

23.5. FYZIKA: Kolik váží neutrino.

Miloš Ryšavý

Tak nejdřív - co je to neutrino? Je to jedna ze 'záhadných' částic. A proč je záhadná? Jednak proto, že byla předpovězena dlouho předtím než byla nalezena. A za druhé - dodnes nejsou její vlastnosti známy tak, jak by je fyzikové rádi znali.

K tomu prvnímu: převážná většina (ne-li všechny) elementární částice byly pozorovány, a poté byly pojmenovány a byly prozkoumány jejich vlastnosti. Vezměme např. proton - základní kámen atomového jádra. I když indicie, že nějaká taková částice existuje, byly známy již v roce 1911, byl pozorován novozélandským fyzikem **E. Rutherfordem** (jako jádro vodíku, vylétující při bombardování atomových jader některých prvků částicemi alfa) v roce 1919 a byl pojmenován proton.

Nebo neutron - druhý základní kámen jádra. Ten byl v roce 1936 objeven anglickým fyzikem **J. Chadwickem** jako částice, která tvoří intenzivní (do té doby neznámé) záření, vznikající při bombardování jádra berylia částicemi alfa. A tak bychom mohli pokračovat.

Naproti tomu neutrino bylo zavedeno víceméně z nouze. Při tzv. rozpadu beta, kdy se jeden neutron v atomovém jádře změní na proton a přitom z něj vylétí jeden elektron, by energie tohoto elektronu měla být vždy stejná - rovná rozdílu hmot mateřského a dceřiného jádra. Tak tomu ale není - elektron vylétá vždy s jinou energií, mezi nulou a právě tím rozdílem. Tento nezvratný experimentální fakt hrozil tím, že zákon zachování energie - ten nejzákladnější zákon fyziky - neplatí. Proto švýcarský fyzik **Wolfgang Pauli** přišel v roce 1930 s návrhem, že při tomto rozpadu vylétá nejen elektron, ale i další částice, která je elektricky neutrální a prakticky s ničím neinteraguje, a proto ji téměř nelze detekovat. Pauli tuto domněnku poprvé napsal v dopise poslaném na setkání fyziků v Tuebingen, kterého se nemohl osobně zúčastnit. Sám tento návrh nazval "zoufalý prostředek" (desperate remedy). Nicméně se ukázalo, že měl pravdu. A to přesto, že na experimentální důkaz si jeho domněnka musela počkat ještě 26 let. V roce 1956 američtí fyzikové Raines a Cowan poprvé pozorovali několik případů tzv. obráceného rozpadu beta, tj. přeměny protonu na neutron, která je vyvolána interakcí s (anti)neutriny vzniklými v jaderném reaktoru. Hned po vyhodnocení experimentu poslali Paulimu, který působil na univerzitě v Zurichu, tento telegram: "We are happy to inform you that we have definitely detected neutrinos from fission fragments by observing inverse beta decay of protons. Observed cross section agrees well with the expected six times ten to minus forty four square centimeters." (S radostí Vám oznamujeme, že jsme skutečně prokázali neutrina z rozpadových produktů pozorováním inverzního beta rozpadu protonů. Zjištěný účinný průřez dobře souhlasí s očekávanou hodnotou šest krát deset na minus čtyřicátoučtvrtou čtverečního centimetru.)

Tak byla existence neutrina jednoznačně prokázána. Nicméně jeho vlastnosti byly stále neznámé. I když dnes o neutrinu víme mnohem více než v době důkazu jeho existence, stále nevíme, jak je 'těžké' - jinými slovy, neznáme jeho klidovou hmotu. Přitom tato otázka má zásadní význam.

V prvních představách bylo neutrino nehmotné - tzn., že jeho klidová hmota je nulová, jako u částice světla (fotonu). Na základě této hypotézy byl vytvořen tzv. standardní model elektroslabých interakcí, který skutečně dokázal vysvětlit mimo jiné i většinu vlastností neutrina. Nicméně stále zůstávalo několik věcí, které byly v rozporu s pozorováními. Jedním (a zřejmě nejdůležitějším) z nich byl tak zvaný **nedostatek slunečních neutrin**. Podle představ o procesech, které probíhají ve Slunci (a samozřejmě i v jiných hvězdách), by mělo vznikat jisté množství neutrin, z nichž část by měla být - při dnes existující technice - detekovatelná na Zemi. Nicméně všechny experimenty, které byly věnovány neutrinům, zjistily jen asi jednu třetinu tohoto množství. Je jasné, že toto 'nedalo fyzikům spát'.

Abychom mohli pokračovat, je nutné se trochu zmínit o teorii. (Předem podotýkám, že všechno, co bude řečeno dále, je nutně velmi zjednodušené. Podrobný výklad je námět na knihu, ne na popularizační článek. Doporučuji např. právě vydanou knihu profesora **J. Hořejšího** 'Fundamentals of Electroweak Theory', Karolinum Press, Praha, 2003.) Neutrina totiž vznikají nejen při výše zmíněném rozpadu beta. Tam vznikají jen tzv. elektronová neutrina. Nicméně ukázalo se, že neutrina vznikají i při interakcích jiných částic - konkrétně tzv. mionu a tauonu. Bez dalších podrobností uvedme to, že jde o jiná neutrina, než ta, o kterých se mluvilo doposud (i když mají hodně společného). A kvantová mechanika - to je oblast fyziky, která popisuje chování elementárních částic - povoluje, aby se za určitých podmínek některé částice zjednodušeně řečeno samovolně měnily na jiné. V našem případě mluvíme o **neutrinových oscilacích**. (Takže některá elektronová neutrina, vzniklá ve Slunci, se mohou po cestě k Zemi přeměnit na mionová či tauonová, která experimenty neregistrovaly, a o nedostatek slunečních

neutrin bylo postaráno.) A tyto oscilace nemohou nastat, pokud není klidová hmota aspoň jednoho z neutrin nenulová.

Zbývalo tedy zjistit, jestli oscilace probíhají či nikoliv. Na toto zjištění jsme si museli opět počkat dost dlouho - až do roku 1998. Experiment **Super-Kamiokande** je prokázal. V roce 2002 byl tento efekt potvrzen v **Sudbury Neutrino Observatory**. Velice nedávno, v prosinci 2002, se oscilace prokázaly i pro antineutrino (experiment **KamLAND**).

Nikdo již dnes nepochybuje, že hmota neutrin je nenulová. Nikdo ovšem také neví, jaká opravdu je. Je známa pouze její horní hranice. Hmota elektronového neutrina je podle posledních výsledků kinematických (a tedy **modelově nezávislých**) experimentů v **Troicku** (Rusko) a v **Mainzu** (Německo) - založených na rozpadu beta tricia - je 2.2 eV.

