

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra jaderných reaktorů



Využití jaderných reaktorů

Magisterské studium

STÁTNICOVÉ OTÁZKY

Rok: 2025

Předmluva

Obsah

1	Měření reaktivity	5
1.1	Reaktivita	5
1.2	Metody měření reaktivity	6
1.2.1	Rod-Drop a Source-Jerk – okamžitý skok	6
1.2.2	Rod-Drop a Source-Jerk – integrálně	7
1.2.3	Násobení zdroje	8
1.2.4	Kladná perioda	8
1.2.5	Využití reaktimetru	9
1.3	Stanovení charakteristiky absorpční tyče	10
1.3.1	Absorpční tyč	10
1.3.2	Kalibrační křivka tyče vycházející z poruchové teorie	10
1.3.3	Metoda inverzních četností	11
1.3.4	Metoda s reaktimetrem	13
2	Měření rozložení hustoty toku	14
2.1	Axilální rozložení hustoty toku neutronů	14
2.1.1	Rozložení dle difúzní teorie	14
2.1.2	Měření rozložení hustoty toku neutronů plynovými detektory	16
2.1.3	Měření rozložení hustoty toku neutronů samonapájecími detektory	16
2.1.4	Měření rozložení hustoty toku neutronů aktivními detektory	16
2.2	Spektra neutronů v AZ reaktoru	18
2.2.1	Měření absolutní hustoty toku aktivními detektory	19
3	Kritický experiment	20
3.1	Kritický stav	20
3.1.1	Metoda inverzní četnosti	20
3.1.2	Experimentální predikce kritického stavu	21
4	Prostorové a energetické rozložení hustoty toku, spektrální indexy	23
4.1	Spektrální indexy	23
5	Měření kinetických parametrů	25
5.1	Zpožděné neutrony	25
5.1.1	Vznik a vlastnosti zpožděných neutronů	25
5.1.2	Emise zpožděných neutronů	27
5.1.3	Stanovení poločasu rozpadu prekursorů zpožděných neutronů	28
5.1.4	Určování množství štěpného materiálu	29
6	Režimy a provoz neutronových detektorů	30
7	Neutronové zdroje	31
8	Spektrometrie neutronů	32
9	Interakce gamma záření	33
9.1	Základní poznatky	33
9.1.1	Zdroje fotonů	33
9.1.2	Členění fotonů	33
9.2	Interakce gamma záření s látkou	34
9.2.1	Primární interakce	34
9.2.2	Druhotné efekty	37
9.3	Charakteristika gamma spektra	38
9.3.1	Tvar gamma spektra	38
9.3.2	Další efekty	40
9.3.3	Měření	40
9.4	Detektory gamma záření	41

9.4.1	Základní typy detektorů	41
9.4.2	Základní charakteristiky	42
9.4.3	Kalibrace detektorů	43
10	Aktivační měření, gama spektroskopie	45
10.1	Zdroje neutronů	45
10.1.1	Radionuklidové zdroje	45
10.1.2	Zbylé zdroje	46
10.1.3	Zdroje pro aktivační měření	46
10.2	Fyzikální principy aktivačních měření	47
10.2.1	Reakční rychlost	47
10.2.2	Generátorové rovnice	48
10.2.3	Aplikace filtrů	49
10.3	Využití gamma spektroskopie	49
11	Aktivační analýza	50
11.1	Základní dělení	50
11.1.1	Absolutní NAA	50
11.1.2	Porovnávací NAA	51
11.1.3	Metoda jednoho komparátoru	51
11.1.4	Metoda k_0 standardizace	51
11.2	Pracovní postup	52
11.3	Využití NAA	53
12	Měření neutronů aktivační metodou	54
12.1	Aktivační měření s dozimetrickými foliemi	54
12.1.1	Měření účinných průřezů	54
12.1.2	Spektrometrie neutronových polí	55
12.1.3	Stanovení štěpných výtěžků	55
13	Využití výzkumných reaktorů	56
14	Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů	57
15	Bezpečnost výzkumných reaktorů	58

1 Metody měření reaktivity a stanovení charakteristiky absorpční tyče

1.1 Reaktivita

Reaktivita je jedním ze základních provozních parametrů, který ovlivňuje chování jaderného reaktoru. Její časové změny a absolutní velikost mají bezprostřední vliv na bezpečný provoz reaktoru a jsou proto limitovány. S reaktivitou je svázána řada provozních parametrů reaktoru, jejichž detailní znalost je nezbytná pro jeho provoz. Patří k nim především:

- podkritičnost odstaveného reaktoru,
- maximální přebytek reaktivity,
- provozní přebytek reaktivity,
- rychlost zavádění reaktivity regulačními orgány,
- kompenzační schopnost reaktoru apod.

Reaktivita představuje relativní odchylku reaktoru od kritického stavu, čímž je dána i její souvislost s koeficientem násobení:

$$\rho = \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}}. \quad (1)$$

Někdy se lze setkat také s vyjádřením ve tvaru s přirozeným logaritmem:

$$\rho = \ln(k_{\text{ef}}), \quad (2)$$

Platnost tohoto vztahu je však omezena pouze na hodnoty blízké kritickému stavu reaktoru. Plyne z Taylorova rozvoje přirozeného logaritmu okolo jedničky, kde $\ln x \approx x - 1$, ale nechápu, proč by to někdo dělal¹.

Jak vyplývá z definice reaktivity, jedná se o bezrozměrnou veličinu, nicméně z praktických důvodů se používají pomocné jednotky, respektive jejich násobky:

$$\begin{aligned} \rho(\%) &= \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} \cdot 100, \\ \rho(\text{pcm}) &= \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} \cdot 10^5, \\ \rho(\beta_{\text{ef}}) &= \frac{k_{\text{ef}} - 1}{k_{\text{ef}}} \cdot \frac{1}{\beta_{\text{ef}}}. \end{aligned}$$

V procentech se reaktivita prakticky neuvádí, jednotky pcm se používají na energetických reaktorech a β_{ef} je nejčastěji na výzkumných reaktorech, protože palivo moc nevyhořívá a hodnota β_{ef} se zásadně nemění. V anglicky psané literatuře se obvykle používá místo jednotek β_{ef} označení \$, respektive jeho setina tj. cent.

¹Mám pocit, že je to pro zrychlení výpočtu a že to takhle aplikují systémy na ETE.

1.2 Metody měření reaktivity

V podstatě se aplikují pouze pro měření podkritičnosti (až na metodu kladné periody), případně pro určování váhy regulačních orgánů (vedu reaktor do kritického stavu, vložím absorbátor, změřím podkritičnost systému, což je právě váha vloženého absorbátoru).

Pokud máme kritický a nadkritický stav, tak to změřím celkem jednoduše za pomoci podílu odezvy na detektoru dvěma po sobě jdoucími měřeními (viz měření na VR-1). Problém je měření podkritičnosti, což takto nejde (na detektoru nenaměřím v podstatě nic). Existuje poměrně dost metod měření podkritičnosti, ale my jsme si tak nějak říkali jen o následujících:

- Rod-Drop,
- Source-Jerk,
- Násobení zdroje,
- Kladná perioda,
- Využití reaktimetru.

1.2.1 Rod-Drop a Source-Jerk – okamžitý skok

Metoda **Rod-Drop** se používá k určování velikosti záporné reaktivity skokově vnesené do AZ kritického reaktoru, např. pádem absorpční tyče.

Metoda **Source-Jerk** slouží k určení velikosti podkritického stavu reaktoru s vnějším zdrojem neutronů za pomoci jeho odstranění.

Výchozím stavem obou metod je reaktor v kritickém stavu (v případě Rod-Drop jde skutečně o kritický stav, v případě Source-Jerk jde o podkritický soubor s vnějším zdrojem neutronů, což ho přivede do ustáleného stavu). V tomto ustáleném stavu máme konstantní hustotu neutronů $n_0 = \text{konst.} \rightarrow \frac{dn(t)}{dt} = 0$. Tento vztah dosadíme do rovnice jednobodové kinetiky:

$$0 = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \cdot n_0 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_{i0} + S$$

Předpokládáme-li, že v krátkém časovém okamžiku (odpovídající střední době života okamžitých neutronů) po zavedení tyče do AZ, nebo při vypnutí zdroje neutronů, **nedojde ke změně koncentrace mateřských jader zpožděných neutronů** (prekurzorů c_{i0}) a taktéž bude-li dále platit $\frac{dn(t)}{dt} = 0$, pak pro kvazistatický stav s nižší hustotou neutronů n_1 (to je ten stav po zavedení záporné reaktivity) a $\rho < 0$ bude platit:

$$0 = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \cdot n_1 + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \cdot c_{i0}.$$

Dosazením těchto dvou rovnic do sebe a se započtením korekce na odezvu pozadí n_B dostáváme finální vztah:

$$\boxed{\frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = 1 - \frac{n_0 - n_B}{n_1 - n_B}}. \quad (3)$$

V reálném měření prostě n_0 , n_1 a n_B odpovídají četnostem na detektorech (předpokládáme, že detekční účinnost je stejná a navzájem se ve zlomku vykrátí, jde nám o poměr).

1.2.2 Rod-Drop a Source-Jerk – integrálně

Pro obě metody lze odvodit vztah pro reaktivitu i v případě uvažování změn koncentrace mateřských jader zpožděných neutronů, ke které dochází po vyvolání dynamické změny v reaktoru. Nalezení příslušných vztahů vychází opět z řešení rovnic jednobodové kinetiky. Integrální metoda spočívá v integraci obou rovnic od okamžiku, kdy byla vyvolána dynamická změna v reaktoru (pád absorpční tyče do AZ nebo odstranění neutronového zdroje z AZ) až po okamžik, kdy hustota zpožděných neutronů poklesne k nule:

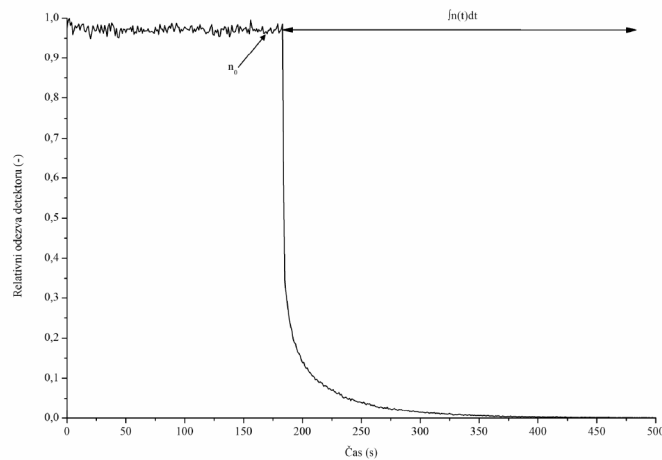
$$\int_0^\infty dn(t) = \frac{\rho - \beta_{\text{ef}}}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty n(t)dt + \sum_{i=1}^6 \lambda_i \int_0^\infty c_i(t)dt + \int_0^\infty S(t)dt$$

$$\int_0^\infty dc_i(t) = \frac{\beta_{\text{ef},i}}{\Lambda} \cdot \int_0^\infty n(t)dt - \lambda_i \int_0^\infty c_i(t)dt$$

Abychom mohli vyřešit tyto rovnice, je nutné aplikovat úpravy integrálů a zároveň určit podmínky. Přesné odvození je ve skriptech, ale finální rovnice vede na tvar:

$$\frac{\rho}{\beta_{\text{ef}}} = - \frac{n_0 \left(\sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{ef},i}}{\beta_{\text{ef}} \lambda_i} \right)}{\int_0^\infty n(t)dt} \approx - \frac{(n_0 - n_B) \cdot A}{\int_0^{300 \text{ s}} (n(t) - n_B) dt}, \quad (4)$$

konstanta A je charakteristická pro každou AZ dle geometrie a vsázky. Počítá se numericky (např. Serpentem) a pohybuje se řádově mezi 12-15 s. Zároveň se musí opět odečíst korekce na pozadí n_B a integrovat stačí do doby, než vymřou všechny prekursory zpožděných neutronů (my na VR-1 jsme většinou čekali 300 s). Při měření je nejsložitější určit počátek integrálu, protože tyč/zdroj nějakou dobu padá/odstřeluje se, ale rovnice předpokládají okamžité zasunutí/odstřelení. To samé detektory snímají pouze v předem definovaných časových krocích a může se stát, že tento krok dostatečně nepostihne okamžik zavedení záporné reaktivity.



