvorení jadier spojením nukleónov sa táto energia uvoľní. Na základe Einsteinovho vzťahu medzi energiou a hmotnosťou môžeme väzbovú energiu vyjadriť:

$$\Delta E = \Delta m c^2 = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a] c^2 \quad (7)$$

Energia odpovedajúca hmotnosti atómovej hmotnostnej jednotky 1 u je: $E_u = u c^2 \cong 1,66043 \cdot 10^{-27} \text{ kg} \cdot (2,99792 \cdot 10^8 \text{ m s}^{-1})^2 = 1,4923 \cdot 10^{-10} \text{ J} \cong 931,5 \text{ MeV}$. (V príkladoch môžeme potom výhodne použiť namiesto c^2 ekvivalent: 931,5 MeV/u). Ak v predošlej rovnici (7) vyjadríme hmotnostný schodok v jednotkách u, dostaneme pre väzbovú energiu jadra, vyjadrenú v jednotkách MeV vzťah:

$$\Delta E = \Delta m c^2 = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a] u \cdot \frac{931,5}{u} [\text{MeV}] \quad (8)$$

Pre porovnanie: väzbové energie elektrónov v elektrónovom obale atómu sú rádovo eV, zatiaľ čo väzbové energie jadier sú MeV. Uvedme príklady väzbových energií pre niektoré jadrá:

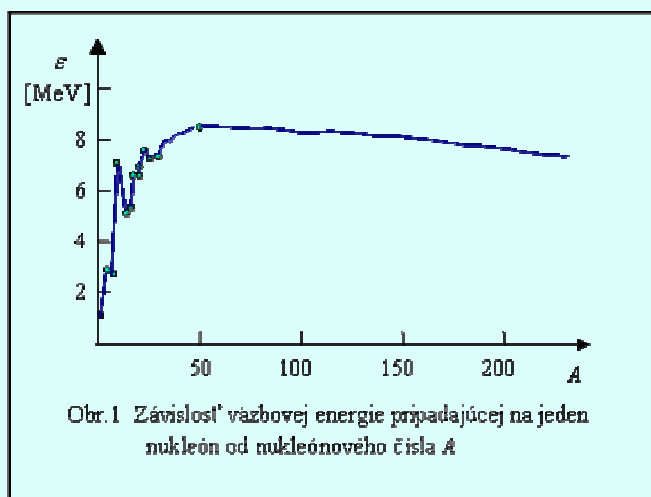
$$\Delta E(^{32}_{16}\text{S}) = 270 \text{ MeV}, \quad \Delta E(^{12}_6\text{C}) = 92 \text{ MeV},$$

$$\Delta E(^{16}_8\text{O}) = 127,2 \text{ MeV}, \quad \Delta E(^4_2\text{He}) = 28 \text{ MeV}.$$

Analogicky môžeme vyjadriť aj väzbovú energiu protónu a neutrónu: $(\Delta E)_p = [m_p + m_{^{A-1}_{Z-1}Y} - m_{^A_ZX}] c^2$, $(\Delta E)_n = [m_n + m_{^{A-1}_ZY} - m_{^A_ZX}] c^2$. Pre všetky stabilné jadrá platí: $(\Delta E)_p > 0$, $(\Delta E)_n > 0$.

Uvedeným spôsobom možno vypočítať väzbovú energiu ľubovoľného jadra, ak je dostatočne presne známa jeho hmotnosť. Vidíme, že väzbová energia jadier závisí hlavne od počtu nukleónov a menej od pomeru počtu protónov a neutrónov. Pri porovnávaní **stability jadier** je vhodné používať energiu pripadajúcu na jeden nukleón:

$$\varepsilon = \frac{\Delta E}{A} = \frac{\Delta m c^2}{A} = \frac{[Zm_H + (A - Z)m_n - m_a] c^2}{A} \quad (9)$$



V závislosti väzbovej energie vztiahnutej na jeden nukleón $\varepsilon(A)$ od nukleónového čísla A (obr. 1) pozorujeme lokálne maximá v prípadoch, keď počet protónov alebo neutrónov sa rovná

magickým číslam 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 a takéto jadrá vykazujú výnimočnú stabilitu. Ak sa magickému číslu rovná ako počet protónov, tak aj počet neutrónov, hovoríme o dvojnásobne magických jadrách (napr. $^{16}_8\text{O}$, $^{40}_{20}\text{Ca}$). Väzbová energia jadra závisí aj od toho, či nuklid obsahuje párny alebo nepárny počet nukleónov. Najstabilnejšie sú tzv. páрно-párne jadrá s párnym počtom protónov aj neutrónov, najmenšiu energiu ε majú nuklidy s nepárnym počtom protónov aj neutrónov. Táto skutočnosť sa prejavuje v [počte stabilných nuklidov](#) v prírode (tab.1). Maximum hodnoty $\varepsilon_{\max} = 8,5 \text{ MeV}$ sa pozoruje pre jadro s nukleónovým číslom $A = 50$. V oblasti jadier s nukleónovým číslom $A \in (50-60)$ t.j. pre jadrá $^{24}_{12}\text{Cr} - ^{30}_{12}\text{Zn}$ ostáva hodnota ε takmer konštantná, potom pozvoľna klesá až na hodnotu $7,5 \text{ MeV}$. Priemerná hodnota väzbovej energie pripadajúcej na jeden nukleón je $\bar{\varepsilon} \approx 8 \text{ MeV}$. Potom môžeme väzbovú energiu jadra približne vypočítať zo vzťahu $\Delta E \approx \bar{\varepsilon} A [\text{MeV}]$. Z uvedeného vyplýva, že sily, ktoré viažu nukleóny do jadier sa nasycujú. Nukleón interaguje len s ohraničeným počtom nukleónov, keby každý nukleón interagoval so všetkými ostatnými $(A-1)$ nukleónmi, muselo by platiť pre väzbovú energiu $\Delta E \propto A(A-1) \propto A^2$, čo nie je pravda. Pokles krivky pri veľkých hodnotách A znamená, že nukleóny sú pevnejšie viazané v dvoch stredne hmotných nuklidoch ako v jednom nuklide s veľkým hmotnostným číslom. Teda energia sa môže uvoľniť pri **jadrovom štiepení**, keď sa nuklid s veľkým hmotnostným číslom po zasiahnutí ostreľujúcou časticou rozštiepi na dve stredne ťažké jadrá. Pokles krivky väzbovej energie ε pre malé A zasa vypovedá o tom, že zlúčením dvoch nuklidov s malým hmotnostným číslom do stredne hmotného sa tiež uvoľní energia – ide o **jadrovú syntézu**, ktorá napr. prebieha vnútri Slnka a iných hviezd. Hodnoty energie jadra sú podobne ako energie atómu kvantované. Jadro sa môže nachádzať len v istých diskretných energetických stavoch, pri prechode jadra z vyššej na nižšiu energetickú hladinu je emitovaný fotón v oblasti γ - žiarenia elektromagnetického spektra.

1.1.4 Jadrové sily a modely jadier

Sila určujúca pohyb elektrónov v atóme je známa Coulombova sila, ktorá má jednoduchý tvar, pretože v atóme môžeme pri popise zaviesť nabité jadro ako stredový bod. Situácia v popise jadrových síl je zložitejšia. Jadrá sú viazané príťažlivou silou medzi nukleónmi. Sila udržiavajúca jadro pokope musí mať iný ako elektromagnetický charakter – je nezávislá od elektrického náboja, musí byť väčšia ako odpudivá elektrická sila medzi protónmi, musí byť veľká aj z dôvodu udržania protónov a neutrónov v maličkom objeme a musí byť krátkodosahová – pôsobí len vnútri jadra. Ako sme uviedli v predošlej kapitole väzbové sily sú nasýtené – pôsobia len na obmedzený počet častíc. Predpokladá sa, že ide o sekundárny prejav **silnej sily**, ktorá viaže kvarky do neutrónov a protónov.

Existujúce kvantovomechanické teórie štruktúry jadier sú zložité a presahujú rámec tohto učebného textu. Mnohé experimentálne pozorované vlastnosti jadier vysvetľujeme pomocou rôznych **modelov jadier**. V súčasnosti sa najviac používajú dva modely kvôli ich jednoduchosti a názornosti.

Kvapkový model jadra, podľa ktorého sa nukleóny pohybujú v jadre chaoticky a silne spolu interagujú. Nukleóny sú usporiadané tak, že vytvárajú najtesnejšie

usporiadanie, pričom ide o analógiu molekúl v kvapke tekutiny a ich tepelný pohyb. Odtiaľ aj pochádza názov modelu – kvapkový model. Tento model dobre vyjadruje krátkodosahovosť jadrových síl, ako aj skutočnosť, že ako objem jadra, aj jeho celková väzbová energia, sú priamo úmerné počtu nukleónov v jadre. V tomto modeli sa predpokladá, že vznik jadra a jeho prípadná premena na iné jadro sú navzájom úplne nezávislé javy. Pomocou tohto modelu sa vysvetľuje napr. štiepenie jadier.

Druhý – **orbitálový model** – predpokladá, že každý nukleón v jadre sa nachádza v jednoznačne definovanom kvantovom stave (pomocou súboru kvantových čísel) a že len zriedkakedy dochádza k zrážkam nukleónov. Pre nukleóny platí podobne ako pre elektróny Pauliho vylučovací princíp, teda v jednom kvantovom stave sa nemôžu súčasne nachádzať dva nukleóny. Podľa tohto modelu sa dá dobre vysvetliť existencia magických čísel. Z analógie s elektrónovým obalom – najstabilnejšie sú jadrá s úplne obsadenými nukleárnymi orbitálmi. Pomocou tohto modelu môžeme popisovať základné a vzbudené stavy jadier, kvantovanie energií nukleónov v jadre.