Skoro doslova před několika dny - počátkem tohoto roku - byly publikovány výsledky měření kosmické sondy **WMAP** (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), která - jak již název naznačuje - studuje kosmické mikrovlnné záření. Tyto výsledky, kombinovány s výsledky jiných experimentů, naznačují (viz např. **zde**), že součet hmot všech tří neutrin by měl být menší než 1 eV. To znamená, že hmota elektronového neutrina by měla být v řádu nejvýše desetin elektronvoltu. Je však nutno mít na paměti, že tyto výsledky modelově nezávislé nejsou; naopak jsou založeny na předpokladu platnosti kosmologických modelů.

Dále je hmota neutrina hledána v experimentech na tzv. **bezneutrinový dvojný rozpad beta**. Tento přístup však trpí jistým nedostatkem: není měřena hmota neutrina, nýbrž veličina poněkud jiná (pro podrobnosti viz např. již zmiňovanou knihu profesora Hořejšího). Hmota neutrina je pak počítána s využitím jaderných modelů, což do výsledku vnáší jistou neurčitost. Nejnovější hodnota hmoty neutrina **udávaná** jako výsledek těchto experimentů je 0.05 - 0.84 eV. Tento výsledek však není všeobecně přijat. Rozsáhlý seznam prací týkající se bezneutrinového dvojného rozpadu beta je možno nalézt **zde**.

V současné době se připravuje další mezinárodní experiment **KATRIN** (**KA**rlsruhe **TR**itium **N**eutrino experiment). Jde opět o **kinematický experiment** - měření tvaru spektra beta rozpadu tricia. Jde o společný projekt fyziků z Německa, USA, Ruska a Česka, následně se připojili i fyzikové z Anglie. **Původním cílem** bylo snížit horní hranici pro hmotu neutrina na 0.35 eV. Ve světle výše uvedených výsledků WMAP se nyní hledají cesty, jak zlepšit očekávanou citlivost KATRIN pod tuto hranici a dosáhnout horního limitu hmoty 0.20 eV. Experimentální zařízení (tzv. *integrální elektronový spektrometr* o průměru skoro 10 m a délce 20 m) je ve výstavbě a první měření se předpokládá v roce 2007. Dvakrát ročně se konají setkání všech (nebo aspoň převážné většiny) pracovníků projektu, na kterých se hodnotí postup prací a řeší se vědecké i technické problémy, kterých je při tak rozsáhlém projektu vždy dost. Organizací nejbližšího setkání (2. - 4. června 2003) byla pověřena česká skupina - pracovníci Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži. A při této příležitosti bude v Praze uspořádána přednáška profesora Bluemera, ředitele projektu KATRIN, *The smallest particles and the largest structures in the Universe*. Přednáška bude ve středu 4. června ve 14:00 v posluchárně T1 budovy MFF v Troji, V Holešovičkách 2, Praha 8. Abstrakt je možno si přečíst **zde**. Přednáška je přístupná každému, kdo má zájem se o problematice neutrin něco dozvědět a rozumí anglicky.

Miloš Ryšavý

Jak to, že z lehčí částice vznikne těžší?

V jaderném beta plus rozpadu se mění proton na neutron, pozitron a neutrin. Jak to, že z lehčí částice vznikne těžší, a ještě část energie odnesou pozitron a neutrin? Jak jsem se poučil z literatury, podstatou tohoto procesu je změna kvarku u na kvark d. V této souvislosti mne ještě napadá, proč je vlastně neutron těžší než proton, když oba jsou složeny ze tří stejně hmotných kvarků u nebo d. Má to souvislost s vazebnými silami a energiemi mezi kvarky? Ovlivňuje pevnost těchto vazeb dobu života volných protonů a neutronů? /Otázka studenta Petra Skaláka/

Jiří Rameš

Publikováno: Vesmír 76, 105, 1997/2

Známým příkladem rozpadu beta je rozpad neutronu na proton, elektron a elektronové antineutrino. Zde je energetická bilance v pořádku - neutron má větší hmotnost než proton, součet hmotností a

energií (přesně řečeno jejich relativistických hmotnostních ekvivalentů) před reakcí a po ní je stejný. Podobným způsobem se rozpadají některá atomová jádra (tj. na jádro s elektrickým nábojem o 1 jednotku vyšším, elektron a antineutrino). Zdálo by se, že je to stejný proces jako beta rozpad volného neutronu, tedy že se neutron (který ovšem nyní „sedí“ uvnitř většího systému – jádra) rozpadá na proton (díky tomu se zvýší náboj jádra o jedničku), elektron a antineutrino. Lze ovšem pozorovat i opačný proces – určitá jádra (tj. určité izotopy některých prvků) se rozpadají beta plus rozpadem, tj. na jádro s nábojem o jednotku menším, pozitron (antičástici elektronu s kladným nábojem) a neutrino. Nábojové bilanci takového procesu odpovídá přeměna některého z protonů v jádru na neutron za současného vyzáření příslušné dvojice částic. Proton má ovšem menší hmotnost než neutron. Děje se tedy něco, co jako by odporovalo zákonům zachování.

Ve skutečnosti je ovšem i u jaderného beta plus rozpadu energetická bilance v pořádku – jádro před rozpadem má v každém případě vyšší hmotnost než součet hmotností produktů rozpadu. Hmotnost jádra je součtem hmotností částic a vazbové energie (která je číselně rovná energii potřebné na to, abychom vázaný systém rozbili, a bere se se záporným znaménkem – jde tedy přesně vzato o „součet“ kladných čísel se záporným). Vazbovou energií je v případě jádra především energie silné interakce, která drží jádro pohromadě, ale podílejí se na ní i interakce ostatní. Na tom, jaká je vazbová energie daného vázaného systému, tedy závisí i jeho hmotnost.

V současnosti neumíme spočítat energetické stavy jader takovým způsobem jako energetické hladiny vodíkového atomu (tj. energetické stavy elektronů ve slupce). Je to jednak proto, že silnou jadernou interakci „nezvládneme“ na úrovni mikroskopické teorie tak, jako je tomu u interakce elektromagnetické, jednak proto, že jádro je systém mnoha těles a s takovým systémem (pro počet těles větší než 2) má fyzika problémy. Neumíme tedy z obecných principů vypočítat, které jádro bude beta plus radioaktivní, ale zcela obecně můžeme říci, že jedině pokud existuje taková konkrétní konfigurace, že vázaný systém (jádro) z p protonů a n neutronů má vyšší hmotnost než systém $p-1$ protonů a $n+1$ neutronů, nastává situace, kdy může dojít k beta plus rozpadu.

Z toho, co bylo řečeno, plynou mimo jiné dva důsledky: Za prvé nemůže docházet (a nedochází) k beta plus rozpadu volného protonu, za druhé ze stejných příčin je neutron v obrovském množství neradioaktivních jader naopak stabilní.