Obrázek 1: Rod-Drop měření.

1.2.3 Násobení zdroje

Další metoda, která se využívá k určování podkritického stavu reaktoru, je metoda násobení zdroje. **Tato metoda se používá jako on-line metoda na měření reaktivity v jaderných reaktorech.**

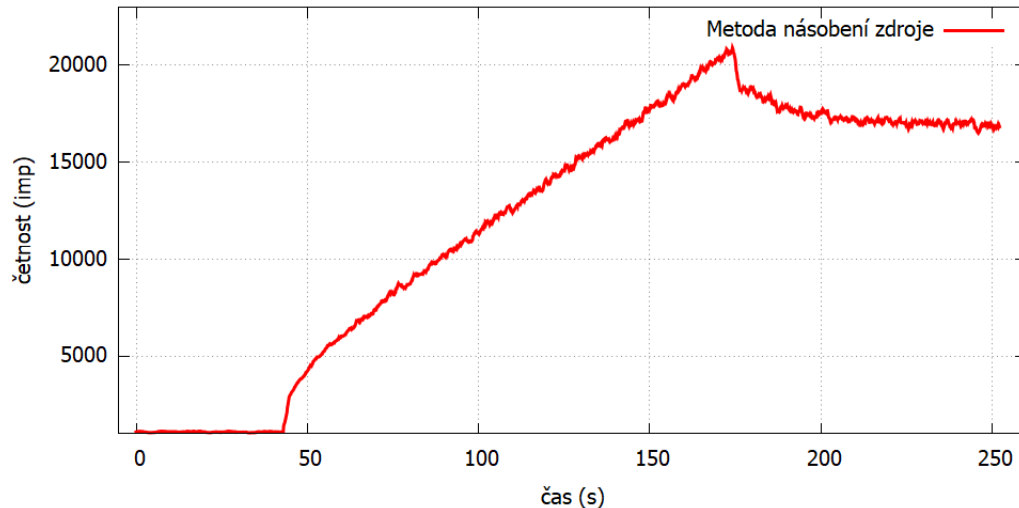
Vychází se opět z rovnic bodové kinetiky (odvození ve skriptech). Máme podkritický systém (ten co měřím) se zaplým neutronovým zdrojem. Tím se nám reaktor ustálí, díky čemuž můžeme stanovit zdrojový člen n_0 . V dalším kroku přivedeme reaktor do kritického stavu (zdroj je furt zaplý, vytahujeme tyče), což má za následek lineární nárůst četnosti. V tomto okamžiku změříme směrnici k tohoto nárůstu..

Z bodové kinetiky platí, že výsledná reaktivita se určí dle:

$$\rho(\beta_{\text{ef}}) = -\frac{\bar{\ell} \cdot k}{(n_0 - n_B) \cdot \beta_{\text{ef}}}, \quad (5)$$

kde $\bar{\ell}$ značí střední dobu života jedné generace neutronů, β_{ef} značí efektivní podíl zpožděných neutronů (obě dvě jsou konstanty) a k značí směrnici nárůstu kritického systému se zdrojem. V tento moment totiž platí:

$$n(t) = \frac{S \cdot \ell}{\bar{\ell}} t + \text{konst.} = k \cdot t + \text{konst.}$$



Obrázek 2: Násobení zdroje.

1.2.4 Kladná perioda

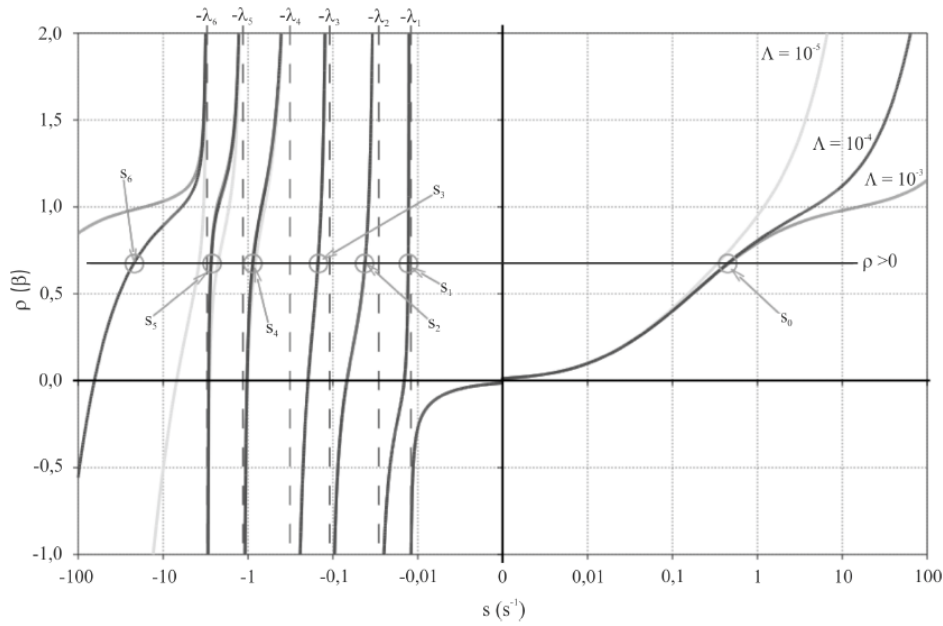
Metoda kladné periody se používá k určování velikosti kladné reaktivity, která byla "skokově" vnesena do reaktoru v kritickém stavu. Tato reaktivita je pak určována na základě měření periody reaktoru v nadkritickém stavu.

Vztah mezi reaktivitou a periodou můžeme nalézt opět na základě řešení rovnic jednobodové kinetiky. Předpokládejme, že reaktor je na počátku v kritickém stavu a v časovém okamžiku

$t = 0$ je do AZ reaktoru vnesena konstantní kladná reaktivita ρ . Pak můžeme aplikací Laplaceovy transformace na rovnice jednobodové kinetiky (viz otázky FJR, kapitola 8) získat následující vztah:

$$\rho = s \cdot \left(\Lambda + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_{\text{ef},i}}{s + \lambda_i} \right). \quad (6)$$

Řešení rovnice je graficky znázorněno na Obrázku 3. Kořeny rovnice s jsou body, ve kterých vynesené křivky protínají horizontální přímkou odpovídající reaktivitě ρ . Z obrázku vyplývá, že v případě $\rho > 0$ je všech šest kořenů s_0, \dots, s_6 záporných a pouze kořen s_0 je kladný. Je-li $\rho < 0$, pak je všech sedm kořenů s_0, \dots, s_6 záporných.



Obrázek 3: Kladná perioda.

1.2.5 Využití reaktimetru

Jedním z nejčastěji používaných zařízení k měření reaktivity je tzv. reaktimetr. Jedná se o systém, který obsahuje detektor neutronů, vhodnou aparaturu (elektronické moduly) pro zpracování signálů z detektoru a procesor (počítač) s numerickým algoritmem, který na základě těchto signálů určuje reaktivitu v reálném čase.

Konečný vztah vyjadřující časovou závislost reaktivity:

$$\rho(t) = \left(\frac{\Lambda \cdot \frac{dn(t)}{dt} + \beta_{\text{ef}} - n_0 \cdot \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot e^{-\lambda_i t}}{n(t)} \right) - \left(\frac{\sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot \lambda_i \cdot \int_0^t n(u) \cdot e^{-\lambda_i u} du - \Lambda \cdot S(t)}{n(t)} \right). \quad (7)$$

Funkce $S(t)$ popisuje vnější zdroj neutronů. Pokud je tento zdroj mimo AZ reaktoru, je $S(t) = 0$,

jinak je $S(t) = S_0$ (konstanta). Hodnota S_0 závisí na konfiguraci AZ a poloze detektoru. Lze ji určit experimentálně například metodou násobení zdroje. Kalibraci reaktimetru můžeme provést také srovnáním se známou reaktivitou, kterou určíme jinou metodou.

1.3 Stanovení charakteristiky absorpční tyče

1.3.1 Absorpční tyč

Absorpční tyče jsou v jaderných reaktorech používány nejen jako regulační, ale i jako ochranné prvky. Absorpčním materiálem bývá velmi často bór (absorbuje ^{10}B) ve formě karbidu boru B_4C nebo ocelových slitin obohacených borem, dále kadmium, stříbro, indium nebo hafnium.

Absorpční tyče, které plní ochranné funkce, jsou obvykle označovány jako **bezpečností tyče**. Jejich pozice v AZ je volena tak, aby byly schopny v krátkém časovém úseku vnést do reaktoru dostatečné množství záporné reaktivity, které bezpečně odstaví reaktor.

Absorpční tyče, které plní funkci regulačního orgánu jsou označovány jako **regulační tyče** a slouží k dosahování kritického stavu reaktoru, uvádění reaktoru do podkritického nebo nadkritického stavu, zvyšování či snižování výkonu, kompenzaci krátkodobých, ale i dlouhodobých změn reaktivity. Na těchto tyčích je vázán kladný přebytek reaktivity (tzv. provozní přebytek reaktivity), který lze dle potřeby uvolnit.

Jelikož absorpční tyče plní v jaderném reaktoru jak bezpečnostní, tak i provozní roli, je nutné znát detailně jejich charakteristiky, které popisují vliv tyče na násobící schopnost reaktoru. Mezi základní charakteristiky absorpční tyče patří:

- váha (celková záporná reaktivita, která je na tyči vázaná),
- integrální charakteristika (závislost mezi reaktivitou a polohou),
- diferenciální charakteristika (derivace integrální charakteristiky, závislost mezi změnou reaktivity a polohou).

K určování charakteristik absorpčních tyčí lze použít metody měření reaktivity, které byly prezentovány v předchozích kapitolách.

Absorpční tyče jsou důležitým nástrojem pro řízení reaktoru ve jaderné elektrárně. Jejich správná manipulace a kalibrace jsou nezbytné pro zajištění bezpečného provozu reaktoru.

1.3.2 Kalibrační křivka tyče vycházející z poruchové teorie

Na základě poruchové teorie je možné odvodit teoretický stav pro integrální charakteristiku absorpční tyče jako:

$$\rho_{\text{por}}(z) = \rho_0 \cdot \left(\frac{z}{H} - \frac{1}{2\pi} \cdot \sin \frac{2\pi z}{H} \right),$$

kde ρ_0 je váha tyče, H je celková délka AZ a z vzdálenost tyče od dolní koncové polohy (DKP).

Diferenciální charakteristiku je možné získat její derivací.

Základní myšlenkou poruchové teorie je očekávání, že pokud se dostatečně málo změní fyzikální prostředí, v němž se nachází studovaný systém, potom se dostatečně málo změní i jeho vlastnosti a chování.

1.3.3 Metoda inverzních četností

Kalibrace absorpční tyče metodou inverzních četností je založena na násobení neutronů, které jsou emitovány vnějším zdrojem neutronů v podkritickém systému. Aktuální násobící schopnost, tedy míra podkritičnosti takového systému, je měněna absorpční tyčí, která je předmětem kalibrace.

Předpokládejme, že máme zdroj neutronů umístěný v podkritickém reaktoru s $k_{ef} < 1$, který emituje konstantně S_0 neutronů. Pak lze celkový počet neutronů N , získaných jak ze zdroje, tak z násobení v AZ reaktoru, popsat následujícím vztahem:

$$N = S_0 + S_0 \cdot k_{ef} + S_0 \cdot k_{ef}^2 + S_0 \cdot k_{ef}^3 + \dots + S_0 \cdot k_{ef}^m,$$

což představuje součet členů geometrické posloupnosti s kvocientem k_{ef} . Vztah pro měřenou četnost CR získáme součtem m členů posloupnosti v rovnici výše a jeho vynásobením účinností detekčního systému ε :

$$CR = \varepsilon \cdot S_0 \cdot \frac{1 - k_{ef}^m}{1 - k_{ef}},$$

kde m je počet neutronových generací.