Každý nukleón má okrem orbitálneho momentu aj vnútorný moment hybnosti – spin, orbitálny a spinový moment hybnosti sa vektorovo skladajú do celkového momentu hybnosti nukleónu. Celkový moment hybnosti jadra je potom vektorovým súčtom celkových momentov hybnosti nukleónov - tzv. JJ väzba. Spolu s vlastným mechanickým momentom majú jadrá aj vlastné magnetické momenty, zložené z magnetických momentov nukleónov. Jednotkou magnetického momentu jadier je jadrový magnetón: $\mu \cong 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ A m}^2$. Experimentálnym dôkazom existencie magnetického momentu jadier je hyperjemná štruktúra atómových spektier, ktorá vzniká interakciou magnetického momentu atómového jadra s magnetickým poľom vytvoreným elektrónmi atómového obalu.

1.2 JADROVÉ PREMENY A ICH KINETIKA

1.2.1 Základné veličiny jadrovej fyziky

Rádioaktivita je jav, pri ktorom sa jadrá jedného prvku samovoľne menia na jadrá iného prvku emisiou napr. α -častíc, elektrónov alebo pozitronov. Vo väčšine prípadov je premena jadra sprevádzaná súčasnou emisiou γ - žiarenia - elektromagnetického žiarenia malej vlnovej dĺžky. Jadro sa pri tom stabilizuje - prechádza do stavu s minimálnou energiou. Z historického pohľadu delíme rádioaktivitu na **prírodnú (prírodnú)** a **umelú**. Výskumy spontánnej premeny jadier atómov zhrnula Mária [Curie](#) r. 1910 v „Štúdiu o rádioaktivite“ na základe experimentov s jáchymovským smolincom. Spolu s manželom Pierrom Curie zistili, že táto uránová ruda obsahuje „neznámy“ prvok rádium, ktorý sa samovoľne premieňa na ďalšie prvky a táto premena je sprevádzaná „rádioaktívnym žiarením“, ktoré sa prejavuje fluorescenčnými, ionizačnými, chemickými a biologickými účinkami. Tento jav, pozorovaný u izotopov existujúcich v prírode ($Z > 82$), sa označuje ako prírodná rádioaktivita. V r. 1934 Irena a Joliot Curie pozorovali podobnú premenu pri umelo vytvorených, bežne v prírode sa nevyskytujúcich nestabilných izotopoch. Stabilné jadrá ostreľovali α -časticami alebo neutrónmi a tým

vytvorili prebytok buď protónov alebo neutrónov v jadre. Takto vzniknuté nestabilné jadrá sa ďalej samovoľne premieňajú - tento jav bol nazvaný umelá rádioaktivita. Podľa súčasných poznatkov neexistuje zásadný rozdiel medzi prirodzenou a umelou rádioaktivitou, pretože vlastnosti izotopov nezávisia od spôsobu, akým izotop vznikol.

Rádioaktívne procesy sú náhodné procesy a riadia sa štatistickými zákonmi. Preto na popis rádioaktívnej premieny potrebujeme zaviesť aj niektoré štatistické veličiny.

Energia premieny je energia emitovaných častíc pri jadrovej premene.

Aktivita A je podiel stredného počtu dN rádioaktívnych premien z daného energetického stavu v určitom množstve rádionuklidu za časový interval dt a tohto intervalu:

$$A = -\frac{dN}{dt}, \quad [Bq] \quad (10)$$

aktivita predstavuje rýchlosť rádioaktívnej premieny nuklidu. Súčasne aktivita A odpovedá počtu jadier, ktoré sa premienia za jednu sekundu. Jednotkou aktivity je **becquerel** [Bq], pričom platí $1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$. Ak má rádioaktívna látka aktivitu 1 Bq, dochádza v nej v priemere k jednej premene za sekundu. Aktivita je charakteristikou látky, žiariča ako celku, a nie jednotlivého atómového jadra.

Hmotnostná aktivita a_m je podiel aktivity a celkovej hmotnosti rádioaktívnej látky, resp. pri nerovnomernom rozložení rádionuklidu v látke:

$$a_m = \frac{dA}{dm}, \quad [Bq \text{ kg}^{-1}]. \quad (11)$$

Objemová aktivita a_v je podiel aktivity a celkového objemu rádioaktívnej látky, resp. pri nerovnomernom rozložení rádionuklidu v látke:

$$a_v = \frac{dA}{dV}, \quad [Bq \text{ m}^{-3}]. \quad (12)$$

Konštanta premieny λ vyjadruje pravdepodobnosť premieny rádioaktívnej látky v malom časovom intervale, delená týmto intervalom. Konštanta premieny λ je charakteristickou vlastnosťou príslušnej látky a nemôžeme ju zmenou fyzikálnych podmienok (napr. zmenou tlaku, teploty) zmeniť. Konštanta premieny λ predstavuje pravdepodobnosť premieny za jednotku času:

$$\lambda = \frac{dP}{dt}, \quad [s^{-1}]. \quad (13)$$

Stredná doba života τ je čas, za ktorý sa pôvodný počet rádioaktívnych jadier N_0 zníži na hodnotu N_0/e (e - základ prirodzených logaritmov). Medzi strednou dobou života a konštantou premieny platí:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad [\text{s}]. \quad (14)$$

Doba polpremeny $T_{1/2}$ je priemerný časový interval potrebný na premenu polovice počiatočného množstva atómových jadier rádioaktívneho izotopu.

1.2.2 Zákonitosti rádioaktívnej premeny

Počet jadier dN , ktoré sa v priebehu času dt premenia závisí od počtu ešte nepremených jadier N v čase t , od časového intervalu dt a od pravdepodobnosti premeny jadra λ :

$$dN = -\lambda N dt.$$

Vo formulácii tohto vzťahu sme priamo predpokladali, že pravdepodobnosť premeny jadra vôbec nezávisí na jeho histórii. Pravdepodobnosť premeny je rovnaká bez ohľadu nato, či jadro existuje sekundu alebo tisícky rokov (úplne iná je štatistika pravdepodobnosti úmrtia ľudí, ktorá závisí od ich veku!).

Po separovaní premenných a integrovaní:

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

dostaneme **zákon rádioaktívnej premeny**, udávajúci závislosť počtu ešte nepremených rádioaktívnych jadier po uplynutí času t v tvare:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (15)$$

kde N_0 je počiatočný počet rádioaktívnych jadier nestabilného izotopu v čase $t = 0$ s. Tento zákon premeny má štatistický charakter a preto platí presne len pre veľký počet jadier N_0 . Ak vezmeme do úvahy definíciu doby polpremeny $T_{1/2}$, môžeme zákon (15) ďalej upravovať, pre čas $t = T_{1/2}$ bude platiť:

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad \Rightarrow \quad e^{\lambda T_{1/2}} = 2,$$

odkiaľ dostávame súvis medzi dobou polpremeny a konštantou premeny:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{T_{1/2}}. \quad (16)$$

Zákon rádioaktívnej premeny $N(t)$ môžeme potom písať v tvare:

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}. \quad (17)$$

Strednú dobu života rádioaktívneho prvku môžeme vypočítať ako strednú hodnotu výrazu:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} N_0 e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad (18)$$

Výpočtom integrálu sme dostali súvis medzi strednou dobou života a konštantou premeny (vzťah (14)). Keď dosadíme za konštantu premeny vzťah (16), dostaneme vzájomnú reláciu medzi strednou dobou života τ a dobou polpremeny v tvare:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T_{1/2}}{\ln 2} = 1,443 T_{1/2} \quad (19)$$

Vyjadríme ešte zo zákona rádioaktívnej premeny (15) počet ešte nepremenených jadier po uplynutí strednej doby života rádioaktívneho prvku:

$$N(\tau) = N_0 e^{-\lambda \tau} = N_0 e^{-1} = \frac{N_0}{e} \approx 0,37 N_0 \quad (20)$$

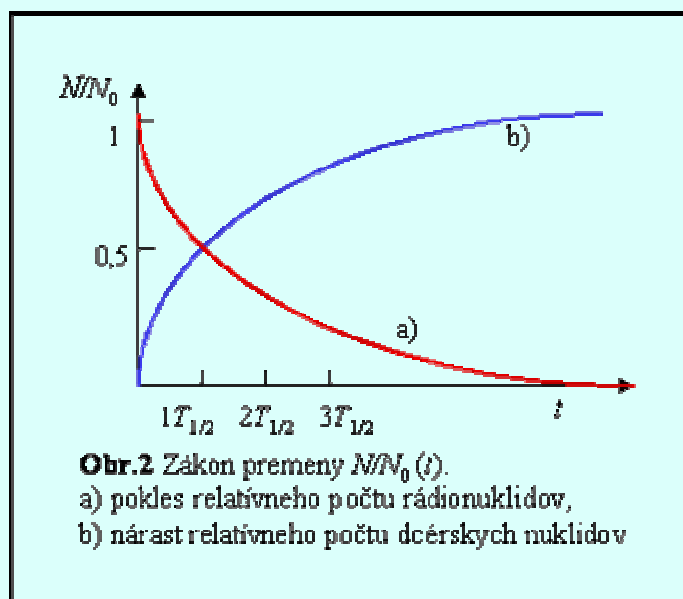
Z rovnice (20) dostávame už zmienenú definíciu strednej doby života rádioaktívneho prvku ako doby, za ktorú klesne pôvodný počet nuklidov na hodnotu N_0/e , čo je približne na 37%.

