

Pedagogická fakulta Jihočeské university

Jaderná, subjaderná a atomová fyzika

Téma: Neutrony, interakce neutronů s prostředím

Vypracoval:	Kroupa Martin
Ročník:	2.
Studijní obor:	Měřicí a výpočetní technika – distanční studium
Datum vypracování:	7.7.2002

Obsah:

1. Objev neutronu
2. Základní vlastnosti neutronu
3. Rozpad neutronu
4. Klasifikace neutronů
5. Zdroje neutronů
6. Interakce neutronů s látkou
 - 6.1 Pružný rozptyl neutronů
 - 6.2 Absorpční reakce neutronů
7. Literatura

1. Objev neutronu:

Neutron byl objeven v roce 1932 J. Chadwickem jako vyústění výzkumů, prováděných v té době v několika dalších laboratořích při sledování vlastností záření, vznikajícího při interakci částic α s ${}^9_4\text{Be}$. Na této problematice dále pracovali W. Bothe a H. Becker v Německu a I. Curie a F. Joliot ve Francii. Bylo zjištěno, že toto zkoumané záření je málo absorbováno olovem a působí na Geiger-Müllerův počítač. Tyto objevené vlastnosti sváděly k domněnce, že jde o interakci záření γ s látkou. Tento postup vedl k silné disproporci mezi takto formulovanou hypotézou a experimentálními poznatky

Chadwick postupoval tak, že sledoval odražené protony a jádra lithia, bóru, dusíku aj. Při tom dospěl k výsledkům, které v podstatě ve dvou skutečnostech odporovaly hypotéze, že jde o záření γ . Jednak změřená pravděpodobnost vzniku odražených protonů značně převyšuje pravděpodobnost vypočtenou z potvrzeného Klein-Nishinova vztahu pro rozptyl záření γ na protonech a dále maximální energii odražených jader určené jednak z dosahu, jednak na podkladě vyhodnocení odezvy pulzní ionizační komory, odpovídala energie záření γ neúměrně vysoké hodnotě. Například maximální energie odražených jader dusíku ${}^{14}\text{N}$ změřená při Chadwickových experimentech dosahovala hodnoty 1,2 MeV čemuž by odpovídala hodnota energie záření γ kolem 90 MeV. V případě, že by byla přijata hypotéza, že zkoumané záření je zářením γ , byly by uvedené hodnoty v nesouladu se zákony zachování energie a hybnosti. Tyto výsledky vedly Chadwicka k vyslovení předpokladu, že při ozařování jader ${}^9_4\text{Be}$ zářením α vznikají částice s nenulovou klidovou hmotností, srovnatelnou s klidovou hmotností protonu. Vzhledem k jejich vysoké pronikavosti a nízké ionizační schopnosti nejsou tyto částice nositeli elektrického náboje a proto jsou nazvány **Neutrony**.

Existence neutronu, tedy vlastně koexistence protonu a elektronu ve velmi malé vzdálenosti, byla předpovězena již Ruthefordem v roce 1920, tedy 12 let před jeho experimentálním prokázáním. Objev neutronu tedy vytvořil předpoklad pro další kvalitativní skok fyziky atomového jádra, kdy další objevy na sebe nedaly dlouho čekat. V roce 1932 navrhl Heisenberg model atomového jádra složeného z protonů a neutronů, dále se Bothe zabýval problematikou stability atomových jader, kdy vycházel z neaditivnosti hmotností obou částic a zavedl pojem vazbové energie jádra. Další zkoumání vlastností neutronů vedlo k objevu umělé aktivity indukované neutrony a k objevu štěpení jader těžkých prvků. Byly formulovány základní zákony interakce neutronů s látkou a Fermim byla odvozena a experimentálně ověřena teorie „stárnutí neutronů“.