Je-li $k_{ef} < 1$ a $m \rightarrow \infty$, pak lze rovnici zjednodušit na tvar:

$$CR = \varepsilon \cdot S_0 \cdot \frac{1}{1 - k_{ef}}$$

a vyjádřit k_{ef} ve formě:

$$k_{ef} = 1 - \frac{\varepsilon \cdot S_0}{CR}$$

Změnu reaktivity po vytažení tyče z dolní koncové polohy do polohy z je možné charakterizovat na základě Obrázku 4 následujícím vztahem:

$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\rho(z) - \rho_{\downarrow}}{\rho_{\uparrow} - \rho_{\downarrow}},$$

kde:

- ρ_0 je váha řídicí tyče,
- $\rho(z)$ je reaktivita v případě, že je kalibrovaná tyč v aktuální poloze z ,
- ρ_{\downarrow} je reaktivita v případě, že je kalibrovaná tyč v dolní koncové poloze,

– ρ_{\uparrow} je reaktivita v případě, že je kalibrovaná tyč v horní koncové poloze.

Vyjádříme-li reaktivitu pomocí koeficientu násobení: $\rho = \frac{(k_{ef}-1)}{k_{ef}}$ a dosadíme do rovnice, můžeme tuto rovnici přepsat:

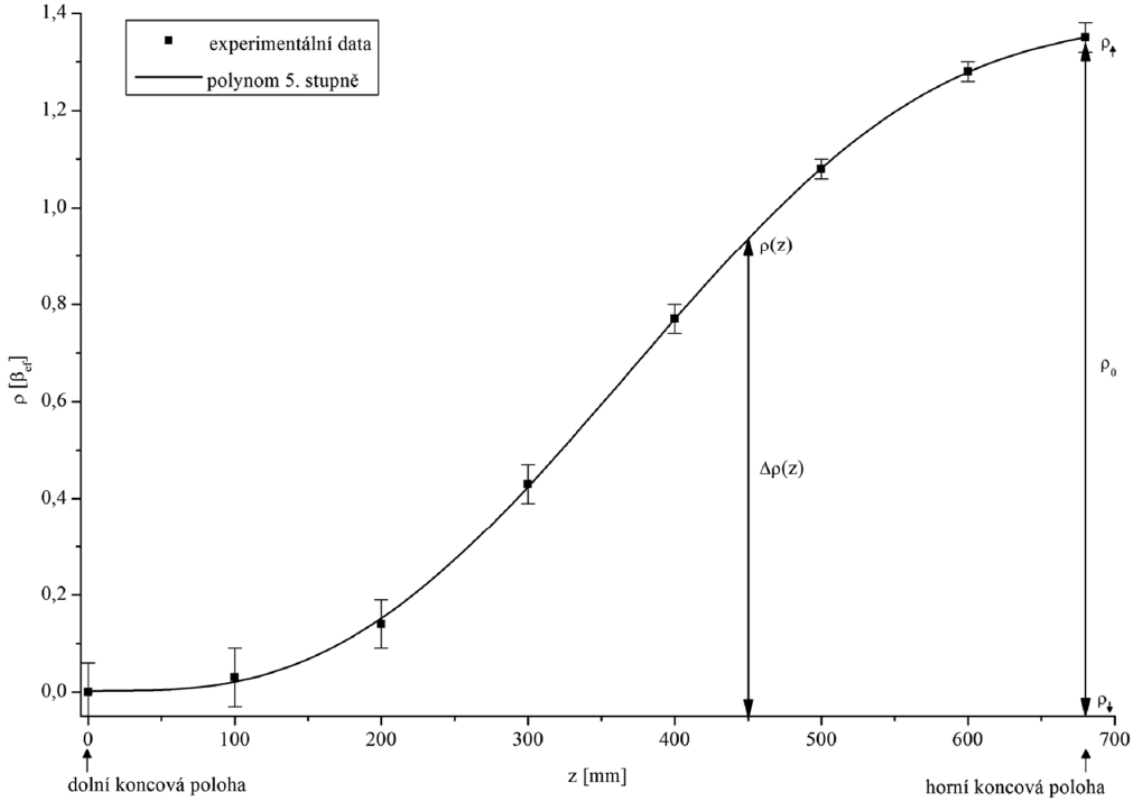
$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\frac{k_{ef}(z)-1}{k_{ef}(z)} - \frac{k_{ef,\downarrow}-1}{k_{ef,\downarrow}}}{\frac{k_{ef,\uparrow}-1}{k_{ef,\uparrow}} - \frac{k_{ef,\downarrow}-1}{k_{ef,\downarrow}}}$$

Dosadíme-li za k_{ef} vztah pro k_{ef} , pak rovnice přechází na tvar:

$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\frac{1}{CR(z)} - \frac{1}{CR_{\downarrow}}}{\frac{1}{CR_{\uparrow}} - \frac{1}{CR_{\downarrow}}} \cdot \frac{k_{ef,\uparrow}}{k_{ef}(z)},$$

a jelikož je $\frac{k_{ef,\uparrow}}{k_{ef}(z)} \approx 1$, můžeme tento podíl zanedbat a získat tak konečný vztah, který umožňuje kalibraci tyče metodou inverzní četnosti:

$$\Delta\rho(z) = \rho_0 \cdot \frac{\frac{1}{CR(z)} - \frac{1}{CR_{\downarrow}}}{\frac{1}{CR_{\uparrow}} - \frac{1}{CR_{\downarrow}}}. \quad (8)$$



Obrázek 4: Integrální charakteristika tyče.

1.3.4 Metoda s reaktimetrem

K rychlé kalibraci absorpční tyče lze využít reaktimetr, který poskytuje informaci o časové závislosti podle vztahu:

$$\rho_{\text{kin}}(t) = \frac{\Lambda \cdot \frac{dn(t)}{dt} + \beta_{\text{ef}} - n_0 \cdot \sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot e^{-\lambda_i \cdot t}}{n(t)} - \frac{\sum_{i=1}^6 \beta_{\text{ef},i} \cdot \lambda_i \cdot \int_0^t n(t') \cdot e^{-\lambda_i \cdot t'} dt' - \Lambda \cdot S(t)}{n(t)}. \quad (9)$$

Do reaktoru, resp. z reaktoru se zavádí resp. vytahuje kalibrovaná absorpční tyč známou konstantní rychlostí v a soustavně se měří reaktivita systému v závislosti na čase $\rho_{\text{kin}}(t)$. Jelikož známe jak rychlost, délku, tak reaktivitu v čase, tak je možné určit závislost reaktivity na poloze tyče $\rho_{\text{kin}}(z)$, tedy integrální charakteristiku.

2 Měření rozložení hustoty toku neutronů a jejich spektra v aktivní zóně reaktoru

Detailní znalost rozložení hustoty toku neutronů v AZ je nutná jak z pohledu bezpečného, tak i optimálního provozu jaderného reaktoru (energetického i výzkumného, např. při využívání paliva). V případě výzkumných reaktorů je tato znalost důležitá pro přípravu experimentů (především ozařovacích). Hustota toku neutronů je funkcí závislou jak na poloze v AZ reaktoru, tak i energii neutronů, jelikož v reaktoru se nacházejí neutrony všech energií od maximálních hodnot spektra po spektrum tepelné. Pro správnou interpretaci výsledků experimentů je nutné, aby rozložení hustoty toku neutronů bylo zmapováno nejen jako funkce polohy, ale i energie neutronů.

Obvykle jsou prováděny dva typy experimentů, které souvisejí s měřením hustoty toku neutronů:

- měření relativního rozložení hustoty toku neutronů v axiálním i radiálním směru,
- určení absolutní hustoty toku neutronů.

Relativní rozložení hustoty toku neutronů lze získat z měření s malými aktivačními detektory ve formě folií (nebo drátů), či pomocí plynových detektorů s malými aktivními rozměry. V případě reaktorů s dostatečně vysokým výkonem lze k rozložení hustoty toku neutronů použít také samonapájecí detektory. Určování absolutní velikosti hustoty toku neutronů se provádí obvykle pomocí vhodného aktivačního detektoru (nejčastěji tenká folie zlata). Hrubého energetického rozdělení na tepelné a epitermální neutrony lze docílit pokrytím detektorů kadmíem.

2.1 Axilální rozložení hustoty toku neutronů

2.1.1 Rozložení dle difúzní teorie

Chceme-li získat analytické řešení popisující axiální rozložení hustoty toku neutronů v jaderném reaktoru, je nutné použít řadu zjednodušení, která se týkají jak sledované energie neutronů, tak i zvoleného geometrického uspořádání reaktoru. Nejjednodušším přiblížením je difuzní model založený na jednoskupinové teorii neutronů. V tomto případě předpokládáme, že neutrony vznikají, difundují a jsou absorbovány při jedné energii, a to energii tepelné. Tento model můžeme použít k popisu rozložení hustoty toku neutronů v AZ homogenního reaktoru bez reflektorů, pomocí stacionární difuzní rovnice ve tvaru:

$$D \cdot \nabla^2 \phi - \Sigma_a \cdot \phi + \frac{1}{k} \cdot \Sigma_f \phi \nu = 0$$

kde:

- D je difuzní koeficient v AZ,
- ϕ je hustota toku neutronů v AZ,
- Σ_a, Σ_f je makroskopický účinný průřez pro absorpci, štěpení v AZ,
- ν je průměrný výtěžek neutronů ze štěpení,

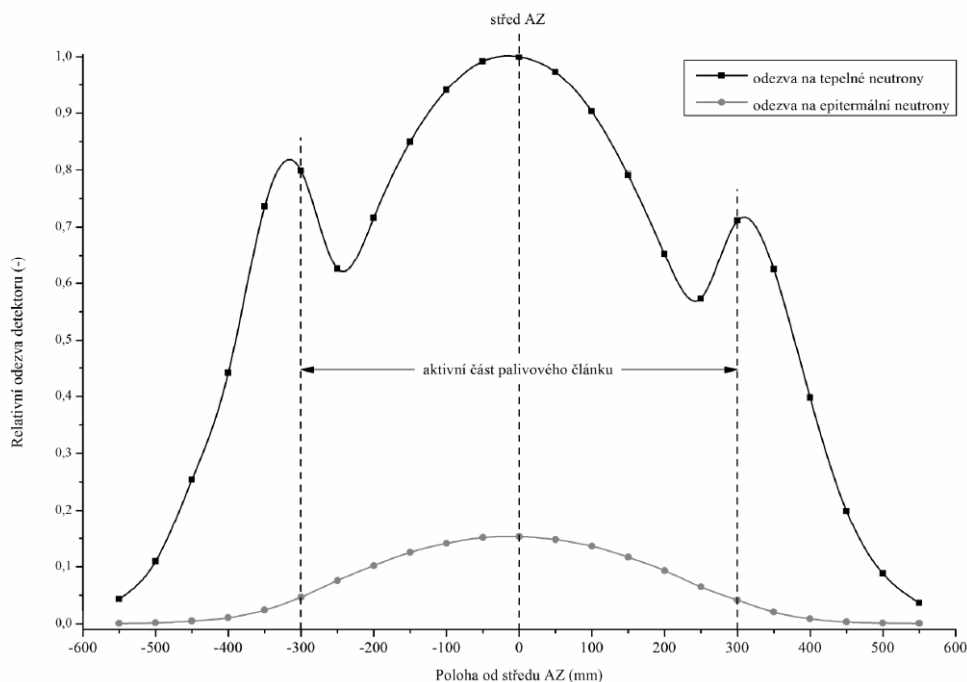
– k je koeficient násobení.