I na druhou část dotazu lze v zásadě odpovědět odkazem na vazbovou energii. U nukleonu (tj. protonu nebo neutronu) jako vázaného stavu kvarků je ovšem situace složitější. Je tomu tak proto, že kvarky neexistují jako volné částice. Z tohoto důvodu je hmotnost, jakou přiřkneme kvarku, do velké míry otázkou definice. Pro popis určitého oboru jevů vystačíme s představou nukleonu jako vázaného stavu tří kvarků, jejichž hmotnost definujeme jako třetinu hmotnosti nukleonu. O takto chápané hmotnosti kvarků se mluví jako o konstituentní a jedině v tomto smyslu je možné říci, že kvarky u a d jsou stejně hmotné. Jsou fyzikální situace, kdy s touto představou vystačíme (tj. stačí nám přiblížení, kdy k rozdílu v hmotnosti protonu a neutronu nemusíme přihlížet). Pohled na hadrony jako na soustavy konstituentních kvarků přinesl například velké úspěchy při klasifikaci částic a stačí i k vysvětlení některých statických vlastností (jako magnetický moment); k popisu dynamických jevů však obecně není vhodný.

Jedné třídě jevů, které umíme více či méně úspěšně popsat v jazyce kvarků chápaných jako dynamické objekty (tj. fundamentální pole kvantové polní teorie), říkáme tvrdé procesy; patří mezi ně například srážky částic, při kterých se předává velká hybnost. Kvarkům, které vystupují při popisu takovýchto reakcí, lze také přiřadit hmotnost; její smysl i hodnota jsou ovšem odlišné od hmotnosti konstituentní. Říká se jí (z důvodů, které souvisejí s hlubšími vlastnostmi teoretického popisu) hmotnost proudová. Pro „nejlehčí“ kvarky u a d činí proudová hmotnost řádově desítky MeV a není pro oba typy stejná. Velmi zhruba můžeme říci, že proudová hmotnost má bezprostřední vztah k silám mezi kvarky na malých vzdálenostech (popisovaným tzv. poruchovou kvantovou chromodynamikou), zatímco konstituentní hmotnost si lze představit jako součet proudové hmotnosti a energie vazby. Otázka

hmotnosti kvarků tedy není jednoduchá; lze ovšem říci, že k problému, zda se daný systém slabě rozpadá či nikoli, nemá hodnota ani proudové, ani konstituentní hmotnosti kvarků bezprostřední vztah.

Výpočet energie nukleonu jako vázaného stavu kvarků na základě mikroskopické teorie (a tedy stanovení, jakou bude mít který nukleon hmotnost) je na současné úrovni záležitost ještě méně nadějná, než ve výše zmíněném případě vázaných systémů nukleonů v jádru. Nezbyvá než se spokojit s konstatováním, že síly mezi kvarky jsou prostě takové, že neutron je hmotnější než proton, což zároveň vytváří nutnou podmínku pro to, aby mohlo docházet k jeho beta minus rozpadu.

Proton je v rámci představ beroucích v úvahu pouze interakce, s jejichž fyzikálními důsledky se běžně setkáváme (elektroslabou, silnou a gravitační), zcela stabilní. Existují tzv. teorie velkého sjednocení, které předpovídají konečnou (byť téměř nepředstavitelně velkou – řádově 10^{33} let nebo větší) dobu života protonu. Za rozpad protonu by v tomto případě „mohla“ jiná interakce, než výše zmíněné. Nic takového však zatím nebylo experimentálně pozorováno. Otázka stability protonu patří ovšem v každém případě do zcela jiné oblasti než slabé interakce a beta rozpad, jehož se týkal dotaz.

.....

postulování existence další částice – **neutrino**.

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

$$m_n > m_p + m_e \rightarrow \text{samovolný proces}$$

rozpad neutronu $\tau \approx 900$ s. (silná $\approx 10^{-23}$ s, elmg $\approx 10^{-16}$ s) \rightarrow **rozpad způsoben slabou interakcí**

opačný proces proběhne samovolně pouze v jádře

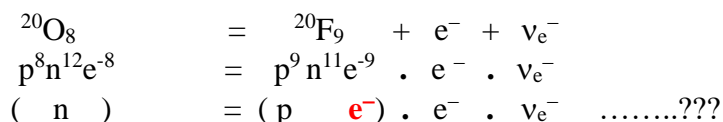
Proces beta – vznik elektronu (pozitronu) nebo záchyt elektronu z atomového obalu doprovázený vznikem antineutrino (neutrino) v jádře. Z se mění o jedničku. A se nemění.

Podle hmotnosti atomu s nábojem Z dostaneme tři případy:

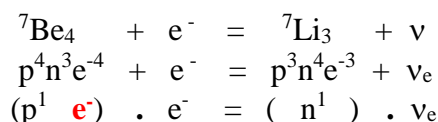
1. **Hmotnost je větší než hmotnost atomu s nábojem Z+1 \rightarrow elektronový rozpad – energie rozpadu se rozdělí na elektron a antineutrino, v jádře se neutron přemění na proton:**

$${}^A_Z Y \rightarrow {}^A_{Z+1} Y + e^- + \bar{\nu} \quad \text{proton + neutron } X_{\text{proton}}$$

$$\begin{aligned} {}^{37}\text{Cl}_{17} + \nu_e &= {}^{37}\text{Ar}_{18} + e^- \\ p^{17}n^{20}e^{-17} + \nu_e &= p^{18}n^{19}e^{-18} + e^- \\ (n^1) \cdot \nu_e &= (p^1 e^-) \cdot e^- \quad \dots\dots\dots???$$



2. **Hmotnost je menší než hmotnost atomu s nábojem Z+1, je ale větší než $m_{Z+1} - 2m_e \rightarrow$ **záchyt elektronu** – energie se rozdělí na energii neutrina a vazbovou energii elektronu. Proton se přemění na neutron:**



3. **Hmotnost je menší než $m_{Z+1} - 2m_e \rightarrow$ **pozitronový rozpad** – část energie rozpadu překračující $2m_{ec^2}$ se rozdělí na kinetickou energii neutrina a pozitronu. Proton se přemění na neutron:**