Na obr.2 je znázornený pokles relatívneho počtu rádionuklidu (krivka a) a súčasne nárast relatívneho počtu dcérskeho nuklidu (krivka b), vznikajúceho rádioaktívnou premenou pôvodného rádionuklidu.

Pre aktivitu, rýchlosť premeny v ľubovoľnom čase t , dostaneme:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \lambda N = A_0 e^{-\lambda t} \quad (21)$$

kde A_0 je aktivita, teda rýchlosť premeny, v čase $t = 0$ s.



Niektoré rádioaktívne nuklidy prechádzajú jadrovou premenou na stabilný nuklid. V mnohých prípadoch však vzniknutý nuklid je opäť rádioaktívny a dochádza k ďalšej premene.

Označme si pôvodný rádioaktívny prvok – tzv. **materský prvok**, charakterizovaný konštantou premeny λ_1 , symbolom X_1 . Nech máme v čase $t = 0$ s pôvodný počet nuklidov tohto prvku N_{10} . Pre jeho rádioaktívnu premenu platí zákon (15) v tvare: $N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}$. Deriváciou podľa času dostaneme pre časovú

zmenu tohto počtu nuklidov upravený vzťah (21): $\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1$. Tento výraz nám

charakterizuje rýchlosť úbytku materských nuklidov. V dôsledku tejto premeny však narastá počet nuklidov N_2 **dcérskeho prvku** X_2 , ktorý je opäť rádioaktívny s konštantou premeny λ_2 . Časovú závislosť zmeny počtu rádioaktívnych nuklidov dcérskeho prvku X_2 vyjadruje vzťah:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2. \quad (22)$$

Prvý člen pravej strany rovnice charakterizuje rýchlosť vzniku dcérskych nuklidov, pričom sa musí rovnať rýchlosti úbytku materských nuklidov. Druhý člen predstavuje rýchlosť úbytku dcérskych nuklidov v dôsledku vlastnej rádioaktívnej premeny dcérskeho prvku. Počet dcérskych nuklidov N_2 narastá dovtedy, dokiaľ platí nerovnosť: $\lambda_1 N_1 > \lambda_2 N_2$. V prípade, keď bude platiť podmienka:

$$\frac{dN_2}{dt} = 0, \Rightarrow \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 = 0 \quad (23)$$

nastáva **rádioaktívna rovnováha** medzi materskými a dcérskymi nuklidmi. Za tejto podmienky sa premieňa práve toľko nuklidov dcérskeho prvku, koľko ich vzniká v rovnakom čase z materského prvku.

Pri rádioaktívnej rovnováhe je pomer medzi počtom dcérskych a materských nuklidov konštantný, nezávislý od času:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \text{konšt.} \quad (24)$$

Tento vzťah môžeme zovšeobecniť aj pre ďalší proces premeny dcérskeho prvku, až pokiaľ nevznikne stabilný nuklid:

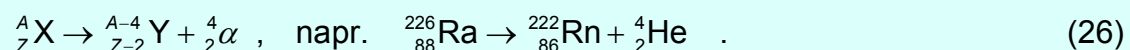
$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \text{konšt.} \quad (25)$$

Pri jadrovej premene sa zmení nuklid prvku X na nuklid iného prvku Y. Pre jadrové premeny platia zákony zachovania elektrického náboja a počtu nukleónov, z ktorých vychádza Soddyho-Fajansovo posuvné pravidlo. Použitím tohto pravidla vieme dopredu povedať pre tú ktorú rádioaktívnu premenu, aký nuklid vznikne, a aké bude mať daný prvok chemické vlastnosti.

Soddyho-Fajansove posuvné pravidlá pre jednotlivé druhy rádioaktívnych premien majú nasledovný tvar:

α - premena

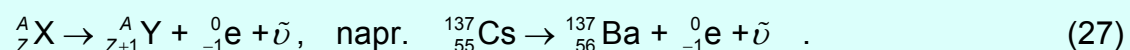
Pri tejto samovoľnej premene jadra sa emituje α - častica, t.j. jadro hélia, dcérsky nuklid má atómové číslo o 2 jednotky a hmotnostné číslo o 4 jednotky menšie ako materský nuklid:



β - premena

β - premena je najrozšírenejší proces jadrovej premeny. Pojem β - premena zahŕňa tri možné druhy premeny, pričom pri každej z nich sa mení elektrický náboj jadra a teda atómové číslo Z o jednotku. Hmotnostné číslo A sa nemení (je rovnaké pre materské aj dcérske jadro). Ide tu o elektrónovú β^- - premenu, pozitronovú β^+ - premenu a K – záchyt elektrónu.

Symbolický zápis **β^- - premeny** má tvar:

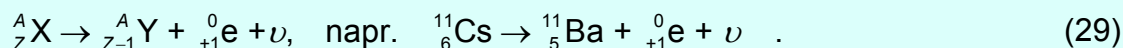


Pri β^- - premene sa z jadra emitujú elektróny (ktoré nie sú súčasťou jadra!) vznikajúce vo vnútri jadra tým, že sa premieňa neutrón na protón podľa rovnice:



Pri β^- - premene vznikne z pôvodného prvku jeho izobár, posunutý v Mendeleejovej tabuľke vzhľadom na pôvodný prvok o jedno miesto doprava.

β^+ - premenu môžeme vyjadriť:



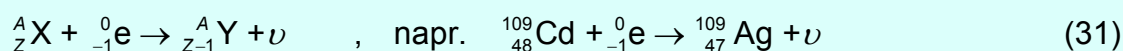
Pri pozitronovej β^+ - premene nastáva emitovanie pozitrónu (pozitrón je antičastica k elektrónu, má rovnakú hmotnosť, ale kladný náboj), ktorý vzniká v jadre v dôsledku premeny protónu na neutrón podľa vzťahu:



Symboly $\bar{\nu}$ a ν v rovniciach (27) až (30) sú elektrónové antineutríno a neutríno – subnukleárne neutrálne častice s takmer nulovou hmotnosťou, odnášajúce časť energie, uvoľnenej pri premene jadra.

Premene β^- podlieha aj voľný neutrón, zatiaľ čo premene β^+ len protón viazaný v jadre.

Záchyt orbitálneho elektrónu nastáva, keď jadro obsahuje o jeden protón viac ako pripúšťa jeho stabilita, vtedy zachytí jeden orbitálny elektrón. Najčastejšie ide o K-záchyt (z K – orbitálu), pretože pravdepodobnosť záchytu elektrónu je úmerná pravdepodobnosti, s ktorou sa nachádza elektrón v blízkosti jadra. Protón v jadre sa premení na neutrón a uvoľní sa neutríno, uvoľnené miesto elektrónu sa zaplní elektrónom z vyššej hladiny a prebytok energie sa vyžiarí vo forme fotónu. Schéma orbitálneho záchytu:



Na základe týchto pravidiel môžeme zoskupiť rádioaktívne izotopy do tzv. **rádioaktívnych premenových radov**. Ide o rad prvkov, ktorý vzniká postupne premenou základného prvku. Každý rádioaktívny rad začína dlhožijúcim izotopom najťažšieho prvku radu – materským rádioaktívnym izotopom, potom nasledujú dcérske produkty a rad končí stabilným izotopom najľahšieho z nich (ide o izotopy olova, resp. bizmutu). Sú možné **4 rady**: uránový ${}^{238}\text{U}$, tóriový ${}^{232}\text{Th}$, aktíniový ${}^{235}\text{U}$ a neptúniový ${}^{241}\text{Pu}$. Podrobnejšia schéma uránového premenového radu je znázornená aj s dobami polpremeny.

Charakteristická vlastnosť spomenutých premenových radov je, že hmotnostné čísla všetkých členov daného radu sa dajú vyjadriť matematickým

vzťahom. Hmotnostné čísla všetkých členov uránového radu udáva vzťah $A = (4n+2)$, kde n je celé číslo. Pre tóriový rad platí $A = 4n$, pre aktíniový rad $A = (4n+3)$ a pre neptúniový rad $A = (4n+1)$.

1.2.3 Energetická schéma rádioaktívnej premeny

Jadro X prechádza pri rádioaktívnej premene zo základného energetického stavu s hladinou energie E_0 na všeobecne vzbudenú energetickú hladinu E_1^* , prípadne do základného stavu nového jadra Y , pričom sa uvoľní **energia premeny**:

Pri rádioaktívnej alfa premene ${}^A_ZX \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}Y + {}^4_2\alpha$ musí byť splnená podmienka, že hmotnosť pôvodného jadra je väčšia ako súčet hmotností vzniknutého jadra a alfa častice:

$$m_{{}^A_ZX} > m_{{}^{A-4}_{Z-2}Y} + m_\alpha. \quad (33)$$

Potom je možné rozdelenie pôvodného jadra na dve časti. Prebytočná energia sa uvoľní vo forme kinetickej energie. Uvoľnená energia, teda energia alfa premeny je:

$$Q_\alpha = (m_{{}^A_ZX} - m_{{}^{A-4}_{Z-2}Y} - m_\alpha)c^2 = E_{kY} + E_{k\alpha} \quad (34)$$

kde 1. člen predstavuje kinetickú energiu vzniknutého jadra, 2. člen kinetickú energiu alfa častice.