2. Základní vlastnosti neutronu

Mezi základní vlastnosti neutronu řadíme zejména hmotnost, vlnovou délku a spin. **Hmotnost** neutronu byla poprvé určena na základě měření různých odražených jader a byla tedy určena již při vyhodnocení pokusů, které vedly k objevení neutronu. Vzhledem k tomu, že v uvedených pokusech jde o pružný rozptyl neutronů, při kterém platí zákon zachování hybnosti a energie, lze pro případ přímého rázu odvodit vztah pro rychlost odraženého jádra $\mathbf{v}_1 = (2 \mathbf{m}_n / (\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_n)) \cdot \mathbf{v}_n$. Maximální kinetickou energii odražených jader je možné stanovit z jejich dosahu a z výšky impulsu ionizační komory. Vzhledem k tomu, že experimenty byly

prováděny na různých jádrech, bylo možno stanovit hmotnost neutronu na základě znalosti kinetické energie dvou odražených jader, například vodíku a dusíku ze vztahu $\frac{v_p}{v_n} = \frac{m_N + m_n}{m_p + m_n}$.

Zde byla získána hodnota 1,15 h.j tj. $1,90900 \cdot 10^{-27}$ kg. K dalšímu zpřesnění byla užitá reakce $^{11}\text{B}(\alpha, n)^{14}\text{N}$, ve které vystupují hmotnosti jader ^{11}B a ^{14}N s dostatečně přesně známou hodnotou, kdy výsledkem je hodnota 1,0067 h.j., tj. hodnota odlišná od současné doporučené hodnoty hmotnosti neutronu o 0,2 %, což ale reprezentuje rozdíl v energetickém ekvivalentu $2,1 \cdot 10^6$ eV. Nejpřesnější určení hmotnosti neutronu umožní reakce záchytu tepelných neutronů jádru vodíku, doprovázená emisí kvant záření γ o energii rovné vazbové energii deuteronu. V tomto případě lze hmotnost neutronu vyjádřit vztahem $m_n c^2 = (m_D - m_H) \cdot c^2 + h \cdot \nu$ ve kterém je přesnost výpočtu podmíněna znalostí hodnoty vazbové energie a rozdílu hmotností deuteronu a protonu. Kombinací této metody s jinými reakcemi byla určena hodnota 1,008982 h.j.

Vlnovou délku neutronu lze vypočítat z De Broglieho vztahu $\lambda = \frac{h}{m_n \cdot v_n}$ ve kterém je h Planckova konstanta a $m_n \cdot v_n$ je hybnost neutronu. Po úpravě a dosazení za $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ J.s a energii E_n v jednotkách MeV vypočítáme vlnovou délku λ v metrech z výrazu $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n \cdot E_n}}$. Tento uvedený vztah je možné s dostatečnou přesností použít na energie kolem 100 MeV, nad tuto hranici je nutné provádět relativistickou korekci. Znalost těchto vlnových vlastností neutronů a částic obecně je důležitá zejména v případech, kdy jsou rozměry rozptylujícího prostředí srovnatelné s vlnovou délkou neutronu.

Spin neutronu je roven $h/4\pi$. Tato hodnota nebo její lichý násobek vyplývá ze skutečnosti, že celkový spin jader se sudým počtem nukleonů je celočíselný a jader s lichým počtem nukleonů je roven lichému násobku $h/4\pi$. Potvrzuje ji také rozbor vzájemné orientace magnetických momentů protonu, neutronu, deuteronu a skutečnost, že deuteron má jednotkový spin a nemá orbitální moment a že spin protonu je roven $h/4\pi$. Uvedená hodnota je také v dobrém souladu s experimentálně ověřeným vztahem pro pravděpodobnost pružného rozptylu neutronů na jádrech vodíku a se zákonem rozptylu tepelných neutronů atomárním vodíkem.

3. Rozpad neutronu:

Již v době prvních výzkumů byla zřejmá nestabilita neutronu nacházejícího se mimo atomové jádro v souvislosti se sledováním jeho vlastností. Rozpad je v souladu s předpokladem o složitější struktuře neutronu jako soustavě protonu obíhaného μ -mezonem a je energeticky možný vzhledem k vyšší hmotnosti neutronu v porovnání s hmotností protonu. Rozpad probíhá podle rozpadového schématu $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e + 0,78$ MeV. V současné době se udává hodnota rozpadu 10,6 min.