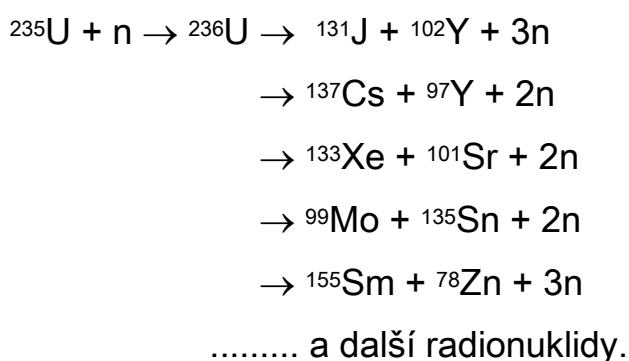
Výroba radionuklidů v reaktoru

Nejsnadnější je **ozařování jader neutrony** - jelikož neutron nemá elektrický náboj, nepůsobí elektrické odpudivé síly a i pomalý neutron ochotně vstupuje do jádra. Nejobvyklejší reakcí je zde prostý **neutronový záchyt** $(n, \gamma): {}^N\text{A}_Z + n^0 \rightarrow {}^{N+1}\text{B}_Z + \gamma^*$, mohou však nastávat i reakce typu (n,p) , (n, α) . Ozařováním neutrony obecně vznikají jádra s přebytkem neutronů, které vykazují radioaktivitu β^- . Intenzivním zdrojem neutronů je **jaderný reaktor**, takže tyto β^- -radionuklidy se vyrábějí ozařováním vhodného terčíkového materiálu v ozařovací komůrce reaktoru -

obr.1.4.2 vlevo. Některé reakce výroby radionuklidů ozařováním neutrony jsou např.: ${}^6\text{Li}(n,\alpha){}^3\text{H}$, ${}^{14}\text{N}(n,p){}^{14}\text{C}$, ${}^{32}\text{S}(n,p){}^{32}\text{P}$, ${}^{98}\text{Mo}(n,\gamma){}^{99}\text{Mo}$.

*)Pozn.: Záchytu neutronů za vzniku radioaktivních jader se využívá i ve velmi citlivé metodě analýzy chemického složení látek - **neutronové aktivační analýze**. Ozářením zkoumaného vzorku neutrony dochází ke vzniku radionuklidů (k "aktivaci"), načež spektrometrickou analýzou energií emitovaného záření (především γ) aktivovaného vzorku lze stanovit příslušný **radionuklid** a zpětně i jemu odpovídající (neaktivní) **výchozí nuklid**, s použitím kalibrace též jeho **obsah** ve zkoumaném materiálu.

Další často používanou metodou výroby radionuklidů v atomovém reaktoru je ozařování uranu ${}^{235}\text{U}$ neutrony, což vyvolá **štěpení jader uranu** na menší jádra, která jsou radioaktivní, např.:



Z těchto **štěpných produktů** se pak izolují potřebné radionuklidy (např. ${}^{131}\text{J}$, ${}^{99}\text{Mo}$, ${}^{133}\text{Xe}$ a další) pomocí radiochemických metod.

Výroba radionuklidů v urychlovači

Pro výrobu **pozitronových** β^+ -radionuklidů je naopak potřeba do jádra dodat **protony**. K tomu, aby proton p^+ vstoupil do jádra, musí být **urychlen na vysokou energii** řádově stovky keV až několika MeV, aby svou kinetickou energií překonal odpudivou elektrickou Coulombovskou sílu kladně nabitého jádra. Nejčastějšími urychlovači protomů jsou **cyklotrony**, které elektromagnetickými silami urychlují protony během mnoha oběhů po kruhové dráze (udržované magnetickým polem) na vysoké energie. Protonový svazek je pak magnetickým polem vyveden z kruhové dráhy a dopadá na vhodný terčíkový materiál - obr.1.4.2 vpravo. Podle energie protonů může probíhat řada reakcí. Nejjednodušší z nich je radiační záchyt protonu

$(p, \gamma): {}^N\text{A}_Z + p^+ \rightarrow {}^{N+1}\text{B}_{Z+1} + \gamma$, nastávají však i reakce typu (p, p) , (p, n) , (p, d) , (p, α) . Za účelem jaderné reakce a transmutace lze jádra ozařovat kromě protonů i jinými rychlými nabitými částicemi: **deuterony d** - dochází především k reakcím (d, n) , (d, p) , **α -částicemi** - nastávají reakce (α, p) , $(\alpha, n)^*$, popř. i **těžšími jádry** či **ionty**. Jádra s přebytkem protonů jsou většinou β^+ -radioaktivní nebo se rozpadají elektronovým záchytem; podle způsobu své výroby se někdy označují jako *cyklotronové radionuklidy*. Některé reakce výroby radionuklidů ozařováním protony jsou např.: ${}^{18}\text{O}(p,n){}^{18}\text{F}$, ${}^{13}\text{C}(p,n){}^{13}\text{N}$, ${}^{11}\text{B}(p,n){}^{11}\text{C}$,; deuterony např. ${}^{10}\text{B}(d,n){}^{11}\text{C}$, ${}^{56}\text{Fe}(d,n){}^{57}\text{Co}$,....., .

*)Pozn: Jaderných reakcí (α, n) se využívá též jako **zdroje neutronů**. Pro tento účel nepotřebujeme mít jádra hélia urychlené uměle, ale vystačíme s vhodnými **α -radionuklidy**, které homogenně smísíme s vhodným terčikovým materiálem - některými lehkými prvky, které dávají velký výtěžek neutronů v reakci (α, n) . Nejvhodnější je **beryllium** v reakci ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$, které smícháme s vhodným α -zářičem - používá se např. ${}^{210}\text{Po}$, ${}^{226}\text{Ra}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Am}$. Tyto směsi se hermeticky uzavírají či zatavují do kovových nebo skleněných nádobek a slouží jako přenosné laboratorní zdroje neutronů, tzv. **neutronové generátory**, používané např. při neutronové aktivační analýze.

Dalším, nyní již méně často používaným způsobem výroby radionuklidů, je jejich chemická **separace ze štěpných produktů uranu**. V atomovém reaktoru se jádra uranu ${}^{235}\text{U}$ (popř. ${}^{238}\text{U}$) po vstupu neutronů **rozštěpí** na dvě jádra, chemicky spadající do prostřední části Mendělejevovy periodické tabulky, která jsou většinou **radioaktivní**. Nejčastějšími takto vzniklými jádry jsou např. ${}^{131}\text{I}$, ${}^{137}\text{Cs}$, ${}^{90}\text{Sr}$, Vyhořelé palivové články z reaktoru obsahují velké množství těchto radionuklidů (řádově TBq). Je však značně obtížné radiochemicky izolovat jednotlivé radionuklidy z této různorodé směsi tak, aby získaný radionuklid neobsahoval stopy ostatních radionuklidů - aby měl vyhovující **radionuklidovou čistotu**, nebyl kontaminován.