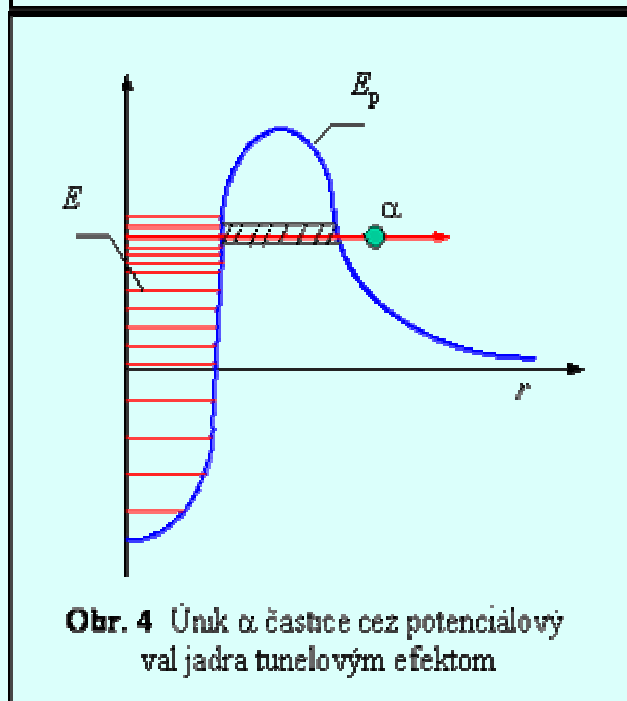
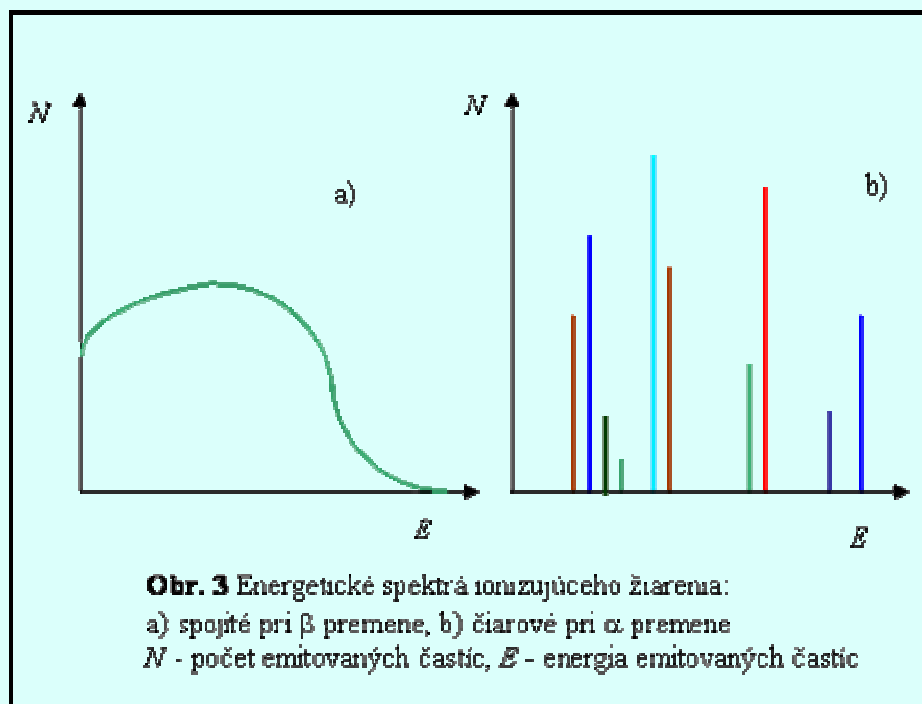
Ak je pôvodné jadro v pokoji, tak zo zákona zachovania hybnosti musí platiť: $0 = m_Y v_Y - m_\alpha v_\alpha$. Umocnením tejto rovnice a predelením 2, môžeme tento zákon zapísať v tvare:

$$\frac{1}{2} m_Y^2 v_Y^2 = \frac{1}{2} m_\alpha^2 v_\alpha^2 \Rightarrow m_Y E_{kY} = m_\alpha E_{k\alpha} \Rightarrow E_{kY} = \frac{m_\alpha}{m_Y} E_{k\alpha}.$$

(34) dostaneme: $Q_\alpha = E_{k\alpha} \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right)$. Vzhľadom na to, že hmotnosť α -častice je oveľa

menšia ako hmotnosť vzniknutého jadra, prevažnú časť uvoľnenej energie odnáša práve α -častica. Keďže pri alfa premene sa neuvolňuje ďalšia častica, kinetická energia α -častice môže mať len diskkrétne hodnoty, preto energetické **spektrum α -premeny je čiarové** (obr. 3 b). Kinetická energia α -častíc je prevažne z intervalu $\in(4; 9)$ MeV. Prechod α -častice potenciálovou bariérou jadra (obr. 4) sa vysvetľuje tunelovým javom (ide o kvantovomechanický jav).

Pri interakcii α -častice s prostredím nastáva ionizácia vyrazením elektrónu z obalu atómu prostredia. Pretože hustota ionizácie je veľká a na jeden iónový pár sa spotrebuje niekoľko eV, (resp. niekoľko desiatok eV) je dolet α -častíc malý, v plynch rádovo cm, v kondenzovaných látkach zlomky mm. Tienenie dosiahneme už tenkým papierom.



Energia častice β závisí nielen od energie vyplývajúcej z hmotnostného schodku reakcie, ale je ovplyvnená (zmenšená) aj emisiou neutrína, resp. antineutrína z výsledného jadra. Preto energetické spektrum emitovaných častíc β je spojité. Môže nadobúdať všetky hodnoty energie v intervale od 0 do maximálnej energie.

Podmienkou vzniku samovoľnej β^- - premeny ${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z+1}Y + {}^0_{-1}e + \bar{\nu}$ je, že hmotnosť pôvodného jadra musí byť väčšia ako súčet hmotností vzniknutého jadra

a elektrónu (pokojová hmotnosť antineutrína je nulová, alebo takmer nulová). Keď k obidvom stranám nerovnosti pričítame hmotnosť Z elektrónov, dostaneme podmienku vyjadrenú pomocou hmotností atómov:

$$m_{\frac{A}{Z}X} > m_{\frac{A}{Z+1}Y} + m_e, \text{ resp. } m_{\frac{A}{Z}X} + Zm_e > m_{\frac{A}{Z+1}Y} + m_e + Zm_e \Rightarrow m_{aX} > m_{aY}$$

Uvoľnená energia pri β^- premene je potom:

$$Q_{\beta^-} = (m_{aX} - m_{aY})c^2 = E_{kY} + E_{ke} + E_{k\bar{\nu}} \quad (35)$$

súčtom kinetických energií vzniknutého jadra, elektrónu a antineutrína. Kinetické energie si elektrón a antineutríno rozdeľujú náhodne, preto energetické **spektrum β^- - premeny je spojité** (obr. 3 a). Kinetická energia elektrónu je ovplyvnená aj smerom jeho emisie a emisie antineutrína z výsledného jadra, preto môže nadobúdať všetky hodnoty energie v intervale od 0 až po určitú maximálnu, pre daný nuklid charakteristickú energiu. Emitované elektróny môžu mať energiu desiatky keV až jednotky MeV. Napríklad pri β^- premene ${}^3_1\text{H} \rightarrow {}^3_2\text{He} + {}^0_{-1}e$, $Q_{\beta^-} \approx 19 \text{ keV}$ sa uvoľňuje energia 19 keV. Nuklid ${}^{12}\text{N}$ emituje elektróny s maximálnou energiou až 16,6 MeV.

Analogicky môžeme odvodiť energiu β^+ premeny $\frac{A}{Z}X \rightarrow \frac{A}{Z-1}Y + {}^0_{+1}e + \nu$, vychádzajúc opäť z podmienky vzniku takejto premeny (hmotnosť pôvodného jadra musí byť väčšia ako súčet hmotností vzniknutého jadra a pozitronu, pokojová hmotnosť neutrína je nulová):

$$m_{\frac{A}{Z}X} > m_{\frac{A}{Z-1}Y} + m_{e^+}, \text{ resp. } m_{\frac{A}{Z}X} + Zm_e > m_{\frac{A}{Z-1}Y} + m_{e^+} + Zm_e \Rightarrow \\ m_{aX} > m_{aY} + 2m_e$$

Uvoľnená energia pri tejto premene je: $Q_{\beta^+} = (m_{aX} - m_{aY} - 2m_e)c^2 = E_{kY} + E_{ke^+} + E_{k\nu}$.

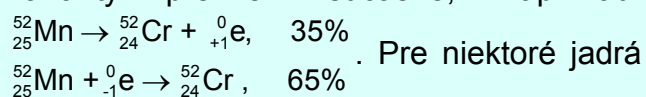
Napríklad pri nasledovnej β^+ premene ${}^{11}_6\text{C} \rightarrow {}^{11}_5\text{B} + {}^0_{+1}e$ je energia premeny približne 1 MeV.