4. Klasifikace neutronů:

Neutrony můžeme z energetického hlediska dělit na chladné, tepelné, rezonanční neutrony, neutrony středních energií, rychlé neutrony, neutrony s vysokými energiemi. Pod souhrnný název **pomalé neutrony** řadíme zpravidla chladné, tepelné a rezonanční neutrony. Toto rozdělení odráží mnohotvárnost procesů, ke kterým dochází při interakci neutronů s látkou.

- **Ultrachladné neutrony:** Tyto neutrony mají energii E_n nižší než 10^{-6} eV.
- **Chladné neutrony:** Do této skupiny řadíme neutrony jejichž kinetická energie je od 10^{-6} eV do 0,005 eV. Získáme je například při průchodu tepelných neutronů grafitem. Z Braggova zákona $n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin\theta$ plyne, že pro to, aby nastal koherentní rozptyl je nezbytné splnit podmínku aby n-násobek vlnové délky λ byl menší než $2d$. Neutrony mající energii odpovídající vlnovým délkám větším, nebudou podléhat rozptylu, ostatní budou rozptylem ze svazku odstraněny. Dvojnásobek mřížkové konstanty grafitu je $6,7 \cdot 10^{-10}$ m, to znamená, že maximální energie odpovídající vlnové délce této hodnoty, při které ještě nebudou neutrony rozptylovány a projdou grafitovým reflektorem vypočítaná ze vztahu $\lambda = \frac{h}{m_n \cdot v_n}$ je rovna $E = \frac{h^2}{2m_n \cdot \lambda_n^2}$.
- **Tepelné neutrony:** Tyto neutrony mají energii E_n od 0,005 eV do 0,5 eV Jsou to neutrony, jejichž střední energie je rovna střední tepelné energii atomů okolního prostředí. Energetická distribuce, a tedy i rozdělení rychlostí, je potom funkcí teploty prostředí a zpravidla se popisuje Maxwell-Boltzmanovým vztahem ve tvaru $\frac{dn}{dv_n} = A \cdot v_n^2 \cdot e^{-\frac{m_n \cdot v_n^2}{2kT}}$. Nejpravděpodobnější energie neutronů je rovna součinu $k \cdot T$, což při teplotě $T=293$ K ($t=20$ C) odpovídá energii $E_n=0,025$ eV.
- **Rezonanční neutrony:** Tyto neutrony mají energii E_n od 0,5 eV do 1000 eV. Neutrony, nacházející se v tomto energetickém rozsahu, vykazují vysokou pravděpodobnost záchytu ve vymezených energetických intervalech, přičemž se zpravidla používají výrazy rezonanční absorpce a rezonanční oblast.
- **Neutrony středních energií:** Tyto neutrony mají energii E_n od 1000 eV do 500 keV.
- **Neutrony rychlé:** Tyto neutrony mají energii E_n od 500 keV do 20 MeV.
- **Neutrony vysokých energií:** Tyto neutrony mají energii E_n od 20 MeV výše.

Energetické oblasti neutronů středních energií, rychlých neutronů a vysokoenergetických neutronů jsou předmětem výzkumu vzhledem k tomu, že fluence energie je dominantní právě pro tyto neutrony v nemoderovaných štěpných spektrech a spektrech vznikajícího při termojaderné syntéze.

Přehled klasifikace neutronů:

Spektrální skupina	Energie	Charakteristika
Ultrachladné neutrony	$<10^{-6}$ eV	Rychlost v_n odpovídá 10 m/s. Je splněna podmínka úplného odrazu od stěn při libovolném úhlu dopadu. Ultrachladné neutrony lze udržet v uzavřeném objemu až do doby určené poločasem rozpadu neutronů cca 1000s.
Chladné	$10^{-6} - 0,005$ eV	Nemůže nastat Braggův odraz, protože podmínka $2d \cdot \sin\theta = n \cdot \lambda$ není splněna, neboť vzdálenost mezi atomovými jádry je $d < \lambda$.
Tepelné	$0,005 - 0,5$ eV	Spektrální skupina, která se lehce získává při difúzi neutronů v látkovém prostředí, když nastává výměna energie mezi neutrony a atomovými jádry látkového prostředí. Je splněna podmínka pro Braggův odraz.
Rezonanční	$0,5 - 1000$ eV	V účinném průřezu v závislosti na E_n se projevují rezonanční jevy
Středních energií	$1 - 500$ keV	Excitační hladiny slož. jádra se překrývají navzájem, rezonanční jevy nepozorujeme
Rychlé	$0,5 - 20$ MeV	Vlnová délka je srovnatelná s rozměry atomových jader
Vysokoenergetické	>20 MeV	Vlnová délka je srovnatelná s rozměry nukleonů

5. Zdroje neutronů:

Běžně užívané neutronové zdroje lze dělit podle různých hledisek. Vezmeme-li jako základní kritéria pro klasifikaci jaderné reakce, používané ke generaci neutronů, konstrukční uspořádání a aplikaci těchto zdrojů, můžeme je rozdělit do přibližně čtyř skupin a to na radionuklidové zdroje, neutronové generátory na bázi urychlovačů částic, jaderné reaktory a zdroje užívané pro vojenské účely.

- **Radionuklidové zdroje:** Do této skupiny řadíme zdroje, které sestávají z přirozeného radionuklidu emitujícího částice α , případně γ a terčíkového materiálu, v němž dochází

k přeměně spojené s emisí neutronu. Konstrukční uspořádání těchto zdrojů umožňuje přípravu zdrojů malých rozměrů, tyto zdroje nejsou náročné na údržbu a lze s nimi snadno manipulovat. V neposlední řadě k jejich značnému využívání přispívá také jejich poměrně nízká cena. Mezi tyto zdroje spadají zároveň umělé radionuklidy, jejichž samovolné štěpení je spojené s výletem neutronu. Z hlediska spektrální distribuce emitují neutrony spojitého spektra, jehož tvar závisí na druhu a energii částic bombardujících terčikový materiál, na složení terčiku a také na technologii výroby zdroje. Hustoty toků neutronů takto získaných jsou mnohem nižší než v případě jaderných reaktorů nebo urychlovačů částic a pohybují se v rozmezí $10^4 - 10^9 \cdot \text{s}^{-1}$. Například: ^{226}Ra , ^{210}Po , $^{239}\text{Pu} + {}^9_4\text{Be} (+\alpha {}^{12}_6\text{C} + n + 5,7\text{MeV})$.

- **Neutronové generátory na bázi urychlovačů částic:** Tyto zdroje umožňují definitivně měnit střední energii generovaných neutronů a také dosahovat řádově vyšších hodnot hustoty toku neutronů. V současné době doznávají širšího uplatnění jako zdroje rychlých neutronů a to zejména ve výzkumu např. radiačního poškození materiálů používaných ve fúzních reaktorech a v radioterapii. Tyto zdroje pracují na principu, kdy nabitě částice, zpravidla protony nebo deuterony, jsou urychleny v urychlovači a po dostatečném urychlení vyvedeny na terčik, ve kterém dojde k transmutační reakci spojené s výletem neutronu. Uvedené částice můžeme používat ke generaci neutronů jadernými reakcemi na celé řadě nuklidů vzhledem k tomu, že v urychlovači získají dostatečnou kinetickou energii k překonání vazebních sil neutronu v jádře. Jako ideální lze charakterizovat zdroj splňující požadavky z hlediska vysokého výtěžku, malého rozptylu energie emitovaných neutronů, zanedbatelných parazitických reakcí spojených s emisí nabitých částic a nízkého pozadí záření γ . Například: terčik ^{235}U , ^{239}Pu brzdné záření reakce (γ, n).
- **Jaderné reaktory:** Zde se využívá řízené řetězové štěpné reakce, která vychází ze skutečnosti, že při interakci tepelných neutronů s jádery některých těžkých prvků (^{235}U , ^{239}Pu) dochází k rozštěpení těchto jader na trosky, kdy vzniknou 2-3 rychlé neutrony, které mohou štěpit další jádra těžkých prvků. Při této reakci se uvolní energie o velikosti cca 20 MeV. V reaktorech dochází použitím moderátoru ke zpomalení neutronů.