Zavedením geometrického faktoru B^2 a vyřešením difuzní rovnice s okrajovými podmínkami, dostáváme tvar:

$$\phi = A \cdot \cos\left(\frac{\pi z}{H'}\right) \quad (10)$$

Složitější situace nastává, pokud chceme popsat axiální rozložení hustoty toku neutronů v AZ s reflektorem. Účelem reflektoru je vracet zpět do AZ unikající neutrony, které by byly jinak pro štěpnou řetězovou reakci ztraceny. Tím, že se sníží únik neutronů ze soustavy, můžeme při stejném složení AZ dosáhnout podstatně menších kritických rozměrů, než jsou potřebné pro reaktor bez reflektoru. Kromě tohoto efektu způsobuje reflektor zvýšení specifického výkonu reaktoru tím, že se v periferní oblasti AZ zvyšuje hustota toku neutronů a i průměrná hustota toku v celé aktivní oblasti. Tímto nárůstu v hustotě toku se říká reflektorové peaky.

V případě popisu rozložení hustoty toku neutronů v AZ s reflektorem je nutné použít dvouskupinovou teorii. Jednoskupinová teorie předpokládá, že všechny neutrony jsou tepelné a nezahrnuje skutečnost, že u rychlých neutronů unikajících do reflektoru, je větší pravděpodobnost, že budou rozptýleny zpět do AZ při srážkách, ke kterým dojde při zpomalení. Navíc neutrony, které vnikají do reflektoru s nad-rezonančními energiemi, se v reflektoru zpomalují a mohou se vrátit do AZ jako neutrony tepelné. Tím by se zcela vyhnuly rezonančnímu zachycení v palivu, které by nastalo, kdyby se zpomalovaly v AZ reaktoru. Tyto okolnosti zvyšují účinnost reflektoru ve srovnání s jeho účinností, jakou by měl reflektor, kdyby všechny neutrony byly tepelné.



Obrázek 5: Axiální rozložení výkonu s reflektorem.

2.1.2 Měření rozložení hustoty toku neutronů plynovými detektory

Jeden ze způsobů experimentálního stanovení rozložení hustoty toku tepelných neutronů je využití rozměrově malých plynových detektorů pracujících v impulsním režimu. Obvykle se jedná o detektory plněné ^3He nebo detektory s konvertorem neutronů v podobě tenké vrstvy z vysoce obohaceného ^{10}B . Tyto detektory se umísťují do suchých vertikálních kanálů v AZ, kde na základě jejich odezvy (četnost CR) můžeme získat informaci o poli neutronů v AZ nebo její periferii. V případě postupného protahování detektoru po výšce kanálu obdržíme axiální rozložení hustoty toku neutronů.

Při vysouvání detektoru z AZ může docházet ke zkreslení jeho odezvy, jelikož detektor prochází od oblastí s minimálními hustotami toku neutronů (vně AZ) do oblastí maximálních hustot toku neutronů (střed AZ). V takovém případě je nutné provést korekci na nelinearitě odezvy detektoru tak, abychom získali její nezkreslenou hodnotu. Nelinearita je způsobena především mrtvou dobou detekčního systému. Jednou z metod, které se používá k určení korekčního činitele nelinearity, respektive mrtvé doby detekčního systému, je metoda srovnání detekčního systému, který je v celém rozsahu měřících četností lineární. Vhodným detekčním systémem pro tyto účely je kompenzovaná ionizační komora pracující v proudovém režimu pro měření malých proudů. Kompenzace zajišťuje korekce odezvy a srovnávací měření této komory již umožňuje zjistit lineární odezvu detekčního systému i pro vysoké hustoty toku neutronů.

2.1.3 Měření rozložení hustoty toku neutronů samonapájecími detektory

Samonapájecí detektory se využívají převážně v energetických reaktorech. Skládají se z tenkého drátku s velkým účinným průřezem pro zachyt neutronů, který vede k produkci β^- nestabilního izotopu s kratším poločasem rozpadu (typicky rhodium nebo vanad). Tento drátek je obalen vrstvou izolantu, na kterou navazuje vodivý materiál kolektoru, který snímá impulzy. β^- nestabilní izotop se ustaluje do rovnovážné koncentrace, která je úměrná absolutní hustotě toku neutronů v daném místě. Následně se rozpadá a vzniklé elektrony putují do kolektoru, kde jsou snímány jako elektrický proud (β^- částice jsou v podstatě elektrony, které zapříčiňují vznik a přesun náboje v kolektoru).

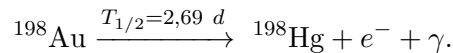
Jejich výhoda spočívá v tom, že nepotřebují napájení a pro každý detektor stačí pouze jeden drátek jako vývod do měřícího počítače. Zároveň jsou malé a skladné, do centrální trubice palivového souboru se jich naskládá několik, čímž je možné získat axiální rozložení neutronů v daném souboru.

2.1.4 Měření rozložení hustoty toku neutronů aktivačními detektory

Aktivační detektory lze úspěšně použít také k určování prostorového rozložení hustoty toku neutronů v AZ. Jejich výhodou jsou malé rozměry a možnost je umístit do oblastí, ve kterých nelze použít elektronické detektory. Nevýhodou naopak je, že tím nezískáme on-line monitoring a rozložení zjistíme až zpětným měřením.

Vhodnou volbou aktivačního materiálu nebo jeho kombinace s filtry neutronů lze měřit neutrony z různých energetických oblastí. Pro měření rozložení hustoty toku neutronů můžeme využít aktivační detektory ve tvaru malé tenké fólie, respektive sady fólií. Ještě lepší je použít drátek, který protáhnu axiálně celým reaktorem, ozářím, a pro následné měření rozstřihám. Nejčastěji používanými materiály pro výrobu aktivačních detektorů ve tvaru drátu, které jsou citlivé především na tepelné, respektive epitermální neutrony, jsou zlato, měď nebo dysprosium.

Zlato je vhodným materiálem pro zhotovení aktivačních detektorů jak z důvodů mechanických, tak i fyzikálních vlastností. Jeho určitou nevýhodou je vyšší pořizovací cena. Zlato se velmi často používá pro absolutní měření hustoty toku neutronů, protože má velmi přesně stanovenou hodnotu účinného průřezu a poločasu rozpadu. Poločas rozpadu je dostatečně dlouhý pro přenos i analýzu ozářených aktivačních detektorů na detekčním systému. Účinný průřez izotopu zlata ^{197}Au (v přírodě 100 % zastoupení) pro radiační záchyt neutronu se v oblasti tepelných neutronů řídí zákonem $1/v$, jelikož jeho první výrazná rezonance leží již na energii $E_n = 4,9\text{ eV}$. Proto se zlato používá nejen pro měření tepelných, ale i epitermálních neutronů. Často se používá ve slitinách s jinými prvky, např. s hliníkem.



Tímto rozpadem vzniká gamma peak na energii $E_\gamma = 411,8\text{ keV}$ s intenzitou $I_\gamma = 96\%$.

Následné zpětné určení hustoty toku je založeno na určování reakční rychlosti (RR). S využitím kadmiového pouzdra lze měřit reakční rychlost epitermálních neutronů (RR_{Cd}). Reakční rychlost od tepelných neutronů lze poté stanovit podle vzorce:

$$RR_{\text{th}} = RR - F_{\text{Cd}} \cdot RR_{\text{Cd}}.$$

Reakční rychlost (RR) lze určit z gamma spektrometrie dle:

$$RR = \frac{S(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{N_0 \cdot (1 - e^{-\lambda t_a}) \cdot e^{-\lambda t_v} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \cdot \varepsilon_{\text{eff}}(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma)}, \quad (11)$$

kde jednotlivé členy vyjadřují:

- $S(E_\gamma)$ je plocha pod peakem příslušné energie,
- λ je rozpadová konstanta pro ^{198}Au ,
- t_{real} je skutečný čas měření v HPGe detektoru,
- t_{live} je čas měření se zohledněním mrtvé doby detektoru,
- N_0 udává počet jader v ozařovaném vzorku, $N_0 = \frac{m \cdot N_A}{M}$,
- t_a udává čas ozařování v reaktoru,
- t_v udává čas od ukončení ozařování do doby spuštění detektoru,
- $\varepsilon(E_\gamma)$ značí detekční účinnost pro příslušnou energii,
- $I_\gamma(E_\gamma)$ udává intenzitu gama linky příslušné energie.

Metoda je lépe popsána v otázce 10 a 12.

2.2 Spektra neutronů v AZ reaktoru

Spektrum neutronů je spojité, tedy neutrony v jaderném reaktoru mohou mít energie od jednotek meV až po 20 MeV. Neutrony uvolněné při štěpení jader ^{235}U mají střední energii přibližně 2 MeV. V tepelném reaktoru jsou neutrony ze štěpení zpomaleny srážkami s atomy moderátoru (nejčastěji H_2O), až dosáhnou přibližně tepelné rovnováhy s moderátorem. Jejich střední energie při pokojové teplotě je 0,0379 eV ($E = \frac{3}{2}kT$) a nejpravděpodobnější energie 0,0253 eV ($E = kT$). Z uvedených hodnot vyplývá, že v tepelném reaktoru pokrývá spektrum neutronů (tj. rozložení neutronů v závislosti na jejich kinetické energii) v rozsahu energie více než osm řádů. Je zcela logické, že vzhledem k tak širokému oboru energií se neutrony v reaktoru účastní řady typů jaderných reakcí.

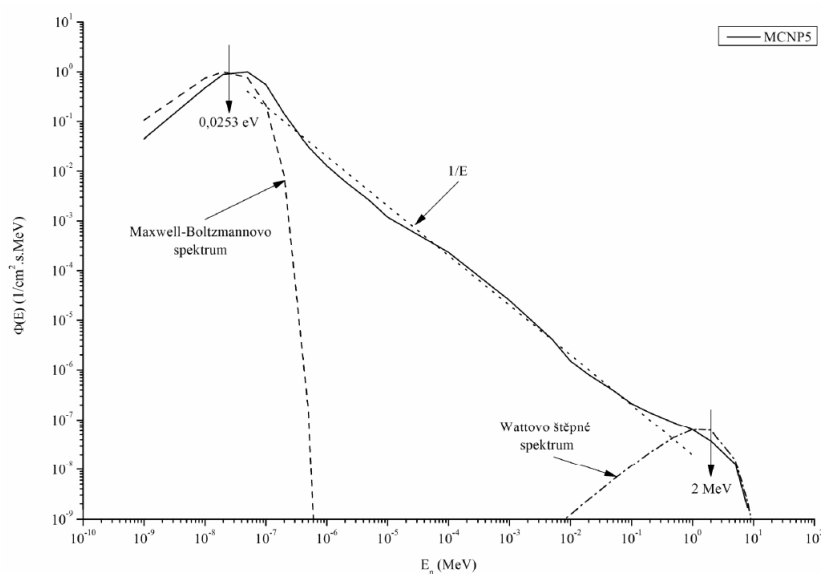
V tepelném reaktoru můžeme spektrum neutronů rozdělit do tří oblastí podle jejich energie:

- oblast neutronů ze štěpení – rychlé neutrony,
- oblast zpomalujících se neutronů – neutrony středních (epitermálních) energií,
- oblast tepelných neutronů – pomalé neutrony.

Toto dělení není normativní, nicméně řadí se mezi nejčastěji používané.

Neutrony, které jsou uvolňovány při štěpení v jaderném palivu, mají kinetickou energii přibližně v rozsahu od 100 keV do 20 MeV a tvoří první oblast spektra neutronů. Druhá oblast energií neutronů vzniká při zpomalovacím procesu, který prodělávají neutrony především na lehkých jádrech moderátorů. Energie neutronů v této oblasti se pohybuje od 1 eV do 100 keV. Na konci zpomalování dosahují neutrony poslední z uvedených oblastí, a to oblast tepelných neutronů. Neutrony mají v této oblasti energii menší než 1 eV. Hraniční energie jsou přibližné, spektrum neutronů v jaderném reaktoru je spojitá funkce a hranice nelze přesně definovat.