Podmienka vzniku záchytu elektrónu $\frac{A}{Z}X + {}^0_{-1}e \rightarrow \frac{A}{Z-1}Y + \nu$ bude mať po úpravách analogický tvar ako podmienka pre β^- premenu:

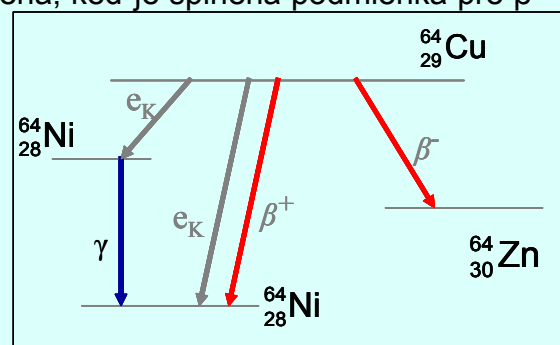
$$m_{\frac{A}{Z}X} + m_e > m_{\frac{A}{Z-1}Y}, \text{ resp. } m_{\frac{A}{Z}X} + m_e + (Z-1)m_e > m_{\frac{A}{Z-1}Y} + (Z-1)m_e \Rightarrow \\ m_{aX} > m_{aY}$$

teda hmotnosť pôvodného atómu musí byť väčšia ako hmotnosť vzniknutého atómu. Uvoľnená energia $Q_{\beta^K} = (m_{aX} - m_{aY})c^2$ je napríklad pri K-záchyte ${}^7_4\text{Be} + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^7_3\text{Li}$ rovná 0,86 MeV.

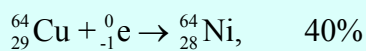
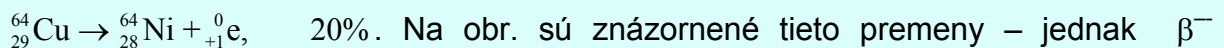
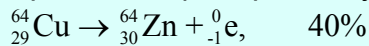
Podmienka pre K- záchyt je automaticky splnená, keď je splnená podmienka pre β^+ - premenu, môžu preto existovať obidva varianty premien súčasne, napríklad:



sú súčasne splnené všetky tri podmienky



a proces β premeny môže prebiehať všetkými tromi spôsobmi:



premena jadra Cu na jadro Zn, jednak K záchyt ako aj β^+ premena jadra Cu na jadro Ni v základnom energetickom stave, ako aj K záchyt, kde jadro Ni je vo vzbudenom energetickom stave s následným vyžiarovaním gama žiarenia pri jeho prechode do základného energetického stavu.

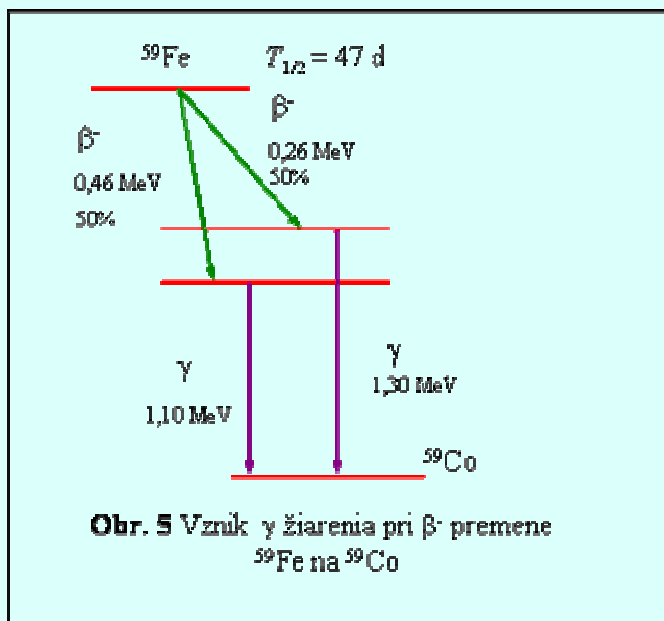
Dolet, teda dráha, na ktorej stratí emitovaná častica všetku svoju energiu, je napr. pre beta žiarenie s maximálnou energiou 2 MeV vo vzduchu okolo 8 cm, vo vode 1 cm a v hliníku 4 mm. Ako tieniace materiály sa používajú materiály s nízkym atómovým číslom Z.

Žiarenie γ

je sprievodným znakom obidvoch premien, keďže nové jadro je väčšinou vo vzbudenom energetickom stave, pri prechode do nižšieho energetického stavu, ako aj pri prechode do základného stavu, sa dcérske jadrá dostávajú vyžiarovaním **fotónu elektromagnetického žiarenia**:

$$E_1^* - E_0^* = hf = h \frac{c}{\lambda} \quad (36)$$

kde h je Planckova konštanta, c – rýchlosť svetla vo vákuu a λ a f – sú vlnová dĺžka a frekvencia elektromagnetického žiarenia (fotónu).



Energetický interval emitovaných γ -kvánt je veľmi široký, od niekoľkých desiatok keV po niekoľko MeV. Mnohokrát vzniká kvantum veľmi prenikavého žiarenia γ s malou vlnovou dĺžkou λ ($10^{-11} - 10^{-13}$ m). Do základného stavu sa dcérske jadrá môžu dostať aj vyžiarovaním viacerých γ -kvánt príslušných energií. Meraním energetického spektra takéhoto žiarenia γ sa získavajú cenné informácie o energetických hladinách a štruktúre jadier, ktoré ho vysielajú.

Na obr. 5 je ilustrovaný vznik γ kvánt dvoch rôznych energií žiarenia ako sprievodný jav pri β^- – premene izotopu železa na izotop kobaltu.

Gama žiarenie má čiarové spektrum, pretože daný nuklid emituje len fotóny s určitými energiami, ktoré sú pre jeho premenu charakteristické.

Interakcia gama žiarenia s hmotou sa podstatne odlišuje od interakcie elektricky nabitých častíc a dolet je oveľa väčší – vo vzduchu rádovo kilometre, v olove niekoľko centimetrov v závislosti od energie. Interakcia gama žiarenia s prostredím prebieha tromi možnými spôsobmi: fotoefektom, Comptonovým rozptylom a tvorbou párov častica - antičastica (najčastejšie párov elektrón-pozitrón).

1.2.4 Rádioaktívne datovanie

Rádioaktívna premena nuklidu s veľmi dlhou dobou polpremeny môže byť využitá pri určovaní veku hornín, teda doby, ktorá uplynula od jej vzniku, ako aj určenia doby, v ktorej nejaký živočích žil, resp. rastlina rástla.

Rádionuklid ^{40}K sa premieňa na stabilný izotop vzácneho plynu argónu ^{40}Ar s dobou polpremeny $1,25 \cdot 10^9$ r. Meraním pomeru ^{40}K a ^{40}Ar v skúmanej hornine môžeme vypočítať jej vek. Maximálna hodnota veku hornín, či už zo Zeme, Mesiaca, či meteoritov je $\sim 4,5 \cdot 10^9$ r.

Rádiouhlíkové datovanie pomocou rádionuklidu ^{14}C sa používa na určovanie veku organických látok, meraním jeho obsahu v danej látke sa dá zistiť čas, ktorý uplynul od smrti organizmu. Rádionuklid ^{14}C ($T_{1/2} = 5730$ r) vzniká v atmosfére pri ostreľovaní atmosférického dusíka kozmickým žiarením, mieša sa s atmosférickým dusíkom tak, že sa vyskytuje približne 1 atóm ^{14}C na každých 10^{13} atómov stabilného ^{12}C . Pri dýchaní a ďalších biologických procesoch dochádza k náhodnej výmene atómov atmosférického uhlíka s atómami uhlíka v živom organizme a za istý čas sa dosiahne rovnováha tak, že každý žijúci organizmus obsahuje aj rádioaktívny ^{14}C . Po smrti organizmu sa výmena s atmosférou zastaví a rádionuklid ^{14}C sa z organizmu „vytráca“ s dobou polpremeny $T_{1/2} = 5730$ r. Z porušenia rovnováhy pomeru ^{14}C a ^{12}C môžeme teda určiť čas, ktorý uplynul od smrti organizmu.

1.3 IONIZUJÚCE ŽIARENIE A JEHO INTERAKCIA S LÁTKOU

Ionizujúce žiarenie môžeme deliť na jadrové žiarenie, ktoré vzniká pri premenách jadier, röntgenovo žiarenie, ktorého pôvod je v elektrónovom obale atómu. K ionizujúcemu žiareniu môžeme ešte priradiť žiarenie vyvolané umelým urýchlením iónov. Všeobecne delíme ionizujúce žiarenie na **priamo** a **nepriamo ionizujúce**. Priamo ionizujúce žiarenie tvoria elektricky nabité častice, patria k nim už

spomínané α a β častice, protóny, deuteróny alebo ťažšie ióny. Nepriamo ionizujúce častice nemajú elektrický náboj. Ide najmä o žiarenie neutrónov a elektromagnetické žiarenie, ktoré zahŕňa žiarenie gama a röntgenovo žiarenie.

Spoločným znakom ionizujúceho žiarenia je jeho kvalitatívne rovnaké pôsobenie na prostredie, ktorým prechádza. Ionizujúce žiarenie prenikajúce do nejakej látky, môže vo všeobecnosti interagovať buď s elektrónovými obalmi atómov, či molekúl, alebo priamo s atómovými jadrami. Aká interakcia ionizujúceho žiarenia s látkou nastane závisí jednak od druhu a kinetickej energie tejto ionizujúcej častice, jednak od vlastností, zloženia a štruktúry ostreľovanej látky. Dochádza jednak k ionizácii a excitácii atómov ožarovaného materiálu, môžeme pozorovať chemické zmeny v látke, premenu jadier v jadrových reakciách, ako aj premenu časti kinetickej energie ionizujúcej častice na tepelnú energiu.