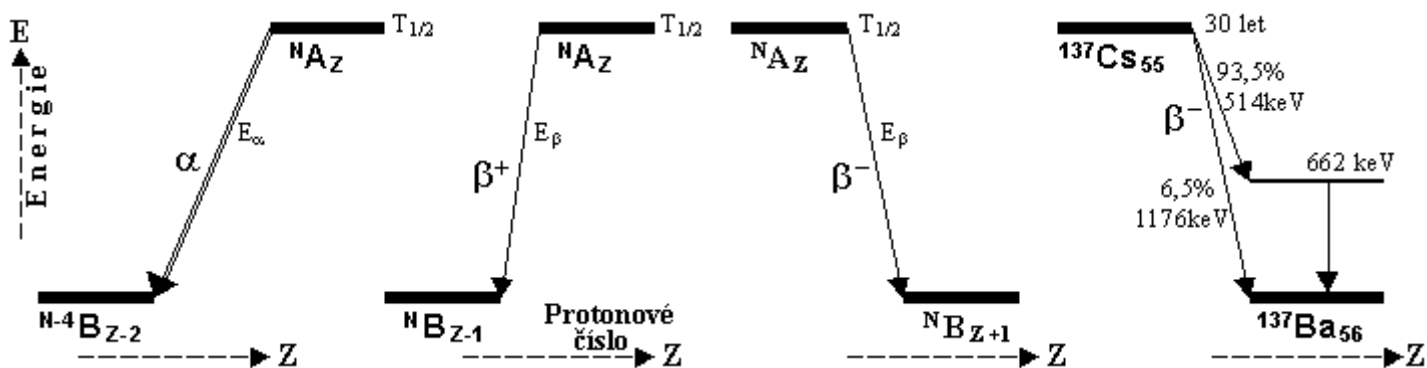
Rozpadová schémata radionuklidů

Pro přehledné a komplexní znázornění různých druhů radioaktivních přeměn u konkrétních atomových jader se používají tzv. **rozpadová schémata**. Mateřská a dceřinná jádra se na těchto schématech znázorňují pomocí **vodorovných čárek** (představujících energetické hladiny jader), jejichž pozice ve schématu je určena

takto: na vodorovné ose je **protonové číslo Z**, poloha ve vertikálním směru je dána **energií jádra E** *). Základní energetický stav každého jádra je vyznačen tlustou čárou, **excitované stavy** jádra tenkými čárkami (s údaji o energii a příp. dalších charakteristikách) v patřičné vertikální výšce nad základním stavem. Metastabilní energetické hladiny se vyznačují o něco tučnějšími čárkami s údajem o době života (poločasu) tohoto metastabilního excitovaného stavu. Radioaktivní přeměna jader je znázorněna šikmou **šipkou** spojující mateřské a dceřinné jádro v jeho příslušné energetické hladině, která se u daného procesu realizuje; u této šipky je uveden typ přeměny (α , β , EC) a příslušná energie kvanta záření. Deexcitace vzbuzených hladin, tj. přechody γ , jsou vyznačeny kolmými šipkami spojujícími vyšší hladiny s příslušnými výslednými nižšími hladinami (příp. se základním stavem). U základních stavů jader je uveden **poločas rozpadu**, pro speciální účely popř. i další charakteristiky (např. spin).

*) Při praktickém kreslení rozpadových schémat se přesné proporce hodnot energií a protonových čísel většinou striktně nedodržují, dodržují se jen příslušné relace - stavy s vyšší energií jsou zakresleny více nahoře, jádra s větším protonovým číslem Z jsou více vpravo od jader s menším Z.

Na obr.1.4.3 jsou znázorněna některá nejjednodušší typická rozpadová schémata :



Obr.1.4.3. Nejjednodušší typická rozpadová schémata radionuklidů α , β^+ , β^- a $\beta^- + \gamma$.

Úplně vlevo je to čistý rozpad α (podle obr.1.2.2 v §1.2), kde se mateřské jádro ${}^N A_Z$ rozpadá na základní stav dceřinného jádra ${}^{N-4} B_{Z-2}$ o nižší energii; jádro B je posunuto doleva o dvě místa, jak to odpovídá protonovému číslu Z-2 a dolů podle

energetického rozdílu. U šipky znázorňující vlastní přeměnu se uvádí typ přeměny (zde alfa) a příslušná energie kvanta emitovaného záření.

Pozn.: Pro jednoduchost jsme zde odhlédli od skutečnosti, že čistý rozpad α na základní hladinu dceřinného jádra se nevyskytuje.

Hned vedle je rozpadové schéma čisté radioaktivity β^+ (${}^N\mathbf{A}_Z \rightarrow {}^N\mathbf{B}_{Z-1} + e^+ + \nu$), kde dceřinné jádro \mathbf{B} je vůči mateřskému jádru \mathbf{A} posunuto o jedno místo doleva, což odpovídá snížení protonového čísla o 1.

Dále je na obr.1.4.3 rozpadové schéma čisté radioaktivity β^- (${}^N\mathbf{A}_Z \rightarrow {}^N\mathbf{B}_{Z+1} + e^- + \bar{\nu}$), kde se mateřské jádro \mathbf{A} rozpadá na základní stav dceřinného jádra \mathbf{B} , posunutého o jedno místo doprava.

Poslední rozpadové schéma na obrázku vpravo představuje opět radioaktivitu β , avšak konkrétního jádra ${}^{137}\text{Cs}$, které se s poločasem $T_{1/2}=30$ let rozpadá na dceřinné jádro ${}^{137}\text{Ba}$; na základní stav baria však jde jen asi 6,5% případů, zatímco celých 93,5% případů jde na excitovaný stav jádra ${}^{137}\text{Ba}$ o energii 662keV, znázorněný vodorovnou čárkou. Svislou šipkou směrem dolů je znázorněna deexcitace tohoto vzbuzeného stavu za vyzáření fotonu záření γ o této energii 662keV.

Další rozpadová schémata některých konkrétních radionuklidů jsou na obr.1.4....

.....

Některé nejdůležitější radionuklidy

Z velkého množství radionuklidů (nyní je jich známo více než 1400), z nichž některé se vyskytují v přírodě, většina je však vyráběna uměle, má význam a praktické uplatnění jen necelá desetina. Zde se stručně seznámíme s některými radioisotopy obzvláště zajímavými či důležitými pro praktické aplikace. Několik nejzákladnějších si vyjmenujeme zvláště, další častěji používané radionuklidy jsou uvedeny níže v tabulce.

Pomineme-li **volný neutron** (který je β -radioaktivní $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}$ s poločasem ≈ 13 min.), je nejlehčím radionuklidem **tritium** ${}^3\text{H}$, což je čistý beta-zářič s poločasem rozpadu 12,3roku. V přírodě se vyskytuje jako kosmogenní radionuklid, uměle se

vyrábí pro řadu aplikací v biologii a medicíně.

Z dalších lehkých radionuklidů je velmi důležitý zvláště **uhlík ^{14}C** , což je rovněž čistý beta-zářič s poločasem rozpadu 5730let. V přírodě se vyskytuje jako kosmogenní radionuklid (je na něm založena radikarbonová metoda určování stáří archeologických předmětů) a podobně jako tritium se vyrábí uměle pro mnohé aplikace, zvláště biologické (např. stopovací metody).