Celý rozsah spektra neutronů je značný (viz Obrázek 6) a může představovat až deset řádů v rozsahu energií a více než dvanáct řádů ve velikosti hustoty toku neutronů.



Obrázek 6: Spektrum neutronů.

V tepelných reaktorech je možné spektrum popsat matematicky dle 3 rovnic:

- Maxwellovo spektrum

$$\chi(E) = C_1 E \exp\left(-\frac{E}{kT}\right),$$

kde součin kT při teplotě 20°C má hodnotu $kT = 0,0253$ eV.

- Spektrum pro zpomalující se neutrony

$$\chi(E) = \frac{C_2}{E},$$

- Štěpné spektrum

$$\chi(E) = C_3 \sqrt{E} \exp\left(-\frac{E}{\Theta_{\text{fis}}}\right),$$

kde $\Theta_{\text{fis}} = 1,4$ MeV.

Konstanty C_1 , C_2 , C_3 slouží k napojení všech spekter dohromady.

2.2.1 Měření absolutní hustoty toku aktivačními detektory

Se znalostí RR_{th} lze z definice vyjádřit hustotu toku tepelných neutronů (ϕ_{th}), jako:

$$\phi_{\text{th}} = \frac{RR_{\text{th}}}{g \cdot \sigma_{2200}^{\text{Au}}}, \quad (12)$$

kde g je Westcottův g-faktor, který opravuje odchylku od zákona $1/v$ a $\sigma_{2200}^{\text{Au}}$ je mikroskopický účinný průřez pro ^{197}Au pro energii 0,0253 eV.

Měření se nejčastěji provádí pomocí aktivačních detektorů, které se poté obalím kadmiem. Viz otázka 12.

3 Kritický experiment

3.1 Kritický stav

Kritický stav jaderného reaktoru je označení stavu reaktoru, ve kterém je podíl množství neutronů v aktuální a předcházející generaci roven jedné:

$$k_{\text{ef}} = \frac{N_i}{N_{i-1}} = 1. \quad (13)$$

Přiblížení ke kritickému stavu lze provést různými způsoby v závislosti na konstrukčním řešení jaderného reaktoru. Nejčastěji se na jaderných reaktorech uvažuje vysouvání nebo zasouvání absorpčních tyčí, nebo změna koncentrace absorbátoru v chladiivu (kyseliny borité H_3BO_3). Na výzkumných reaktorech se lze setkat i s dalšími způsoby, mezi něž se řadí:

- přidávání nebo odebrání štěpného materiálu, tj. změna množství štěpného materiálu (viz regulace na EDU),
- změna úrovně vodní hladiny, tj. změna množství moderátoru (případně změnit rychlost průtoku, čímž se změní teplota a hustota moderátoru, viz BWR reaktory),
- přibližování nebo oddalování reflektoru.

Kritického stavu reaktoru je dosahováno při každém uvádění reaktoru do provozu. Změna výkonu je také v podstatě krátkodobým odchýlením od kritického stavu a jeho opětovným dosažením. Tento postup se ale vždy odehrává na známém uspořádání AZ. Pokud se spouští reaktor po změnách konfigurace AZ nebo úplně poprvé, je dosažení kritického stavu spojeno vždy s jistým prvkem neurčitosti. Ani zkušenost operátorů a kontrolních fyziků, ani precizní fyzikální výpočty nemohou zaručit přesné určení kritické velikosti AZ, poloh absorpčních tyčí nebo přesného množství absorbátoru při kritickém stavu reaktoru. Proto se na většině reaktorových provozů provádí tzv. **kritický experiment**, který k minimalizaci neurčitostí při dosažení prvního kritického stavu využívá jak výsledky neutronově-fyzikálních výpočtů, tak i měření v průběhu experimentu. V případě reaktoru VR-1 se jedná o jeden z nejnáročnějších experimentů, proto je jeho provedení zohledněno mimo jiné i v limitech a podmínkách.

3.1.1 Metoda inverzní četnosti

Pokud bychom byli schopni měřit koeficient podkritického násobení M , lze kritický stav reaktoru predikovat z převrácené hodnoty M , respektive její závislosti na parametru x (množství paliva, poloha absorpčních tyčí nebo množství moderátoru), který ovlivňuje hodnotu k_{ef} . Ze závislosti podílu $1/M$ na parametru x můžeme pomocí extrapolace zjistit, pro jakou hodnotu x bude podíl $1/M$ roven nule a v tomto bodě můžeme očekávat kritický stav reaktoru.

$$\lim_{m \rightarrow \infty} S \cdot \frac{1 - k_{\text{ef}}^m}{1 - k_{\text{ef}}} = \frac{S}{1 - k_{\text{ef}}} \rightarrow M = \frac{S}{S \cdot (1 - k_{\text{ef}})} = \frac{1}{1 - k_{\text{ef}}} \rightarrow \frac{1}{M} = 1 - k_{\text{ef}}$$

Při reaktorových experimentech získáváme údaje, které charakterizují hustotu neutronů. Jak zjistíme dále, lze nahradit koeficient podkritického násobení M odezvou detektoru v daném

místě AZ reaktoru. Předpokládejme, že přibližování ke kritickému stavu začíná od výchozího stavu AZ, který bude označen indexem 0, dále označme všechny následující stavy AZ indexem i . Hustota toku neutronů pro výchozí stav AZ a stav AZ v kroku i je výsledkem násobení v podkritickém reaktoru s externím zdrojem neutronů a lze ji vyjádřit následujícími vztahy:

$$\phi_0 \approx \frac{S}{1 - k_{\text{ef},0}} \quad \phi_i \approx \frac{S}{1 - k_{\text{ef},i}},$$

kde ϕ_0 resp. ϕ_i je hustota toku neutronů ve výchozím resp. aktuálním stavu AZ, $k_{\text{ef},0}$ resp. $k_{\text{ef},i}$ je efektivní koeficient násobení pro výchozí resp. aktuální stav AZ a S značí externí zdroj neutronů.

Z poměru hustot toku neutronů ve výchozím a aktuálním stavu lze s určitou přesností stanovit aktuální hodnotu efektivního koeficientu násobení jako:

$$\frac{\phi_0}{\phi_i} = \frac{S}{1 - k_{\text{ef},0}} \cdot \frac{1 - k_{\text{ef},i}}{S} = \frac{1 - k_{\text{ef},i}}{1 - k_{\text{ef},0}} = C \cdot (1 - k_{\text{ef},i}),$$

kde $C = \frac{1}{1 - k_{\text{ef},0}}$ je konstanta.

Hustota toku neutronů je úměrná naměřeným četnostem (CR_0 a CR_i) získaným z detektorů, pak lze psát:

$$\frac{CR_0}{CR_i} \approx \frac{\phi_0}{\phi_i} \approx C \cdot (1 - k_{\text{ef},i}).$$

Tedy pro kritický stav ($k_{\text{ef},\text{krit}} = 1$) musí platit $\frac{CR_0}{CR_i} = 0$.

3.1.2 Experimentální predikce kritického stavu

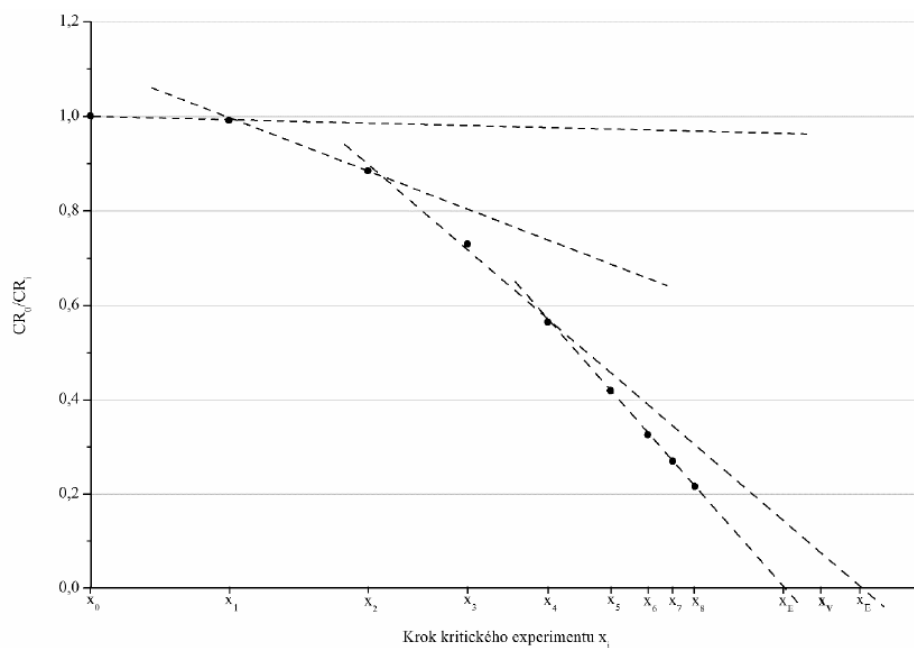
Ve výchozím stavu x_0 ($k_{\text{ef},0} < 1$) určíme počáteční četnost CR_0 . Je logické, že první hodnota charakterizující inverzní četnost je rovna jedné. Po naměření je tyč posunuta do polohy x_1 a opět určen poměr CR_0/CR_1 . Obě hodnoty jsou vyneseny do grafu závislosti CR_0/CR_i na poloze x_i .

Extrapolací je zjištěn první odhad kritického stavu. Regulační tyč je poté vysouvána z AZ po krocích délky odpovídající vztahu:

$$x_{i+1} = x_i + \frac{1}{2} \cdot \{\min(x_E, x_V) - x_i\}, \quad (14)$$

kde hodnota $1/2$ je volena z čistě konzervativních důvodů, x_E značí experimentálně určenou polohu regulační tyče a x_V značí polohu kritického stavu určenou výpočetním programem.

Tato iterace je prováděna do té doby, dokud se hodnota $CR_0/CR_i \approx 0,2$. Poté se reaktor nachází v blízkosti kritického stavu a opětovnou extrapolací poslední 2-3 hodnot lze určit předpokládanou polohu regulační tyče pro kritický stav.



Obrázek 7: Závislost CR_0/CR_i na poloze x_i .

Vtipný je, že tenhle jednoduchý a old-style způsob se skutečně využívá i na velkých reaktorech (ne jenom VR-1), pouze to nedělají ručně, ale mají na to prográmk (on stačí Excel). Kamarád byl na stáži na elektrárně, kde ho nechali to samé rýsovat na milimetrový papír a nezávisle ho kontrolovali vlastním programkem, a to bylo v rámci skutečného najíždění nové vsázky.

Přidat něco o postupu na VR-1 + legislativa.

4 Prostorové a energetické rozložení hustoty toku neutronů v aktivní zóně reaktoru a spektrální indexy

Prostorové a energetické rozložení je popsáno v jiných otázkách. Tato otázka se bude týkat pouze spektrálních indexů.

4.1 Spektrální indexy

K charakterizaci energie neutronů v reaktoru se kromě reakčních rychlostí využívá i tzv. spektrálních indexů. **Spektrální index představuje podíl reakčních rychlostí pro různé materiály, reakce a energetické oblasti neutronů.** Základním a zároveň nejpoužívanějším spektrálním indexem v experimentální reaktorové fyzice (tady bych se hádal, to že se to praktikuje v rámci měření na VR-1 ještě neznamená, že jde o nejdůležitější index) je tzv. kadmiový poměr, který rozlišuje zastoupení kadmiových a subkadmiových neutronů. Kadmiový poměr se určuje na základě porovnání reakční rychlosti pro aktivační detektor v kadmiovém pokrytí a bez kadmiového pokrytí (ozařování musí probíhat za shodných podmínek), pak lze poměr vyjádřit vztahem:

$$R_{cd} = \frac{RR}{RR_{cd}} = \frac{RR_{th} + RR_e}{\frac{1}{F_{cd}} \cdot RR_e} \quad (15)$$

kde:

- RR je odezva detektoru, respektive reakční rychlost pro spektrum neutronů v místě ozařování,
- RR_{cd} je reakční rychlost pro neutrony, které projdou Cd pokrytým aktivačního detektoru,
- RR_{th} je reakční rychlost pro tepelné neutrony,
- RR_e je reakční rychlost pro epitermální neutrony,
- F_{cd} je kadmiový korekční faktor, zohledňuje skutečnost, že kadmium absorbuje neutrony od epitermálního spektra (0,1 eV) do tzv. kadmiové hrany.