1.3.1 Ionizácia a excitácia

Odovzdanie kinetickej energie nabitou časticou látke, cez ktorú prechádza, sa väčšinou realizuje **ionizáciou** (odtiaľ názov ionizujúce žiarenie) alebo **excitáciou**. Ide o coulombovskú interakciu medzi nabitou časticou a elektrónmi atómového obalu. Ak je energia odovzdaná nabitou časticou väčšia ako je väzbová energia elektrónu v atóme, uvoľní sa takýto orbitálny elektrón z atómového obalu a vytvorí sa iónový pár. Tento proces sa nazýva ionizácia. Ak energia odovzdávaná nabitou časticou nepostačuje na uvoľnenie elektrónu z atómu, dochádza k excitácii tohto elektrónu na vyššiu energetickú hladinu. Pozdĺž dráhy nabitou časticou tak v látke vznikajú iónové páry a excitované atómy.

Interakcia nepriamo ionizujúcej častice (ktorá sama nemá elektrický náboj) s látkou, vedie často k emisii sekundárnych nabitých častíc, ktoré spôsobujú ionizáciu prostredia analogicky ako priamo ionizujúce častice.

Pri **ionizácii v plynoch** je nutné, aby orbitálny elektrón v atóme získal určité minimálne množstvo energie, aby mohol opustiť atóm a vytvoriť iónový pár, pozostávajúci z kladného iónu a voľného elektrónu. Táto minimálna energia E_i , odpovedajúca väzbovej energii elektrónu v atóme sa nazýva **ionizačný potenciál**. Napríklad pre atóm vodíka je to hodnota 13,5 eV. Ak atóm obsahuje viacero elektrónov, musíme určiť príslušný ionizačný potenciál pre každý elektrónový orbitál, a hodnota ionizačného potenciálu sa môže meniť od hodnôt eV až po desiatky keV – pre uvoľnenie elektrónov z vnútorných K orbitálov. Môžeme potom definovať stredný ionizačný potenciál atómu, ale výhodnejšie je zaviesť **strednú energiu ionizácie** W_i ako pomer počiatočnej energie nabitou časticou E_0 k strednému počtu iónových párov N_i , vytvorených touto časticou pri jej úplnom zabrzdnení v plyne. Počiatočná energia častice sa spotrebuje nasledovne:

$$E_0 = N_i \bar{E}_i + N_{ex} \bar{E}_{ex} + N_{se} \bar{E}_{se} \quad (37)$$

kde $\bar{E}_i$ je stredná energia ionizovaného atómu, N_{ex} - počet excitovaných atómov, $\bar{E}_{ex}$ - stredná energia excitovaného atómu, $\bar{E}_{se}$ - stredná energia subexcitačného elektrónu (spomalené elektróny, ktorých energia už nepostačuje k vytvoreniu

excitovaných atómov). Pre strednú energiu ionizácie potom podľa definície dostaneme:

$$W_i = \frac{E_0}{N_i} = \bar{E}_i + \frac{N_{ex}}{N_i} \bar{E}_{ex} + \bar{E}_{se} . \quad (38)$$

Hodnoty strednej energie ionizácie boli teoreticky vypočítané pre rôzne plyny, ale väčšinou sa stanovujú experimentálne.

Ionizačný proces je zložitý aj z dôvodu, že okrem tzv. **primárnej ionizácie** pôvodnou nabitou časticou, prispievajú k celkovej ionizácii aj elektróny uvoľnené pri tomto primárnom ionizačnom procese, pokiaľ majú dostatočnú energiu, aby mohli tiež ionizovať.

Mechanizmus **ionizácie v kvapalinách** je podobný ako v plynach, ale pretože kvapaliny majú väčšiu hustotu, nastáva v nich väčšia rekombinácia iónov.

Ionizačné deje **v pevných látkach** sú najlepšie popísané v polovodičoch. Pri ionizácii nastáva prechod elektrónov z valenčného pásma do vodivostného, pričom sa vytvára dvojica voľných nosičov elektrického náboja – záporný elektrón vo vodivostnom pásme a kladná diera vo valenčnom pásme. Podľa Shockleyho platí pri absorpcii energie ionizujúceho žiarenia v polovodičoch nasledovná rovnica:

$$W_i = E_z + n\bar{E}_{ext} + 2E_{e-d} \quad (39)$$

pričom W_i je stredná energia potrebná na vytvorenie páru elektrón-diera, E_z je energetická vzdialenosť zakázaného pásma medzi valenčným a vodivostným pásmom, n – počet excitónov vytvorených pri jednej ionizácii (excitón - elektrostaticky viazaný elektrón s dierou, elektricky neutrálny), $\bar{E}_{ext}$ - stredná energia excitónu, E_{e-d} - zvyšková energia elektrónu alebo diery, ktorá nepostačuje na ionizáciu ani excitáciu.

Hodnoty W_i pre polovodiče sú približne o jeden rád nižšie ako pre plyny. Napríklad na vytvorenie jedného elektrón-dierového páru v germánii sa uvádza stredná energia $W_i = 2,89 \pm 0,06$ eV , v kremíku $W_i = 3,57 \pm 0,05$ eV .

1.3.2 Jadrové procesy

Zatiaľ čo ionizácia a excitácia boli procesy prebiehajúce v elektrónovom obale atómov, jadrové procesy sú deje, ktoré nastanú pri zrážkach jadier atómov s ionizujúcimi časticami alebo s inými atómovými jadrami. Ostreľujúca častica musí pritom preniknúť do oblasti pôsobenia jadrových síl terčového jadra. Pri takýchto reakciách sa mení štruktúra jadier a platia zákony zachovania počtu nukleónov, elektrického náboja, hybnosti a relativistickej celkovej energie. Všeobecné vyjadrenie jadrovej reakcie je:

$$A + a \rightarrow B + b + Q \quad \text{resp.} \quad A(a,b)B , \quad (40)$$

kde A je ľubovoľné terčové jadro, a – častica, ktorá s ním interaguje, B – vzniknuté jadro, b – emitovaná častica, Q – energia reakcie.

Účinný prierez jadrovej reakcie σ [m^2] je podiel pravdepodobnosti P , že pre daný terčik nastane určitá interakcia, vyvolaná dopadom častíc určitého druhu a energie – a fluencie týchto častíc Φ .

Fluencia častíc Φ [m^{-2}] je rovná počtu častíc dopadajúcich do malej gule v danom bode priestoru, deleného plošným obsahom hlavného rezu tejto gule.

Pri interakcii častice a s jadrom A môžu všeobecne nastať rôzne procesy, preto potom zvlášť definujeme napr. účinný prierez pre záchyt, účinný prierez pre pružný rozptyl, účinný prierez pre štiepenie, atď. **Celkový účinný prierez** σ_{tot} je potom súčet všetkých účinných prierezov zodpovedajúcich rôznym reakciám alebo procesom medzi dopadajúcimi časticami daného typu a energie – a jadrom terča.

Zo zväzku ostreľovacích častíc N ubudne dN častíc v dôsledku interakcie s terčom:

$$dN = -N dN^* \frac{\sigma}{S} = -N n S dx \frac{\sigma}{S},$$

kde $dN^* = n S dx$ je počet terčových častíc, n ich koncentrácia v objeme $S dx$. Separujme premenné a integrujme:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^x n \sigma dx.$$

Riešením dostaneme exponenciálny úbytok pôvodných ostreľujúcich častíc v terčíku so vzdialenosťou:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -n \sigma x = -\alpha x \Rightarrow N = N_0 e^{-\alpha x}, \quad (41)$$

kde $\alpha = n \sigma$ [m^{-1}] je lineárny koeficient zoslabenia.

Zavedením hmotnostného koeficientu zoslabenia μ [$\text{kg}^{-1} \text{m}^2$] a pre $x = d$, kde d je hrúbka absorbujúceho prostredia, dostaneme tento absorpčný zákon v tvare:

$$\mu = \frac{\alpha}{\rho} \Rightarrow N = N_0 e^{-\mu \rho d}, \quad (42)$$

kde ρ je hustota absorbujúceho prostredia, ρd – je plošná hustota vrstvy materiálu.

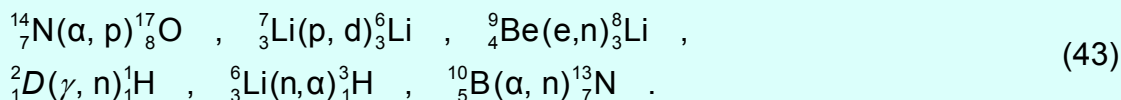
V súčasnosti poznáme viac ako 1500 rôznych izotopov a pre každý z nich existujú viaceré jadrové reakcie, v ktorých môžu vystupovať ako terče, alebo prostredníctvom iných reakcií vznikať. Je známych viac ako 10 000 rôznych jadrových reakcií, ktoré môžeme klasifikovať podľa rôznych kritérií, napr.:

- a) podľa energie ostreľujúcich častíc nastávajú reakcie pri nízkych energiách týchto častíc (< 10 eV), stredných (< 10 MeV) a vysokých (> 10 MeV);
- b) podľa druhu ostreľujúcich častíc môžu reakcie prebiehať s nenabitými časticami (neutróny, fotóny) alebo s nabitými časticami (elektróny, protóny, deuteróny, ióny ľahkých prvkov);
- c) podľa druhu terčových jadier – delíme reakcie na ľahkých jadrách ($A < 50$), na stredných jadrách ($50 < A < 100$) a reakcie na ťažkých jadrách ($A > 100$);
- d) podľa energie reakcie delíme jadrové reakcie na **endoenergetické** ($Q < 0$) kedy sa energia na vznik reakcie spotrebuje, a reakcie **exoenergetické** ($Q > 0$) kedy sa energia pri reakcii uvoľňuje;
- e) podľa charakteru jadrových premien poznáme napr. reakcie – radiačný záchyt, vzbudenie jadier, delenie jadier, jadrový fotoefekt, jadrová syntéza, rozptyl a pod.;
- f) podľa mechanizmu, akým prebiehajú reakcie ich delíme na priame a nepriame.