6. Interakce neutronů s látkou:

Charakter interakce je podmíněn silami, které působí mezi neutronem a atomem, tj. mezi neutronem a elektronem a neutronem a jádrem. Pokud jde o dvojici neutron – elektron, dochází mezi nimi k elektromagnetické interakci, vyplývající z předpokládané vnitřní struktury neutronu a elektrického náboje elektronu. Předpokladem je, že jaderné síly jsou zprostředkovány částicemi, jejichž klidová hmotnost leží mezi hmotnostmi elektronu a neutronu. K objevu těchto částic došlo v roce 1947, kdy byly nazvány π mezony. Tyto částice existují s nulovým π^0 , kladným π^+ a záporným π^- nábojem. Nejpravděpodobnější vzdálenost neutronu a π^- mezonu je $r = h/mc$. a odpovídá dosahu jaderných sil 10^{-15}m . Tímto způsobem lze vysvětlit existenci magnetického momentu neutronu. Vzhledem k polarizaci soustavy proton - π^- lze předpokládat zároveň existenci dipólového momentu. elektromagnetická interakce mezi neutronem a elektronem je tedy daná interakcí mezi magnetickými momenty obou částic a interakcí elektrického dipólu neutronu s elektrickým nábojem elektronu. V případě interakce neutronu s jádrem může docházet nejenom k elektromagnetické interakci, ale i k silné interakci v poli jaderných sil. Elektromagnetická interakce neutronu s jádrem je slabší než s elektronem a je zanedbatelná ve srovnání s jadernou reakcí. Neutrony s odpovídající kinetickou energií mohou tedy integrovat s jádrem procesy rozdělenými do dvou skupin. Jedná se o **rozptyl** a **absorpci**.

6.1 Pružný rozptyl neutronů:

Rozptyl neutronů je reakce, při které bude docházet ke změně směru dopadajících neutronů následkem jejich interakce s terčíkovým jádrem. Při tomto procesu je kinetická energie rozptýlených neutronů v porovnání s dopadajícími neutrony snížena. Pro pružný rozptyl dále platí, že kinetická energie dopadajících neutronů a úhel rozptylu pro daný druh rozptylujícího terčíkového jádra jednoznačně určují kinetickou energii rozptýleného neutronu. Při Pružném rozptylu neutronů v podstatě sledujeme zpomalování rychlých neutronů až do oblastí tepelných neutronů, kdy se jejich pohyb řídí zákony difúze.

Vycházíme-li z vlnových vlastností neutronu, můžeme potom pružný rozptyl popsat jako odraz neutronové vlny od jádra a absorpci neutronů jako zeslabení neutronové vlny uvnitř jádra. Pružný rozptyl neutronů může v zásadě probíhat dvěma odlišnými mechanismy. Při prvním z nich je neutron rozptýlen v potenciálním poli jaderných sil terčíkového jádra. tento rozptyl označujeme jako **potenciálový**. Dále existuje druhá možnost, při které pronikne neutron do jádra a vytvoří složené jádro v excitovaném stavu. Toto složené jádro může přejít do základního stavu emisí neutronu a to tak, že platí zákony zachování kinetické energie a hybnosti. Vzhledem k diskrétní povaze energetických hladin nemůže vzniknout složené jádro na libovolné energetické hladině, ale jenom na takové, na které je součet energie terčíkového jádra a kinetické energie neutronu kvantově přípustný. Závislost pravděpodobnosti tohoto procesu na energii neutronů vykazuje proto řadu rezonančních píků, kdy kinetická energie neutronu splňuje podmínku vzniku jedné z diskrétních hladin složeného jádra. Tento rozptyl se nazývá **rezonanční**.