Další významné spektrální indexy se určují na základě ozařování aktivačních detektorů vyrobených z uranu, respektive jeho izotopů, nejlépe z čistého ^{235}U nebo ^{238}U a to jak holých, tak umístěných v kadmiovém pokrytí. Na základě porovnání reakčních rychlostí pro radiační záchyt neutronů $RR_{(n,\gamma)}$ a štěpení $RR_{(n,f)}$ se určují spektrální indexy charakterizované následujícími poměry:

$$\delta_{28} = \frac{\text{štěpení v } ^{238}\text{U}}{\text{štěpení v } ^{235}\text{U}}$$

$$\delta_{25} = \frac{\text{epikadmiové štěpení v } ^{235}\text{U}}{\text{subkadmiové štěpení v } ^{235}\text{U}}$$

$$\varrho_{28} = \frac{\text{epikadmiový záchyt v } ^{238}\text{U}}{\text{subkadmiový záchyt v } ^{238}\text{U}}$$

$$\alpha_{28} = \frac{\text{záchyt v } ^{238}\text{U}}{\text{štěpení v } ^{238}\text{U}}$$

kde:

- δ_{28} je spektrální index charakterizující podíl štěpení v ^{238}U a ^{235}U ,
- δ_{25} je spektrální index charakterizující štěpení epitermálními a tepelnými neutrony v ^{235}U ,
- ϱ_{28} je spektrální index charakterizující záchyt epitermálních a tepelných neutronů v ^{238}U ,
- α_{28} je spektrální index charakterizující záchyt a štěpení v ^{238}U .

Tohle jsou spektrální indexy vyučované v rámci ERF, protože jsou měřitelné. Ale je možné je určit i na základě výpočtu (hlavně Serpent). Obecně bych spektrální indexy shrnul jako:

- podíl 2 odlišných reakčních rychlostí (štěpení, záchyt, absorpce) na jednom izotopu (např. pravděpodobnost transmutace na nějakém štěpném izotopu),
- podíl 2 stejných reakčních rychlostí na 2 odlišných izotopech (např. podíl štěpení na hlavním štěpném a štěpitelném izotopu v množivém reaktoru),
- podíl 2 stejných reakčních rychlostí na jednom izotopu, ale v odlišných energetických oblastech (např. podíl štěpení rychlými a tepelnými neutrony na hlavním štěpném izotopu),
- podobné poměry, ale s koncentracemi izotopů pro rovnovážný palivový cyklus, xenon vs. jod apod.,
- střední energie neutronů způsobující nějakou reakci (typicky štěpení).
- apod.

Ve zkratce jde o poměry dvou hodnot, které jsou charakteristické volbou paliva, vyhořením, spektrem, výkonem atd. Rychlý reaktor bude mít jinou pravděpodobnost štěpení na ^{238}U než tepelný reaktor, vodou moderovaný reaktor bude mít jinou energii štěpení než grafitem moderovaný reaktor, atd.

Možná by se chtělo tomu ještě trochu pověnovat, něco bych mohl dát dohromady.

5 Kinetické parametry reaktoru, zpožděné neutrony, jejich vlastnosti, vliv na provoz reaktoru a určování jejich parametrů

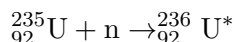
5.1 Zpožděné neutrony

Kinetika a dynamika jaderného reaktoru v průběhu jeho provozu (především při přechodových procesech) je do značné míry udávána zpožděnými neutrony. Znalost parametrů zpožděných neutronů je velmi významná nejen při návrhu, ale i vlastním provozu jaderných reaktorů. Zpožděné neutrony lze využít také jako analytický nástroj, pomocí něhož lze přesněji určit obohacení, respektive hmotnost štěpného materiálu.

Z hlediska řízení reaktivity platí, že nikdy nesmí dojít ke kritičnosti na okamžitých neutronech, jelikož se tím drasticky (až o několik řádů) sníží perioda reaktoru, viz otázky FJR. Rovněž více o kinetických parametrech reaktoru je k dohledání v otázkách FJR, případně ve wikiSkriptech z KIDu

5.1.1 Vznik a vlastnosti zpožděných neutronů

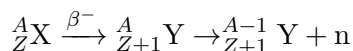
Štěpení spočívá v rozdělení jádra (např. ^{235}U) na dva nebo více úštěpků s hmotnostmi a atomovými čísly podstatně menšími než u výchozího jádra. V prvním stádiu štěpné reakce dochází k pohlcení neutronu, přičemž vznikne jádro ^{236}U ve vzbuzeném stavu:



Takto vzniklé jádro může emitovat gama záření a přejít tak do základního stavu nebo může dojít k jeho rozštěpení.

Produkty štěpení mají příliš vysoký poměr počtu neutronů k počtu protonů a jsou tedy nestabilní. Proto téměř všechny produkty štěpení jsou radioaktivní a dochází u nich nejčastěji k rozpadu β^- se spojeným zářením gama. Radioaktivní bývají i přímé produkty rozpadu, u nichž může opět docházet k rozpadu β^- , než vznikne stabilní jádro. Délka rozpadových řad bývá různá, v průměru procházejí produkty štěpení třemi rozpadovými stádii, než se utvoří stabilní jádro. V některých případech vede rozpad β^- jádra, které se nachází ve vzbuzeném stavu, k uvolnění neutronu. Jelikož energie vázaného neutronu je nižší než vazbová energie neutronu v jádře, pak je určitá pravděpodobnost, že dojde k emisí neutronu a vzniku stabilního jádra. Uvolněný neutron se nazývá zpožděným neutronem. Zpoždění je dáno pouze poločasem rozpadu produktu štěpení, který je nazýván prekurzorem, jelikož k uvolnění neutronu dochází až po předchozím rozpadu jeho jádra.

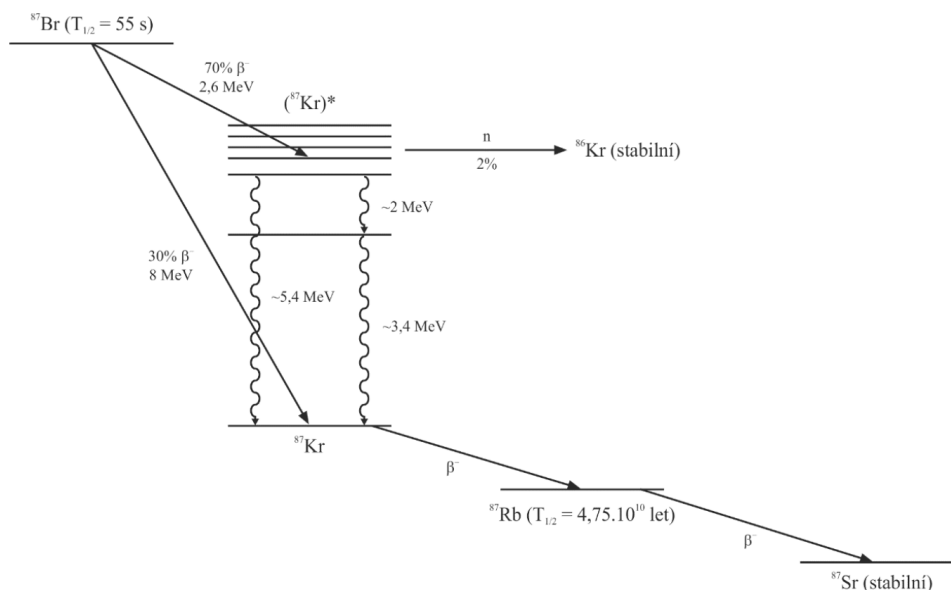
Obecně lze zapsat vznik zpožděného neutronu následujícím předpisem:



kde:

- ^A_ZX je produkt štěpení, jádro nazývané prekurzor neboli předchůdce mateřského jádra,
- $^A_{Z+1}\text{Y}$ je jádro nazývané emitör neboli mateřské jádro,
- $^{A-1}_{Z+1}\text{Y}$ je výsledné jádro.

Na Obrázku 8 je znázorněno rozpadové schéma typického prekursoru ^{87}Br . Izotop ^{87}Br hraje významnou roli v případě odstavení jaderného reaktoru, kdy odezní vliv okamžitých a krátkodobě žijících zpožděných neutronů. V tomto případě je populace neutronů v AZ určována především rozpadem ^{87}Br . Jak vyplývá z obrázku, přibližně 30 % jader ^{87}Br přechází rozpadem β^- na ^{87}Kr , který se nachází v základním stavu, zatímco 70 % jader přechází rozpadem β^- na ^{87}Kr ve vzbuzeném stavu ($^{87}\text{Kr}^*$). Z těchto 70 % přechází přibližně 20 % jader $^{87}\text{Kr}^*$ izomerickým přechodem do základního stavu. Zbýlá jádra ($^{87}\text{Kr}^*$) se dostávají do základního stavu přímou emisí neutronu. Tím vzniká zpožděný neutron. Prekurzorem je tedy ^{87}Br , který opět rozpadem β^- přechází na již stabilní ^{87}Sr . Zpožděný neutron není emitován přímo jádrem ^{87}Br , ale dceřiným produktem ve vzbuzeném stavu ($^{87}\text{Kr}^*$).



Obrázek 8: Rozpadové schéma ^{87}Br .

V současnosti bylo identifikováno téměř 400 prekursorů zpožděných neutronů. Nejdéle žijícími jsou ^{91}Rb a ^{87}Br s poločasem rozpadu 58,4 s, respektive 55,6 s, zatímco ^{102}Rb a ^{101}Rb jsou krátkodobě žijící prekursori s poločasem rozpadu 37 ms, respektive 32 ms. Jelikož k emisi neutronu dochází bezprostředně po rozpadu prekursoru, řídí se časové zpoždění, s nímž se emitované neutrony objevují, zákony radioaktivního rozpadu těchto jader.

Jelikož prekursorů je moc, tak se pro optimalizaci výpočtů prekursori slučují do několika skupin, přičemž každá skupina je charakteristická jedním středním poločasem rozpadu a jedním společným kumulativním výtěžkem. Čím více skupin, tím přesnější výpočet, ale tím složitější a zdlouhavější výpočet. Pro první přiblížení stačí použít 1-2 skupiny, lepší kódy aplikují 6-8 skupin (záleží na knihovně, např. ENDF/B má 6 skupin a JEFF 8 skupin).

Skupina	Prekursor	$T_{1/2}$ (s)
1	^{87}Br , ^{142}Cs	55,72
2	^{137}I , ^{88}Br	22,72
3	^{138}I , ^{89}Br	6,22
4	^{139}I , $^{(93,94)}\text{Kr}$, ^{143}Xe	2,30
5	^{140}I , ^{145}Cs	0,61
6	Br, Rb, As...	0,23

Kumulativní výtěžek označovaný jako β se pohybuje v desetinách procenta, záleží, který izotop se štěpí. Pro ^{235}U je to asi 0,7 %, pro izotopy Pu je to méně. Proto jsou MOXové vsázky citlivější na změnu výkonu.