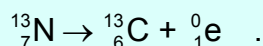
Z celého spektra jadrových reakcií spomeňme v krátkosti niektoré z nich.

1.3.3 Transmutácie, štiepenie a trieštenie

Transmutácie sú také jadrové reakcie, pri ktorých nukleónové a atómové čísla nového jadra sa len málo odlišujú od pôvodného terčového jadra, pričom ostreľujúcou časticou môže byť ľubovoľná častica ($p, n, e, \gamma, d, \alpha$). Napríklad reakcie:



Posledná z reakcií je príklad vzniku „umelo rádioaktívneho“ nuklidu, ktorý sa ďalej premieňa:



Do tejto kategórie reakcií môžeme zaradiť aj špeciálny prípad jadrovej reakcie – **termojadrovú reakciu** – ide o syntézu ľahkých jadier na ťažšie pri veľmi vysokých teplotách. Takéto procesy prebiehajú na Slnku a iných hviezdach. Existujú dva procesy v hviezdnych podmienkach: je to **protón-protónový cyklus**, kde priamymi zrážkami medzi protónmi vznikajú ťažšie jadrá a ich zrážkami jadrá hélia:



Druhý cyklus je **uhlíkový** – kde jadrá uhlíka absorbujú protóny až nakoniec uvoľnia α - časticu a stanú sa opäť jadrami uhlíka.

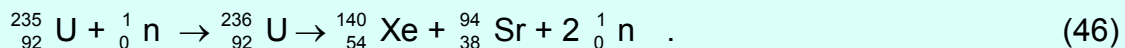
K termonukleárnej syntéze môže dochádzať len za podmienok extrémne vysokých teplôt a tlakov, aby mali jadrá dostatok energie na prekonanie Coulombovských odpudivých síl. Tieto podmienky sú vo vnútri hviezd a uvedené reakcie tam prebiehajú dosť často. Energia uvoľnená pri zlučovaní ľahkých jadier je **termojadrová energia**. Na Zemi uvedené cykly nemajú uplatnenie, ako zdroj termojadrovej energie na Zemi je výhodná napr. reakcia typu:



Táto reakcia je silne exoenergetická (17,6 MeV). Využitie reakcie predpokladá lacný zdroj deutéria – ktoré je v značnej miere obsiahnuté vo svetových moriach a oceánoch. Pri realizácii takejto reakcie sa využívajú úplne ionizované plyny s vysokou teplotou (vysokoteplotná plazma) obsahujúce deutérium alebo zmes deutéria a trícia a udržiavajú sa v silných magnetických poliach. Magnetické pole sa využíva ako „bezkontaktná“ nádoba, aby sa plazma neznečistila a neochladila. Zvládnutie technológie termojadrových reakcií, najmä získanie vysokej teploty dostatočne dlhý čas, je nádejou pre budúce využitie týchto reakcií ako zdrojov energie.

Štiepenie jadier je jadrová reakcia, pri ktorej sa ťažké jadro štiepi na dve ľahšie jadrá – úlomky štiepenia. Súčasne sa uvoľňujú aj ďalšie častice ako neutróny, γ kvantá atď.

O. Hahn a F. Strassman v r. 1939 zistili, že ostreľovaním uránu neutrónmi vzniká prvok Ba zo stredu Mendelejevovej tabuľky a L. Maitnerová a O. Frisch interpretovali túto reakciu ako štiepnu reakciu na dve jadrá s približne rovnakou hmotnosťou, exoenergetickú – s uvoľnením energie asi 200 MeV. Pri typickom štiepení jadro uránu ${}^{235}_{92}\text{U}$ absorbuje tepelný neutrón a vytvorí sa zložené jadro ${}^{236}_{92}\text{U}$ vo vzbudenom energetickom stave. Toto jadro sa potom štiepi na dva fragmenty, ktoré rýchlo emitujú dva neutróny. Možná schéma takejto štiepnej reakcie je napríklad:



Proces štiepenia sa dá vysvetliť pomocou kvapkového modelu – jadro, ktoré sa v dôsledku zrážky s neutrónom excitovalo (na dobu $\sim 10^{-14}$ s) sa deformuje, začne prudko kmitať až sa rozštiepi na dva štiepne úlomky. Keďže ťažké jadrá majú prebytok neutrónov v jadre, stredne ťažké úlomky vzniknuté pri rozštiepení sa týchto prebytočných neutrónov zbavujú a emitujú 2 – 3 neutróny a následné β - premeny upravujú pomer počtu ich neutrónov a protónov na stabilné hodnoty. Ťažké jadro sa štiepi vtedy, keď získa dostatočnú excitačnú energiu (~ 5 MeV), napr. ${}^{235}\text{U}$ potrebuje len energiu, ktorú získa absorpciou neutrónu, ${}^{238}\text{U}$ už potrebuje väčšiu energiu a podlieha štiepeniu len urýchlenými časticami s dostatočnou kinetickou energiou.

K excitácii okrem bombardovania neutrónmi môže dôjsť aj ostreľovaním elektrónmi, protónmi, gama fotónmi.

Skutočnosť, že sa pri štiepení vytvára viac neutrónov ako ich je absorbovaných na vstupe reakcie, dáva predpoklad vzniku **reťazovej reakcie**. Každý uvoľnený neutrón môže spôsobiť ďalšie štiepenie. Ak vyvoláme štiepenie u malého počtu jadier, má takéto štiepenie možnosť rozšíriť sa už bez ďalšieho zásahu zvonku a vznikne reťazová reakcia. Táto reakcia môže byť rýchla - ak neobmedzujeme rozmnoženie neutrónov. Za krátky čas sa uvoľní obrovská energia, čo má za následok explóziu – tento proces prebieha pri výbuchu jadrovej bomby. Ak vonkajším zásahom obmedzujeme počet vzniknutých neutrónov a reakcia prebieha regulovane hovoríme o **riadenej reťazovej reakcii**. Prvá kontrolovateľná reťazová reakcia bola realizovaná v jadrovom reaktore r. 1942 v Chicagu pod vedením E. Fermiho.

Trieštenie atómových jadier nastáva vtedy, ak energia ostreľujúcich častíc je veľmi vysoká. Na výstupe reakcie sú potom spršky nukleónov, jadrá izotopov ľahkých prvkov, mezóny, hyperóny a pod. Štúdium interakcií pri vysokých energiách je dôležité aj z hľadiska fyzikálnych aplikácií – napr. pri výpočte radiačnej ochrany a radiačnej stability zariadení a materiálov - pri urýchľovačoch a pri kozmických letoch.

1.3.4 Dozimetrické veličiny charakterizujúce pôsobenie ionizujúceho žiarenia na látku

Absorbovaná dávka D je pomer strednej energie odovzdanej ionizujúcim žiarením elementu ožiarenej látky a hmotnosti tohto elementu, teda je to energia absorbovaná v jednotke hmotnosti ožarovanej látky v určitom mieste:

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}, \quad (47)$$

jednotka dávky sa nazýva *gray*, $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$.

Dávka charakterizuje absorpciu energie v danom elementárnom objeme látky ale nešpecifikuje prejavy interakcie primárneho žiarenia s látkou. Ak sú primárne častice nenabité, prvým krokom ich interakcie s látkou je odovzdanie ich energie nabitým časticami. K tejto interakcii dochádza v inom mieste priestoru, než v ktorom potom sekundárne nabité častice ionizujú a excitujú atómy prostredia a dávajú príspevok k dávke. Preto bola definovaná veličina, charakterizujúca pôsobenie nepriamo ionizujúceho žiarenia z hľadiska energetických strát primárnych častíc v danom prostredí – **kerma** (z angl. kinetic energy released in material). Je definovaná v danom bode ako podiel súčtu počiatočných kinetických energií všetkých nabitých častíc uvoľnených nenabitými časticami v elemente látky s hmotnosťou dm a tejto hmotnosti:

$$K = \frac{dE_k}{dm}. \quad (48)$$

Kerma má jednotku gray, a vyjadruje interakciu primárneho nepriamo ionizujúceho žiarenia v danej látke.

Pri úvahách o účinkoch ionizujúceho žiarenia je základnou veličinou absorbovaná dávka v látke. To je ale makroskopická veličina a nezahŕňa okamžité lokálne rozloženie energie prenesené na látku, ktoré môže výsledné účinky žiarenia ovplyvniť. Veľa javov vyvolaných ionizujúcim žiarením – ako chemické zmeny, genetické mutácie, zánik buniek – závisí od priestorového rozloženia dielčích prenosov energie jednotlivých ionizujúcich častíc na ožarovanú látku. Rozhodujúcimi procesmi prenosu energie na látku, zodpovednými za účinky ionizujúceho žiarenia, sú ionizácia a excitácia, preto je treba uvažovať najmä o rozložení ionizačných, resp. excitačných strát. Z tohto dôvodu bola zavedená veličina – **lineárny prenos energie**:

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{d\ell} \right)_{\Delta}, \quad (49)$$

kde $d\ell$ je vzdialenosť, ktorú ionizujúca častica prešla, dE je stredná strata energie spôsobená zrážkami, pri ktorých dochádza k prenosu energie menšiemu než daná hodnota Δ . Jednotkou lineárneho prenosu energie je J m^{-1} . (Např. L_{100} je lineárny prenos energie, kde $\Delta = 100 \text{ eV}$, a prenosy energie vedúce k emisii elektrónov s energiou väčšou ako 100 eV sa do L_{100} nezapočítavajú.)