6.2 Absorpční reakce neutronů:

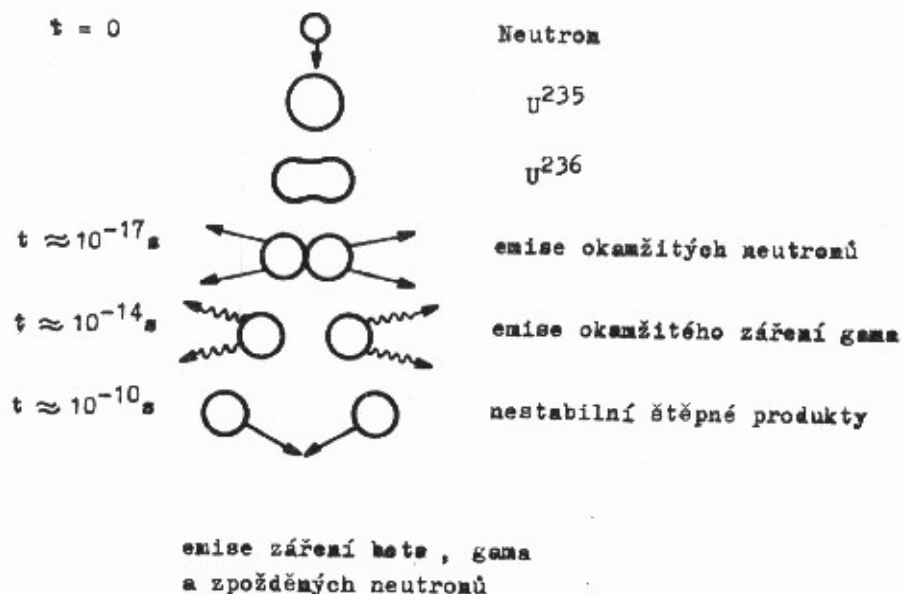
Při absorpčních reakcích neutron proniká do jádra, je jím absorbován a po této absorpci je emitováno sekundární záření, jehož energie je dána okamžitou excitační energií nově vzniklé jaderné konfigurace složeného jádra). Sekundární záření mohou představovat protony, neutrony, deuterony, částice alfa, případně další částice.

Jestliže je vylétající částicí neutron a složené jádro přitom nepřečází do základního stavu označujeme tento proces (n,n') . Je doprovázen vysláním další částice, zpravidla fotonu. Sekundárním zářením mohou být také pouze fotony v procesu, který se nazývá radiační záchyt a označuje se (n,γ) . Lze také nalézt určitou závislost mezi energií neutronů a nejpravděpodobnějším nebo velmi pravděpodobným typem reakce, ke které může dojít. Například radiační záchyt neutronů je převažujícím typem reakce pro středně těžká a velmi těžká jádra, je-li energie neutronu menší než 0,5 keV, tj. v oblasti pomalých neutronů. Reakce spojené s výletem částice, tj. typu (n,b) často dominují při energiích $E \geq 0,5$ keV. V případě velmi lehkých a velmi těžkých jader však existují výjimky z těchto tvrzení.