Kromě výše uvedených parametrů je důležitou charakteristikou zpožděných neutronů i jejich energie. Ta se pohybuje pro jednotlivé skupiny zpožděných neutronů v rozmezí od 200 keV do 700 keV. Porovnáme-li tento rozsah energií se střední energií okamžitých neutronů (2,2 MeV), je zřejmé, že zpožděné neutrony musí v rámci zpomalovacího procesu projít menším rozsahem energií než neutrony okamžité. Je nižší pravděpodobnost, že dojde k jejich ztrátě v důsledku úniku nebo parazitické absorpce, než v případě okamžitých neutronů. Naopak u okamžitých neutronů je vyšší pravděpodobnost, že vyvolají štěpení ve vyšší oblasti energií (např. na ^{238}U). Tyto dva efekty mají tendenci působit navzájem proti sobě, nicméně je obvykle mezi nimi určitý, i když mírný, rozdíl. V důsledku toho se definuje tzv. efektivní podíl zpožděných neutronů β_{ef} , který zohledňuje rozdílnou energii zpožděných neutronů oproti neutronům okamžitým a tím i jejich význam v procesu štěpení. Je tedy závislý na typu reaktoru, moderaci apod.

5.1.2 Emise zpožděných neutronů

Emise zpožděných neutronů je spojena se vznikem a aktivitou jejich jednotlivých mateřských jader. Vznik konkrétního prekursoru zpožděných neutronů v průběhu ozařování můžeme popsat bilanční rovnicí ve tvaru:

$$\frac{dN_i}{dt} = Y_C \cdot \Sigma_f \cdot \Phi - \lambda_i \cdot N_i$$

kde:

- N_i je počet mateřských jader zpožděných neutronů i -tého druhu,
- Y_C je kumulativní výtěžek mateřských jader zpožděných neutronů ze štěpení,
- Σ_f je reakční rychlost pro štěpení,
- Φ je hustota toku neutronů,
- λ_i je rozpadová konstanta mateřských jader zpožděných neutronů.

Pro jednoduchost je zanedbán záchyt neutronů mateřskými jádry zpožděných neutronů. Tuto rovnici lze jednoduše řešit pro N_i jako funkci času ozařování:

$$N_i(t) = \frac{Y_C \cdot \Sigma_f \cdot \Phi}{\lambda_i} \cdot (1 - e^{-\lambda_i t}).$$

Abychom získali emisi zpožděných neutronů (tj. zdrojový člen), je nutné vynásobit obě strany rozpadovou konstantou λ_i . Za předpokladu, že mateřské jádro prochází rozpadem vedoucím k emisi neutronu P_i , předpokládáme-li, že druhů mateřských jader a ozařovacích časů je t_{irr} , pak počet zpožděných neutronů emitovaných v čase t po ukončení ozařování bude:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^m P_i \cdot Y_C \cdot \Sigma_f \cdot \Phi \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_{\text{irr}}}) \cdot e^{-\lambda_i t}.$$

V souladu s teorií lze zpožděné neutrony rozdělit do šesti skupin podle typických mateřských jader a vztah přepsat na tvar:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_{\text{irr}}}) \cdot e^{-\lambda_i t},$$

kde a_i je zastoupení i -té skupiny zpožděných neutronů. Bude-li provedeno pouze krátkodobé ozařování (např. neutronovým pulzem), pak rovnice nabývá tvar:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \cdot e^{-\lambda_i t}. \quad (16)$$

Je-li doba ozařování dostatečně dlouhá ($t_{\text{irr}} \gg \tau_i$), přechází rovnice na tvar:

$$N_{DN}(t) = \sum_{i=1}^6 a_i \cdot (1 - e^{-\lambda_i t}). \quad (17)$$

5.1.3 Stanovení poločasu rozpadu prekurzorů zpožděných neutronů

V případě, že bychom chtěli určit parametry jednotlivých skupin zpožděných neutronů a celkovou emisi rozdělit na individuální rozpadové křivky, je nutné aplikovat na analyzovaná data metody nelineární regrese. Takováto úloha není jednoduchá a pro její řešení jsou běžně používány sofistikované softwarové nástroje pro analýzu dat. Nicméně úloha se výrazně zjednoduší, pokud se bude jednat o hledání parametrů pouze jedné exponenciální funkce. Toho lze dosáhnout, pokud si uvědomíme, že platí $\lambda_1 \ll \lambda_2 \ll \dots \ll \lambda_6$ a $e^{-\lambda_1 t} \gg e^{-\lambda_2 t} \gg \dots \gg e^{-\lambda_6 t}$. Po dostatečně dlouhé době, která vede k rozpadu předchozích skupin zpožděných neutronů, můžeme vztah aproximovat pouze jednou exponenciální funkcí odpovídající nejdéle žijící skupině zpožděných neutronů:

$$N_{DN}(t) = a_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

Tuto funkci lze linearizovat použitím přirozeného logaritmu:

$$\ln N_{DN}(t) = \ln a_1 - \lambda_1 \cdot t$$

díky čemuž můžeme jednoduše určit parametry a_1 a λ_1 . Takto získanou teoretickou emisi odečteme od celkové emise:

$$N_{DN}(t) - a_1 \cdot e^{-\lambda_1 t}$$

Tento rozdíl pak představuje četnost emise pro zbývajících skupin zpožděných neutronů (2 až 6), z něhož můžeme na základě výše popsané úvahy určit parametry zpožděných neutronů druhé skupiny (a_2 a λ_2). Tímto způsobem bychom pokračovali až k určení parametrů skupiny zpožděných neutronů s nejkratší dobou života (a_6 a λ_6).

Problém nastane u krátkodobých skupin (5 a 6), jelikož jejich poločas rozpadu je tak malý, že než dojde k měření, tak se většina prekursorů rozpadne.

5.1.4 Určování množství štěpného materiálu

Z předchozí teorie je zřejmé, že celkový počet zpožděných neutronů emitovaných ozářeným štěpným materiálem závisí na počtu štěpení, což je samozřejmě spjato s množstvím jader ve štěpném materiálu. Tudíž lze využít této závislosti k určení vybraných vlastností zkoumaného vzorku, jako je množství, respektive obohacení štěpného materiálu ve vzorku.

Metoda určování množství nebo obsahu štěpného materiálu ve zkoumaném vzorku na základě detekce zpožděných neutronů je rychlá, nedestruktivní, přesná a velmi citlivá analytická metoda. Je založena na ozáření vzorku obsahujícího štěpný materiál neutrony a následné detekci zpožděných neutronů, které jsou emitovány tímto vzorkem. Množství nebo obsah štěpného materiálu ve zkoumaném vzorku je pak určena na základě porovnání intenzity zpožděných neutronů emitovaných tímto vzorkem se vzorky (standards), u nichž je známo množství nebo obsah štěpného materiálu (za pomoci trojčlenky).

Předpokládáme zjednodušeně, že celkový počet zpožděných neutronů emitovaných ozářeným vzorkem a detekovaný detekčním systémem je roven součtu četností získaných za dobu detekce ($t_{\text{end}} - t_{\text{start}}$). Pak lze počet zpožděných neutronů N_X odpovídající neznámému vzorku a počet zpožděných neutronů N_{ST} odpovídající standardu, určit na základě následujících vztahů:

$$N_X = \sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} CR_{X,i}, \quad N_{ST} = \sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} CR_{ST,i},$$

kde $CR_{X,i}$ a $CR_{ST,i}$ jsou četnosti získané v i -tém časovém kroku detekčního systému pro neznámý vzorek a standard.

Je-li odezva detekčního systému na pozadí rovna:

$$N_{BG} = \sum_{i=t_{\text{start}}}^{t_{\text{end}}} CR_{BG,i},$$

pak platí pro závislost počtu zpožděných neutronů produkovaných standardem na jeho hmotnosti m_{ST} následující úměra:

$$m_X = m_{ST} \cdot \frac{N_X - N_{BG}}{N_{ST} - N_{BG}}. \quad (18)$$

Přesnější výslednou hodnotu m_X neznámého vzorku získáme, pokud použijeme více než jeden standard se štěpným materiálem. V takovém případě je vhodné vynést do grafu závislost celkového počtu zpožděných neutronů na množství štěpného materiálu, proložit data vhodnou křivkou a získat její rovnici. Z rovnice lze pak určit neznámé množství štěpného materiálu ve zkoumaném vzorku. Nicméně je důležité, aby se všemi vzorky bylo nakládáno za stejných experimentálních podmínek (hustota toku neutronů, doba ozařování, doba transportu vzorku a doba detekce) a kromě toho musí mít vzorky podobnou geometrii.

6 Základní dělení, charakteristiky, provozní režimy a konfigurace provozních parametrů detektorů neutronů

Něco bude v přednáškách z ERF, ENF a DEZ.

7 Měření základních charakteristik radionuklidových, generátorových a fotoneutronových zdrojů neutronů

Něco je v přednášce 1 NAA, ale ně moc důkladně, lepší převzít z lepších materiálů.

8 Spektrometrie neutronů pomocí Bonnerových sfér a scintilačních detektorů na bázi odražených jader

viz prezentace 8 z NAA, kde jsou různé metody na spektrometrii neutronů.

9 Interakce gama záření s látkou, charakteristika gama spektra, charakteristiky a kalibrace detektorů

9.1 Základní poznatky

9.1.1 Zdroje fotonů

Hlavním zdrojem gamma fotonů je RA rozpad částic (primárně β , pro vyšší Z i α). Nově vzniklá jádra jsou nestabilní a energie se zbavují za pomoci vyzáření gamma fotonu o specifické energii a intenzitě. Tato energie je charakteristická pro daný izotop, a ačkoliv je gamma foton vyzářen nově vzniklým jádrem, v tabulkách se připisuje k původnímu nestabilnímu jádru (např. ^{90}Sr se rozpadá na ^{90}Y , gamma foton vyzáří ^{90}Y , ale v tabulkách ho najdu u ^{90}Sr). Tento proces je velmi rychlý (většinou do 10^{-12} s), pokud k němu dojde za delší dobu, tak se vzniklé izotopy označují jako **metastabilní stavy**.

Mimo to jsou s produkcí gamma fotonů spojeny další procesy související s RA rozpady:

- β^+ rozpad – vzniká pozitron, který je ihned zastaven v látce. Najde kamaráda elektron, čímž vzniká **pozitronium** (neboli krátce žijící vazba pozitronu a elektronu), anihiluje a vznikají 2 fotony o energii 511 keV jdoucí od sebe pod úhlem 180° (mohou vzniknout i 3 fotony, viz níže), tzv. **anihilační záření**. Jelikož před anihilací nezastaví pozitron úplně na nulu, je vzniklý peak rozmazaný.
- EC – vzniká vakance v orbitale (nejčastěji K), která je zaplněna kaskádovými přeskoky z vyšších orbitalů, čímž vzniká charakteristické **RTG záření** (nebo Augerův elektron).
- IC – neboli vnitřní konverze, nestabilní jádra se mohou energie zbavit tak, že vnitřně předají energii elektronům v obale. Ten je uvolněn, vzniká vakance, která je opět kaskádami zaplněna za vzniku charakteristického **RTG záření** (nebo Augerova elektronu).

K tomu navíc existuje:

- **okamžité záření** – vzniká v důsledku jaderných reakcí, např. (n, γ) , tedy gamma fotony uvolněné hned v rámci reakce, nikoliv následný rozpad (může přesahovat až 10 MeV).
- **brzdné záření** – vzniká, pokud na nabitou částici působí zrychlení (zatáčí vlivem magnetického pole, k čemuž postačí Coulombovské pole vzbuzené jádrem), což je doprovázeno ztrátou energie ve formě brzdného záření. Záření je spojité a přispívá k nárůstu kontinua v gamma spektru. Záření je vyšší pro vyšší Z , proto by v oblasti detektoru měly být lehké materiály.

9.1.2 Členění fotonů

- **RTG fotony** – vznikají v orbitalech přeskoky elektronů. Energie je dána rozdílem energií orbitalů, což je dáno hlavním a vedlejším kvantovým číslem. Nicméně elektron nemůže skákat jen tak, řídí se Paulovým vylučovacím principem, který jasně říká, v jakém pořadí se elektrony zaplňují. Nižší energie, do desítek keV. Záření je čárové a charakteristické, ale ke každému izotopu existuje spousta peaků, jelikož záleží na přesném módu přestupu ($K_{\alpha 1}$, $K_{\alpha 2}$ apod.).