Súvis medzi dávkou a lineárnym prenosom energie môžeme vyjadriť:

$$D(L_{\Delta}) = \int_0^{L_{\Delta}} d(L_{\Delta}) dL_{\Delta}, \quad (50)$$

kde $d(L_{\Delta}) dL_{\Delta}$ je pomerná časť absorbovanej dávky D odovzdaná látke časticami pri hodnotách lineárneho prenosu energie z intervalu $< L_{\Delta}, L_{\Delta} + dL_{\Delta} >$.

SÚHRN

Atómové (tiež protónové) **číslo** Z - udáva celkový počet protónov v jadre.

Neutrónové číslo N - udáva celkový počet neutrónov v jadre.

Nukleóny - spoločný názov pre neutróny a protóny.

Hmotnostné (nukleónové) **číslo** A - vyjadruje celkový počet nukleónov v jadre $A = Z + N$.

Nuklid X (jadro)- symbolicky zapisujeme v tvare:



Izotopy - nuklidy s rovnakým atómovým číslom Z , a rôznym hmotnostným číslom A , líšia sa počtom neutrónov.

Izobary sú nuklidy s rovnakým A a rôznym Z .

Izotóny sú nuklidy s rovnakým počtom neutrónov N a rôznym počtom protónov Z .

Efektívny polomer jadra -

$$R = R_0 A^{1/3}, \quad R_0 \cong 1,2 \text{ fm.}$$

Atómová hmotnostná jednotka - je rovná $1/12$ pokojovej hmotnosti atómu izotopu ^{12}C ,

$$1 \text{ u} \cong 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ kg.}$$

Hmotnosť jadier je menšia ako súčet hmotností voľných nukleónov, z ktorých je jadro zložené:

$$m = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta m, \quad ,$$

m_p, m_n sú hmotnosti protónu a neutrónu, Δm je **hmotnostný schodok**.

Väzbová energia jadra ΔE je energia, potrebná na to, aby sme jadro rozložili na jednotlivé voľné nukleóny s nulovou kinetickou energiou. Pri vytvorení jadier spojením nukleónov sa táto energia uvoľní.

$$\Delta E = \Delta m c^2 = [Zm_H + (A - Z)m_n - m_a]c^2.$$

Magické čísla: 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, 152 - jadrá, v ktorých počet protónov alebo neutrónov sa rovná magickému číslu, vykazujú výnimočnú stabilitu.

Modely jadier:

Kvapkový model jadra - nukleóny sa pohybujú chaoticky a silne spolu interagujú a sú v jadre usporiadané tak, že vytvárajú najtesnejšie usporiadanie.

Orbitálový model – predpokladá, že každý nukleón v jadre sa nachádza v jednoznačne definovanom kvantovom stave a že len zriedkakedy dochádza k zrážkam nukleónov.

Aktivita A - je rýchlosť rádioaktívnej premeny nuklidu. Aktivita A odpovedá počtu nuklidov, ktoré sa premienia za jednu sekundu. Jednotkou aktivity je *becquerel*, pričom platí $1 \text{ Bq} = \text{s}^{-1}$.

$$A = -\frac{dN}{dt}.$$

Hmotnostná aktivita a_m - je podiel aktivity a celkovej hmotnosti rádioaktívnej látky:

$$a_m = \frac{dA}{dm}, \quad [\text{Bq kg}^{-1}].$$

Objemová aktivita a_v - je podiel aktivity a celkového objemu rádioaktívnej látky:

$$a_v = \frac{dA}{dV}, \quad [\text{Bq m}^{-3}].$$

Konštanta premeny λ - predstavuje pravdepodobnosť premeny za jednotku času:

$$\lambda = \frac{dP}{dt}, \quad [\text{s}^{-1}].$$

Stredná doba života τ je čas, za ktorý sa pôvodný počet rádioaktívnych jadier N_0 zníži na hodnotu N_0 / e (e - základ prirodzených logaritmov). Medzi strednou dobou života a konštantou premeny platí:

$$\tau = \frac{1}{\lambda}, \quad [\text{s}].$$

Doba polpremeny $T_{1/2}$ je priemerný časový interval potrebný na premenu polovice počiatočného množstva atómových jadier rádioaktívneho izotopu.

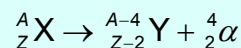
Zákon premeny - udáva závislosť počtu ešte nepremených rádionuklidov po uplynutí času t v tvare:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t}.$$

kde N_0 je počiatočný počet nuklidov nestabilného izotopu v čase $t = 0$ s.

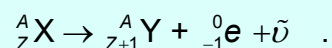
Podmienka **rádioaktívnej rovnováhy** medzi materskými a dcérskymi nuklidmi: $\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3 = \dots = \text{konšt.}$

α - premena - pri tejto samovoľnej premene jadra sa emituje α -častica, dcérsky nuklid má atómové číslo o 2 jednotky a hmotnostné číslo o 4 jednotky menšie ako materský nuklid:



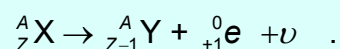
β - premena - zahŕňa tri možné druhy premeny, pričom pri každej z nich sa mení elektrický náboj jadra a teda atómové číslo Z o jednotku. Ide o elektrónovú β^- - premenu, pozitronovú β^+ - premenu a K – záchyt elektrónu.

β^- - premena:



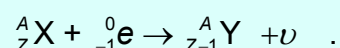
Pri β^- - premene sa z jadra emitujú elektróny, vznikajúce vnútri jadra tým, že sa premieňa neutrón na protón, elektrón a antineutríno.

β^+ - premena -



Nastáva emitovanie pozitronu, ktorý vzniká v jadre v dôsledku premeny protónu na neutrón, pozitron a neutríno.

Záchyt orbitálneho elektrónu - jadro zachytí jeden orbitálny elektrón. Protón v jadre sa premení na neutrón a uvoľní sa neutríno. Uvoľnené miesto elektrónu sa zaplní elektrónom z vyššej hladiny a prebytok energie sa vyžiarí vo forme fotónu.



Energia premeny - energia, ktorá sa uvoľní pri rádioaktívnej premene

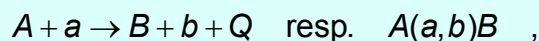
Žiarenie γ - vyžiarenie fotónu elektromagnetického žiarenia pri prechode nového jadra (vzniknutého po jadrovej premene) zo vzbudeného energetického stavu do nižšieho energetického stavu:

$$E_1^* - E_0^* = hf = h \frac{c}{\lambda} \quad .$$

Rádioaktívne datovanie

- pomocou rádionuklidu ^{40}K - metóda na určovanie veku hornín, využívajúca rádioaktívnu premenu nuklidu ^{40}K s veľmi dlhou dobou polpremeny.
- pomocou rádionuklidu ^{14}C - na určovanie veku organických látok, meraním obsahu ^{14}C v danej látke sa dá zistiť čas, ktorý uplynul od smrti organizmu.

Jadrové reakcie - deje, ktoré nastanú pri zrážkach jadier atómov so základnými časticami alebo s inými atómovými jadrami.



A je ľubovoľné terčové jadro, a – častica, ktorá s ním interaguje, B – vzniknuté jadro, b – emitovaná častica, Q – energia reakcie.

Účinný prierez jadrovej reakcie σ [m^2] - je podiel pravdepodobnosti P , že pre daný terčik nastane určitá interakcia, vyvolaná dopadom častíc určitého druhu a energie – a fluencie týchto častíc Φ .

Fluencia častíc Φ [m^{-2}] - je rovná počtu častíc dopadajúcich do malej gule v danom bode priestoru, deleného plošným obsahom hlavného rezu tejto gule.

Transmutácie - sú také jadrové reakcie, pri ktorých nukleónové a atómové čísla nového jadra sa len málo odlišujú od pôvodného terčového jadra, pričom ostreľujúcou časticou môže byť ľubovoľná častica (p , n , e , γ , d , α).

Termojadrová reakcia – syntéza ľahkých jadier na ťažšie pri veľmi vysokých teplotách.

Štiepenie jadier - jadrová reakcia, pri ktorej sa ťažké jadro štiepi na dve ľahšie jadrá – úlomky štiepenia. Súčasne sa uvoľňujú aj ďalšie častice ako neutróny, γ kvantá.

Reťazová reakcia - môže vzniknúť, ak sa pri štiepení vytvára viac neutrónov ako ich je absorbovaných na vstupe reakcie.

Trieštenie atómových jadier - ak energia ostreľujúcich častíc je veľmi vysoká. Na výstupe reakcie sú potom spršky nukleónov, jadrá izotopov ľahkých prvkov, mezóny, hyperóny.

Absorbovaná dávka D - je energia absorbovaná v jednotke hmotnosti ožarovanej látky v určitom mieste. Jednotka dávky sa nazýva *gray*, $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J kg}^{-1}$: $D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm}$.