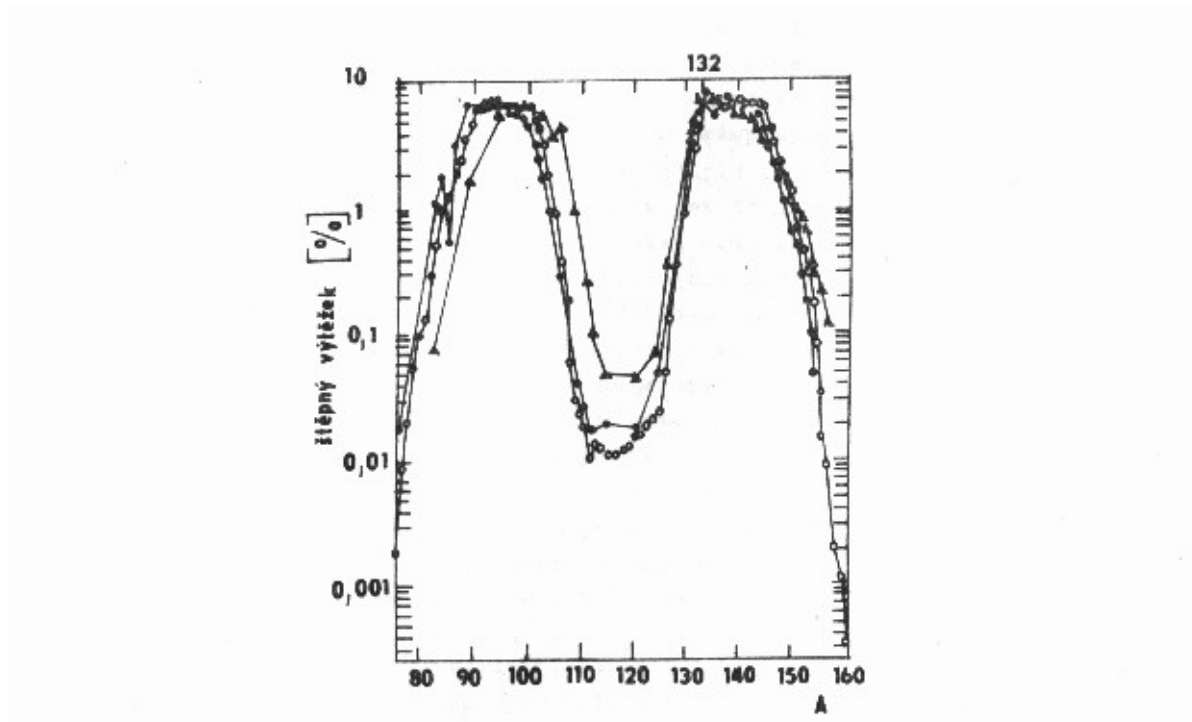
- **Radiační záchyt neutronu:** Je jadernou reakcí, při které dochází k absorpci neutronu následované emisí jednoho nebo více kvant záření gama. Zpravidla ji označujeme (n,γ) . Sekundární záření gama, nazývané okamžité záření gama, má energie charakteristické pro energetické hladiny výsledného jádra, protože je emitováno z jeho excitovaného stavu.. K záchytu neutronů spojeným s následnou emisí záření gama může dojít na většině stabilních jader v oblasti nízkých neutronových energií. Radiační záchyt je zpravidla dominantní absorpční reakcí pomalých neutronů a neutronů středních energií se středně těžkými jádry.

- **Reakce spojené s emisí částic:** Jsou to reakce, při kterých dochází k výletu nukleonu nebo kombinace nukleonů po absorpci dopadajícího neutronu. Můžeme ji popsat (n,b). Vylétající částicí může být proton, jiný neutron, deutron nebo částice alfa. Může také dojít k reakcím spojeným s výletem několika nukleonů. Pro emisi sekundární částice nebo více částic se může vzniklé jádro nacházet v excitovaném stavu, ze kterého deexcituje emisí jednoho nebo více kvant záření gama. Reakce (n,b) jsou zpravidla dominantní pro rychlé neutrony s energiemi $E > 10 \text{ MeV}$. V oblasti pomalých neutronů a neutronů středních energií jsou významné v případě, kdy jde o reakce exoergické, což nastává v případě lehkých jader.
- **Štěpné reakce:** Bombardování těžkých jader jadernými částicemi může vést ke vzniku lehkých jader, ke vzniku jednoho relativně těžkého jádra a několika mnohem lehčích produktů, nebo ke vzniku dvou fragmentů přibližně stejné hmotnosti, na které se excitované složené jádro rozštěpí. tento posledně uvedený proces se nazývá štěpení a můžeme jej popsat (n,f). Štěpení vyvolané neutrony může nastat pouze u několika těžkých nuklidů, ale je velmi významné, protože se při něm uvolňuje značné množství energie. Štěpení je dominantní reakcí při absorpci tepelných neutronů jádru ^{235}U a ^{233}Pu a štěpný proces se vyznačuje vysokými hodnotami energie reakce (uvolněná energie se pohybuje kolem 200 MeV). Štěpný proces je možné popsat pomocí kapkového modelu publikovaného v roce 1939 Bohrem a Wheelerem. Před absorpcí neutronu zaujímá jádro sférický tvar. Po absorpci neutronu se excitační energie projeví nejen ve statisticky neuspořádaném pohybu nukleonů, ale také v oscilaci podél podélné osy složeného jádra, které má po absorpci eliptický tvar. Jestliže je amplituda oscilace dostatečně vysoká, vytvoří se mezi dvěma krajními, přibližně stejnými hmotnostmi, zúžení a při dostatečně velkých coulombovských silách, které existují uvnitř těžkých jader, se složené jádro rozpadne. Rozpad jádra na dva fragmenty je doprovázen emisí 2-3 promptních neutronů. Promptní záření gama je emitováno z oddělených štěpných fragmentů v čase přibližně 10^{-14} s po absorpci neutronu. Poměr neutronů k protonům je zpravidla velmi vysoký u štěpných fragmentů, které se stabilizují následnou emisí zpožděného neutronu nebo rozpadem β^- .