Hlavním faktorem, rozhodujícím o významu a použití radionuklidů, je poločas rozpadu. Naprostá většina významných radionuklidů, majících uplatnění ve vědě a technice či průmyslu, mají dostatečně **dlouhý poločas rozpadu** - měsíce, roky, desítky let i více, což umožňuje jejich dlouhodobé používání především ve formě **uzavřených zářičů**. Výjimkou jsou některé **krátkodobé radionuklidy** používané v **nukleární medicíně**, které díky svým chemickým a farmakokinetickým vlastnostem nacházejí uplatnění v radionuklidové diagnostice či terapii ve formě **otevřených zářičů** - značených **radiofarmak**, aplikovaných přímo do organismu (většinou intravenózně či perorálně). Zde může být krátký poločas rozpadu naopak výhodou z hlediska radiační zátěže organismu. Několik těchto radioisotopů zde i v tabulce postupně uvedeme.

Z oblasti lehkých radionuklidů do této skupiny patří krátkodobé **pozitronové radionuklidy**: uhlík ^{11}C ($T_{1/2}=20,4\text{min.}$), dusík ^{13}N ($T_{1/2}=10\text{min.}$), kyslík ^{15}O ($T_{1/2}=122\text{sec.}$) a především **fluor ^{18}F** ($T_{1/2}=110\text{min.}$), který se ve formě ^{18}F -deoxyglukózy vychytá a hromadí zvláště v nádorových tkáních, které se pak na základě koincidenční detekce anihilačního záření gama 511keV zobrazují pomocí **pozitronové emisní tomografie** (viz §4.3).

Draslík ^{40}K je všeobecně rozšířeným přírodním (primárním) radionuklidem s velice dlouhým poločasem rozpadu $1,26 \cdot 10^9$ roků.

Ze středně těžkých radionuklidů je široce využíván zvláště **kobalt ^{60}Co** ($T_{1/2}=5,27\text{let}$) jako zdroj tvrdého záření gama 1173+1332keV pro radioterapii, defektoskopii a další technické aplikace, někdy se používá i ^{57}Co jako zdroj měkkého záření gama 122+136keV; oba tyto radionuklidy se též využívají jako etalonové zářiče.

Pro nukleární medicínu je vůbec nejdůležitějším radionuklidem metastabilní **technecium** ^{99m}Tc ($T_{1/2}=6$ hodin), které je **čistým zářičem gama** ($E_{\gamma}=140\text{keV}$) a získává se beta-rozpadem molybdenu ^{99}Mo ($T_{1/2}=66$ hod.) v tzv. generátoru. Techneciem značená radiofarmaka nacházejí široké uplatnění při statické i dynamické **scintigrafii** ledvin, jater, plic, srdce, mozku a dalších orgánů, jakož i v nádorové diagnostice.

Radiojód ^{131}I ($T_{1/2}=8$ dnů, β^{-} s max. energií 606keV , hlavní energie γ 364keV) má v nukleární medicíně klíčový význam pro diagnostiku a terapii onemocnění štítné žlázy. Pro in vitro radioimunoanalýzu se pak používá **radiojód** ^{125}I ($T_{1/2}=60$ dnů, EC, X $27+31\text{keV}$, γ 35keV).

Jedním z nejznámějších a nejpoužívanějších radionuklidů vůbec je **cesium** ^{137}Cs ($T_{1/2}=30,17$ let). Je to $\beta^{-}+\gamma$ zářič s jedinou energií záření gama 662keV . Používá se jako hlavní **etalon** pro gama-spektroskopii, dále k ozařování v radioterapii, v defektoskopii a v řadě měřících a technických aplikací.

Dalším těžším radionuklidem často využívaným jako gama-zářič je **iridium** ^{192}Ir ($T_{1/2}=74,2$ dne, rozpadá se z $99,5\%$ β^{-} -rozpadem a z $4,5\%$ elektronovým záchytem), které emituje řadu linií záření gama v rozmezí $296-1380\text{keV}$ s výraznými píky 316keV a 468keV . Používá se jako zdroj záření γ při defektoskopii a při brachyradioterapii.

Z těžkých jader **uranové** skupiny, které jsou všechny α -radioaktivní, jsou důležité zvláště následující **přírodní** (primární) radionuklidy :

Thorium ^{232}Th ($T_{1/2}=1,39 \cdot 10^{10}$ let) patří k nejrozšířenějším přírodním radionuklidům obsaženým v horninách zemské kůry (spolu s ^{40}K).

Uran ^{235}U ($T_{1/2}=7,1 \cdot 10^8$ let) je důležitým **štěpným materiálem**, při jehož štěpení v jaderných reaktorech se získává velké množství energie v jaderných elektrárnách; jaderné reaktory slouží též jako mohutný **zdroj neutronů** pro řadu aplikací jaderné fyziky a chemie.

Uran ^{238}U ($T_{1/2}=4,51 \cdot 10^9$ let) je díky svému delšímu poločasu nejrozšířenějším druhem uranu v přírodě. Lze jej rovněž využít jako štěpný materiál, avšak ne přímo,

ale přes plutonium, které v atomovém reaktoru vzniká z ^{238}U pohlcením neutronu. Rozpadovými produkty těchto radionuklidů je řada dalších radioisotopů (tvoří tzv. **rozpadové řady**), z nichž nejdůležitější je **radium ^{226}Ra** ($T_{1/2}=1602\text{let}$), používané dříve např. v radioterapii. Rozpadem radia pak vzniká plynný radon ^{222}Rn , významný z hlediska radioekologie.

Z nejtěžších jader skupiny **transuranů** mají praktické uplatnění především tři radionuklidy:

Plutonium ^{239}Pu ($T_{1/2}=2,44 \cdot 10^4\text{let}$) je štěpným materiálem podobně jako uran ^{235}U .

Americium ^{241}Am ($T_{1/2}=458\text{let}$) je $\alpha+\gamma$ zářičem, často používaným jako etalon měkkého záření gama 59,6keV, jako zdroj α -částic např. v ionizačních požárních hlásičích, ve směsi s beryliem za využití reakce (α,n) jako laboratorní zdroj neutronů.

Kalifornium ^{252}Cf ($T_{1/2}=2,65\text{roku}$) se kromě α (97%) rozpadá i **spontánním štěpením** (3%), při němž jsou vyzařovány neutrony - využívá se proto jako intenzivní **neutronový zdroj**, např. pro neutronovou aktivační analýzu a pro neutronovou záchyťovou radioterapii. Pozn.: Z hlediska produkce neutronů by byl snad ještě zajímavější isotop ^{254}Cf , který se spontánním štěpením rozpadá dokonce v 99% případů, jeho nevýhodou je však kratší poločas $T_{1/2}=60,5\text{dne}$.