Schematické znázornění štěpného procesu



Závislost štěpného výtěžku na hmotnostním čísle A při štěpení ^{235}U (○) a ^{233}U (●) a ^{239}Pu (▲).



Typické reakce jader s neutrony:

$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_Z X + n$	Pružný rozptyl.
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_Z X^* + n'$	Nepružný rozptyl.
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A+1}_Z X + \gamma$	Radiační záchyt.
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} X + p$	Reakce (n,p)
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2} X + \alpha$	Reakce (n, α).
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A-1}_Z X + 2n$	Reakce (n,2n).
$n + {}^A_Z X \rightarrow f$	Štěpení jader.
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2} X +$	Dvojstupňová reakce (n, γ , α)

Klasifikace jaderných reakcí:

Typ reakce	Příklady
Pružný rozptyl (m,n), (p,p) atd.	Zpomalování neutronů lehkými jádry. Metoda odražených jader využívaná k detekci rychlých neutronů. Zpětný rozptyl.
Nepružný rozptyl (n,n'),(α,α') atd.	Nepružný rozptyl rychlých neutronů. Coulombická excitace atomových jader.
Radiační záchyt (n,γ), (p,γ) atd.	Záchyt pomalých neutronů, $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$. Záchyt protonů lze pozorovat u lehčích prvků.
Deuteronové reakce (d,p), (d,t), (d,n) atd.	Reakce $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$, $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ se používají v neutronových generátorech. Termojaderné reakce.
Reakce s alfa (α,p), (α,n) atd.	Důležité pro lehké prvky. Reakce $^9\text{Be}(\alpha,n)^{12}\text{C}$ vedla k objevení neutronu. Užitím této reakce se získávají neutrony v radionuklidových zdrojích AmBe, PuBe, RaBe, PoBe atd.
Reakce s neutrony (n,p), (n,α) atd.	Detekce pomalých neutronů $^6\text{Li}(n,\alpha)^3\text{H}$, $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$. Prahové detektory pro rychlé neutrony, např. $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$. Tvorba radiouhlíku ^{14}C v JR $^{14}\text{N}(n,p)^{14}\text{C}$.
Fotojaderné reakce (γ,n)	Významné u D a Be. Fotojaderné reakce vyvolávané brzdným zářením na těžkých prvcích (W,U). Zdroje neutronů.
Štěpení (n,f)	Tepelné a rezonanční neutrony způsobují štěpení ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu . Ostatní jádra se štěpí rychlými neutrony.
Roztříštění jádra	Dopadající vysoceenergetické částice mohou roztřístit jádro na několik úlomků, odštěpků.

7. Literatura:

Jakeš J. - Fyzika ionizujícího záření (fyzika neutronů) – Skripta ČVUT Praha, fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 1989

Musílek L. Úvod do fyziky ionizujícího záření – SNTL Praha, 1979