Tabulka nejčastěji používaných radionuklidů

Radionuklid	Poločas $T_{1/2}$	Způsob rozpadu	Energie[keV] E_α nebo $E_{\beta\text{max}}$	Energie[keV] gama E_γ	Nejčastější způsob výroby	Použití
^1_0n	13 min	β^-	782	-	reaktor ^{235}U , (α,n)	jaderná analýza
^3_1H	12,3 roku	β^-	18,6	-	$^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$	biologie
$^{14}_6\text{C}$	5730 roků	β^-	156	-	$^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$	biologie analýza
$^{18}_9\text{F}$	110 min.	$\beta^+(97\%)$ EC (3%)	633	511 (194%) (anihilace)	$^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$	nukleární medicína
$^{32}_{15}\text{P}$	14,3 dne	β^-	1710	-	$^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$	nukleární medicína
$^{40}_{19}\text{K}$	$1,26 \cdot 10^9$	β^- (89%)	1314	1460 (11%)	přírodní	

	roků	EC (11%)			radionuklid	
$^{51}\text{Cr}_{24}$	27,7 dne	EC	-	320 (9,8%)	$^{50}\text{Cr}(n,\gamma)^{51}\text{Cr}$	nukleární medicína
$^{57}\text{Co}_{27}$	271 dnů	EC	-	14 (9%) 122 (86%) 136 (11%) 692 (0,15%)	$^{56}\text{Fe}(d,n)^{57}\text{Co}$ $^{56}\text{Fe}(p,\gamma)^{57}\text{Co}$ $^{55}\text{Mn}(\alpha,2n)^{57}\text{Co}$	zdroj gama
$^{58}\text{Co}_{27}$	70,8 dne	β^+ , EC	-	511 (30%) 810 (99%) 865 (1,5%) 1670 (0,6%)	$^{55}\text{Mn}(\alpha,n)^{58}\text{Co}$	biologie, nukleární medicína
$^{60}\text{Co}_{27}$	5,271 roků	β^-	1480	1173 (100%) 1332 (100%)	$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	zdroj gama
$^{67}\text{Ga}_{31}$	48 hod.	EC	-	93 (40%) 184 (20%) 300 (17%) 393 (5%)	$^{68}\text{Zn}(p,2n)^{67}\text{Ga}$	nukleární medicína
$^{68}\text{Ga}_{31}$	68 min.	$\beta^+(89\%)$ EC (11%)		511 (178%) (anihilace)	$^{68}\text{Zn}(p,n)^{68}\text{Ga}$	nukleární medicína
$^{81}\text{Rb}_{37}$ ↓↓↓↓↓	4,6 hod. ↓↓↓↓↓	EC ↓↓↓↓↓	-	190 (66%) 446 (19%)	$^{79}\text{Br}(\alpha,2n)^{81}\text{Rb}$	generátor $^{81\text{m}}\text{Kr}$ ↓↓↓↓↓
$^{81\text{m}}\text{Kr}_{36}$	13 sec.	IT	-	190 (67%)	$^{81}\text{Rb} \rightarrow ^{81\text{m}}\text{Kr}$	scintigrafie plíc
$^{90}\text{Sr}_{38}$	28 let	β^-	546	-	$^{235}\text{U}(n,f)^{90}\text{Sr}$	
$^{90}\text{Y}_{39}$	64 hod.	β^-	2280	-	$^{90}\text{Sr} \rightarrow ^{90}\text{Y}$ $^{89}\text{Y}(n,\gamma)^{90}\text{Y}$	nukleární medicína
$^{99}\text{Mo}_{42}$ ↓↓↓↓↓	66 hod. ↓↓↓↓↓	β^- ↓↓↓↓↓	436 (17%) 1214 (83%)	140 (6%) 181 (7%) 740 (13%) 778 (5%)	$^{98}\text{Mo}(n,\gamma)^{99}\text{Mo}$ $^{235}\text{U}(n,f)^{99}\text{Mo}$	generátor $^{99\text{m}}\text{Tc}$ ↓↓↓↓↓
$^{99\text{m}}\text{Tc}_{43}$	6 hod.	IT	-	140 (90%)	$^{99}\text{Mo} \rightarrow ^{99\text{m}}\text{Tc}$	scintigrafie
$^{111}\text{In}_{49}$	2,8 dne	EC	-	171 (90%) 245 (94%)	$^{111}\text{Cd}(p,n)^{111}\text{In}$	nukleární medicína
$^{123}\text{I}_{53}$	13,2 hod.	EC	-	K_α 27 (71%) K_β 31 (16%) 159 (83%)	$^{121}\text{Sb}(\alpha,2n)^{123}\text{I}$	nukleární medicína
$^{125}\text{I}_{53}$	60 dní	EC	-	K_α 27 (112%) K_β 31 (25%) 35 (6,5%)	$^{124}\text{Xe}(n,\gamma)^{125}\text{Xe}$ ↓ ^{EC} ^{125}I	nukleární medicína (RIA)

$^{131}\text{I}_{53}$	8,04 dne	β^-	334 (7,5%) 606 (90%)	80 (2,5%) 284 (6%) 364 (81%) 637 (7%) 723 (2%)	$^{130}\text{Te}(n,\gamma)^{131}\text{Te}$ $^{235}\text{U}(n,f)^{131}\text{Te}$ $\beta^-(25\text{min}):$ $^{131}\text{Te} \rightarrow ^{131}\text{I}$	nukleární medicína
$^{133}\text{Xe}_{54}$	5,3 dne	β^-	346	K_α 31 (39%) K_β 35 (9%) 81 (37%)	$^{235}\text{U}(n,f)^{133}\text{Xe}$	nukleární medicína
$^{137}\text{Cs}_{53}$	30 roků	β^-	1176	K_α 32 (6%) K_β 36 (1,5%) γ 662 (85%)	$^{235}\text{U}(n,f)^{137}\text{Cs}$	zdroj gama
$^{192}\text{Ir}_{77}$	74,2 dne	$\beta^-(95\%)$ EC(5%)	240 (8%) 536 (41%) 672 (46%)	296 (29%) 308 (30%) 317 (81%) 468 (49%) 604 (9%) 612 (6%)	$^{191}\text{Ir}(n,\gamma)^{192}\text{Ir}$ $^{192}\text{Os}(d,2n)^{192}\text{Ir}$	zdroj gama
$^{201}\text{Tl}_{81}$	73 hod.	EC	-	K_α 70 (74%) K_β 80 (21%) 135 (2,6%) 167 (9%)	$^{203}\text{Tl}(p,3n)^{201}\text{Pb}$ \downarrow_{EC} ^{201}Tl	nukleární medicína
$^{226}\text{Ra}_{88}$	1602 roků	α	4782	186 (4%)	přírodní radionuklid	zdroj alfa
$^{232}\text{Th}_{90}$	$1,41 \cdot 10^{10}$ roků	α	4011		přírodní radionuklid	potenciální jaderné palivo
$^{235}\text{U}_{92}$	$7,1 \cdot 10^8$ roků	α	4580	143 (11%) 185 (54%) 204 (5%)	přírodní radionuklid	štěpný materiál
$^{238}\text{U}_{92}$	$4,51 \cdot 10^9$ roků	α	4195		přírodní radionuklid	jaderný reaktor
$^{239}\text{Pu}_{94}$	$2,44 \cdot 10^4$ roků	α	5160		$^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}$ $\rightarrow(\beta^-) ^{239}\text{Np}_3$ $\rightarrow(\beta^- \rightarrow ^{239}\text{Pu}$	štěpný materiál
$^{241}\text{Am}_{95}$	458 roků	α	5486	L_α 13,9 (14%) L_β 17,8 (20%)	$^{239}\text{Pu}(n,\gamma)^{240}\text{Pu}$ $(n,\gamma)^{241}\text{Pu}$	zdroj alfa

				L _γ 20,8 (5%) γ 26,4 (3%) γ 59,6 (36%)	↓β ⁻ ²⁴¹ Am	a gama
²⁵² Cf ₉₈	2,65 roku	α (97%) spont. štěpení (3%) → n	α: 6119 (97%) + štěpné fragm. + neutrony	-	²³⁸ U, ²³⁹ Pu (n,γ),(n,γ),.... ..., (n,γ),...β ⁻ ... ↓ ²⁵² Cf	zdroj neutronů

<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika4.htm>

Rozpad β :

- Rozpad β , podobně jako rozpad α , je prostředek, jímž může jádro měnit svůj poměr Z/N a tak dosáhnout větší stability. Rozpad β je však obtížnější na pochopení

První zřejmou obtíží je skutečnost, že jádro při rozpadu emituje elektron, přestože existují silné argumenty proti přítomnosti elektronů v jádrech. Jelikož rozpad β je v podstatě samovolná přeměna jaderného neutronu na proton a elektron, odpadá tento problém za předpokladu, že elektron opouští jádro okamžitě po svém vzniku.

Vážnějším problémem je však to, že rozpad β zjevně porušuje 3 zákony zachování - energie, hybnosti a momentu hybnosti.

Přístroj pro určování energie elektronů emitovaných při rozpadu β se nazývá *beta-spektrometr*. Jednoduché schéma je uvedeno na obrázku:

obr. z Beisera , str. 557

Je - li r - pevný poloměr křivosti, B - magnetická indukce, je hybnost p elektronu: $p = eBr$. V praxi se mění magnetické pole spolu s beta-radioaktivním nuklidem jako zdrojem elektronů a určuje se rozdělení hybností. Elektrony emitované při rozpadu β mají často kinetické energie srovnatelné s klidovou energií elektronu, takže k převedení pozorovaných hybností na kinetické energie je nutno použít relativistický vzorec.

$$T = \sqrt{(m_0^2 c^4 + p^2 c^2)} - m_0 c^2$$

Bylo zjištěno, že energie elektronů při rozpadu β daného nuklidu se mění spojitě od 0 do T_{\max} charakteristické pro nuklid. Následující obrázek ukazuje energetické spektrum elektronů při rozpadu β ⁸³Bi²¹⁰, kdy $T_{\max} = 1,17$ Mev.

obr. z Beisera na str. 558

V každém případě je maximální energie: $E_{\max} = m_0c^2 + T_{\max}$ odnášená elektronem při rozpadu rovna ekvivalentu rozdílu hmot mateřského a dceřinného jádra. Emitovaný elektron s energií T_{\max} však nacházíme pouze zřídka.

Dříve existovalo podezření, že chybějící energie se ztratila při srážkách emitovaného elektronu s atomovými elektrony, které obklopují jádro. Experiment však ukázal, že tato hypotéza není správná. Vzorek beta-radioaktivního nuklidu je umístěn v kalorimetru a měří se teplo uvolněné po daném počtu rozpadů. Uvolněné teplo dělené tímto počtem nám dává střední energii na jeden rozpad. U ${}_{83}\text{Bi}^{210}$ byla zjištěna střední uvolněná energie 0,35 MeV, což je velmi blízko střední energii 0,39 MeV spektra na obrázku č.2, ale zajisté daleko od hodnoty $T_{\max} = 1,17$ MeV.

Docházíme k závěru, že pozorovaná spojitá spektra představují skutečné energetické rozdělení elektronů emitovaných beta-radioaktivními jádry.

Ukazuje se, že také hybnost a moment hybnosti se při β rozpadu nezachovává. Při rozpadu β některých jader lze pozorovat směry pohybu emitovaných elektronů a zpětného pohybu jader; oba pohyby nejsou téměř nikdy opačného směru, jak požaduje zákon zachování hybnosti. Nezachování momentu hybnosti plyne ze známé hodnoty 1/2 pro spin elektronu, protonu i neutronu. Rozpad β v sobě zahrnuje přeměnu jaderného neutronu na proton a jelikož je spin všech uvažovaných částic 1/2, nemůže tato reakce nastat, má-li se spin (a tedy i moment hybnosti) zachovávat.

.....
.....

◀ SRNKA [10.10.05 - 22:30]

Nejstabilnější jsou jádra atomů, obsahující stejný počet neutronů jako protonů (tzv. nuklidy). Pokud v atomech přebývají protony s kladným nábojem mají tendenci se rozpadat tzv. beta plus rozpadem, tj. na jádro s nábojem o jednotku menším za uvolnění pozitron (antičástice elektronu s kladným nábojem) a neutrino. Jinak převládá beta mínus rozpad na jádro s elektrickým nábojem o 1 jednotku vyšším, elektron a antineutrino. Pokud je atom těžkej, může být pro něj výhodnější se zbavit kladného náboje v podobě mnohem těžšího jádra helia, čili částice alfa, jsou samozřejmě možný i jiný typy radioaktivních rozpadů, např. podvojný beta rozpad.

V obou případech radioaktivního rozpadu se od sebe musejí oddělit opačně elektricky nabitý částice, který se za normálních podmínek silně přitahují. Důvodem, proč se takové částice od sebe přesto rozletí jako střelený je ve skutečnosti právě neutrino, který je na krátký vzdálenosti ($10E-17$ metru) silně odpuzovaný všema typama částic. Obsahuje ve svém středu leptonický náboj slabý interakce, která je z důvodů symetrie (helicity) vždy odpudivá, ať už jde o neutrino, či antineutrino. Neutrino se při přeměně neutronu plete mezi vznikajícím elektronem a protonem, oba náboje stíní a drží je od sebe, jako když repelent odpuzuje psa a blechu.