- **Gamma fotony** – vznikají deexcitací jádra. Opět čátové charakteristické záření, ale je zde výrazně méně možností (žádné módy). Energie je vyšší, až jednotky MeV.
- V oblasti 1 MeV se fotony překrývají, členění není tak striktní.

9.2 Interakce gamma záření s látkou

Fotony jsou EM záření, kterému přísluší kvantum energie dle:

$$E_\gamma = h\nu = h\frac{c}{\lambda}.$$

Vlnové délky se pohybují řádově $\lambda \ll 10^{-10}$ m, což je výrazně méně než meziatomové vzdálenosti v mřížce. Někdy se chová jako vlna (fotoefekt), jindy jako kulička (Comptonův rozptyl).

Jelikož nejde o nabitě částice (tzv. **nepřímo ionizující záření**), tak se při detekci musí spoléhat na konverzi a detekují se až sekundární částice (elektrony).

Typ interakce je podmíněný energií (např. k tvorbě páru nedojde, je-li energie pod 1022 keV).

Koeficient zeslabení = charakterizuje zeslabení způsobené absorbcí v daném materiálu (osa y) v závislosti na energii (osa x). Jde o součet křivek zeslabení způsobených fotoefektem, Comptonovým rozptylem a tvorbou páru.

Absorbční koeficient = podíl energie pohlcené absorbním materiálem při průchodu gamma záření, jelikož ne každá interakce vede na absorpci celé energie primárního fotonu.

9.2.1 Primární interakce

Máme 3 základní a nejdominantnější primární interakce: fotoefekt, Comptonův rozptyl a tvorba páru. Zbytek interakcí je z pohledu detekce zanedbatelný. Tím vznikají sekundární nabitě částice (elektrony), které je možné detekovat.

Celkovou pravděpodobnost interakce (mikroskopický účinný průřez τ , σ a κ) je pak možné převést do **lineárního koeficientu zeslabení**, který vyjadřuje pravděpodobnost interakce na jednotku dráhy (makroskopický účinný průřez μ).

Z toho vychází i **střední volná dráha** λ :

$$\lambda = \frac{1}{\mu},$$

a **zeslabovací zákon**:

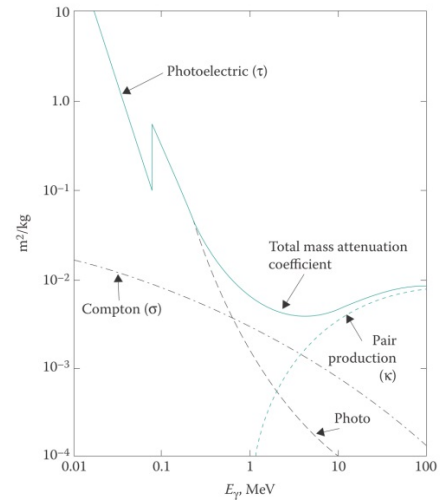
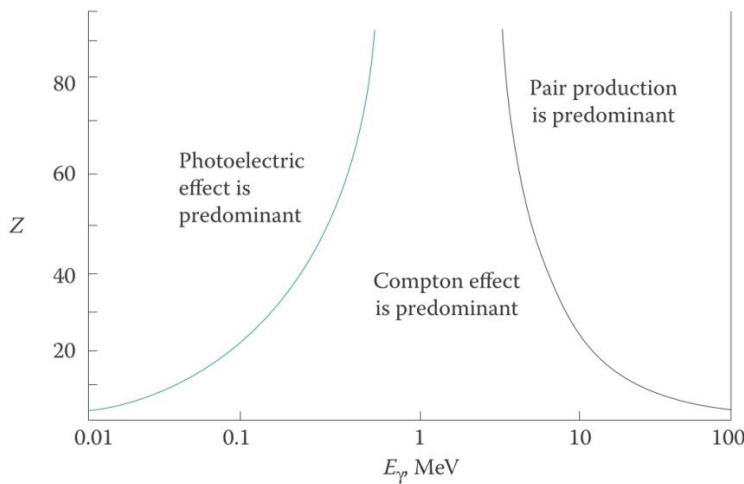
$$\boxed{\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu x}.$$

Pokud je vzorek emitující fotony tlustý (tloušťka L), dochází k samostínění (část fotonů se pohltí) a celková intenzita se musí určit integrací:

$$I_{\gamma}(L) = \frac{1}{L} \int_0^L I_{\gamma}^0 e^{-\mu x} dx = \frac{I_{\gamma}^0}{\mu L} (1 - e^{-\mu L}).$$

V tabulkách se pak uvádí **hmotnostní koeficient zeslabení**, který je svázaný s hustotou materiálu:

$$\mu(\text{cm}^2/\text{g}) = \frac{\mu(1/\text{cm})}{\rho(\text{g}/\text{cm}^3)}.$$



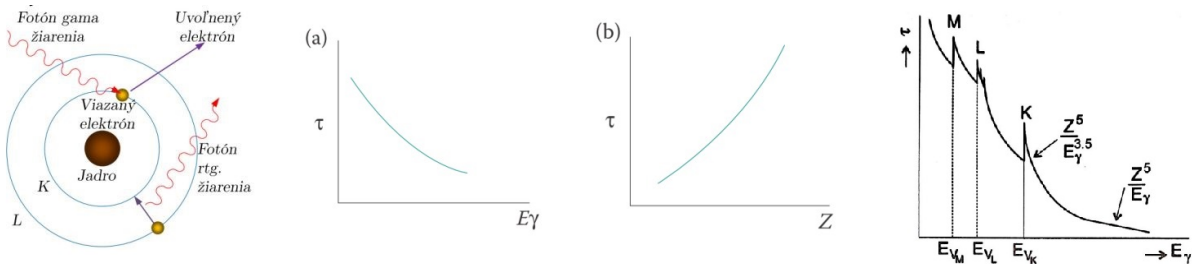
Fotoefekt: jde o jev, kdy primární foton interaguje s elektronem v obalu, odevzdá mu veškerou svoji energii, foton zanikne a tzv. fotoelektron je uvolněn (energie fotonu E_{γ} se rozdělí na vazebnou energii elektronu E_b a kinetickou energii elektronu E_e):

$$E_e = E_{\gamma} - E_b.$$

Jde o dominantní reakci při absorpci do 200 keV. Pravděpodobnost reakce (účinný průřez reakce τ) klesá s energií E_{γ} a roste se Z , jako:

$$\tau = c \frac{Z^n}{E_{\gamma}^{3,5}}, \quad n \in (4, 5).$$

Energetické spektrum fotoelektronů (sekundární částice) je **čárové** a fotoefekt je zodpovědný za **peak úplného pohlcení**. Fotoelektrony mohou být uvolněny z libovolného orbitalu (nejpravděpodobněji K orbital), nicméně při nižší energii než E_{V_K} už foton není schopný vyrazit elektron z K orbitalu, τ skokově klesá a dochází k vyražení z vyšších orbitalů.



Comptonův rozptyl: jde o rozptyl fotonů na atomovém obale. Foton se odrazí od elektronu pod úhlem θ s novou energií (resp. vlnovou délkou) dle vztahu:

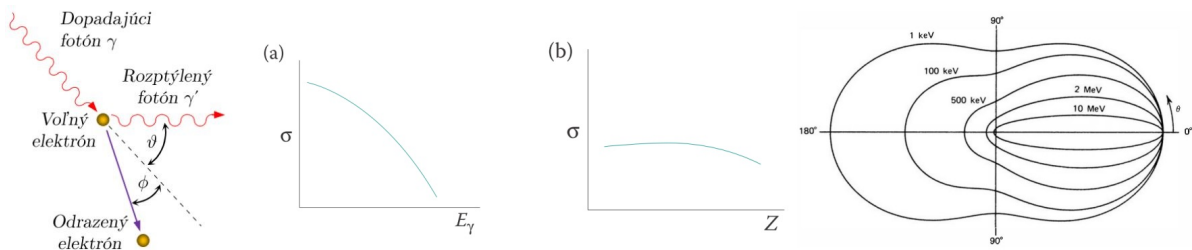
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}.$$

Dochází k němu pro všší energie, pokud je energie nalétávajícího fotonu vyšší, než vazebná energie elektronu v obalu. Pravděpodobnost interakce (účinný průřez σ) je úměrná Z a nepřímo úměrná energii E_γ :

$$\sigma \sim \frac{Z}{E_\gamma}.$$

Tím vznikají odražené elektrony (sekundární částice), které jsou detekovány. Energetické spektrum odražených elektronů je **spojité**, tzv. **Comptonovo kontinuum**. To je zakončeno **Comptonovou hranou**, která je dána maximální energií elektronů (k tomu dojde, dojde-li k čelní srážce, kdy $\theta = 180^\circ$).

Úhlová sitribuce rozptýlených fotonů je dána Klein-Nishinovým vztahem pro diferenciální účinný průřez, s rostoucí energií gamma fotonů roste pravděpodobnost dopředných úhlů.



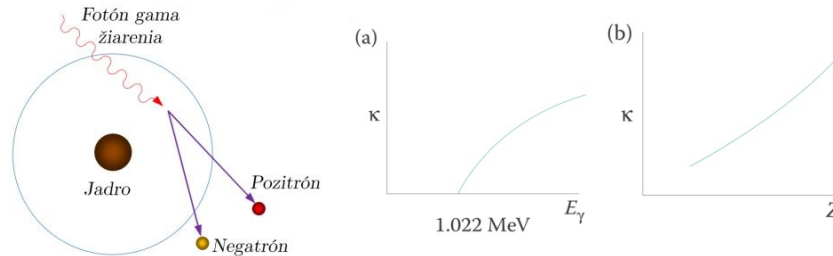
Tvorba elektron-pozitron páru: jde o důsledek interakce gamma fotonu s jádrem. Dojde k zaniknutí gamma fotonu a vznikne pár elektron-pozitron o energiích:

$$E = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1022 \text{ keV}).$$

Elektron i pozitron se ihned zastaví a v případě pozitronu dojde ke vzniku pozitronia, anihilaci a vzniku 2-3 fotonů.

Pravděpodobnost interakce (účinný průřez κ) roste s energií E_γ a je přímo úměrná Z^2 . Zároveň jde o prahovou reakci a je dominantní pro vysoké energie:

$$\kappa \sim Z^2 \ln \left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2} \right).$$



Fotojaderné reakce: při interakci a pohlcení gamma fotonů může být z jádra emitován nukleon.

Jde o prahové reakce a je jich spousta: (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) , (γ, np) , (γ, α) apod. Jde o prahové reakce (alespoň 5 MeV), v porovnání s předchozími 3mi reakcemi jsou zanedbatelné. Problematické v radiační ochraně (emitují se těžké nabitě částice).

V JI se využívají hlavně k emitování neutronů, jako fotojaderné neutronové zdroje (např. ^{206}Pb , ^9Be , ^2H , ^7Li , ^{14}N apod.)

Rayleigho rozptyl: jde o koherentní rozptyl fotonu s celým obalem (tedy se všemi elektrony), přičemž nedochází k ionizaci, ani excitaci (nepřenáší se energie, vlnová délka fotonů se zachovává). Pouze se mění směr hybnosti fotonů.

Opět nepříliš dominantní interakce, lze zanedbat. Roste pro nízké energie fotonů a vysoká Z . Vsuvka, vysvětluje, proč je obloha modrá (ale nevím proč :D).

9.2.2 Druhotné efekty

V případě detekce může docházet k zaznamenávání nechtěných druhotných efektů.

Vícenásobná interakce: Comptonovsky rozptýlené fotony v citlivé oblasti detektoru mohou znovu interagovat (fotoefektem, Comptonovsky), což může přispět do peaku úplné absorpce, nebo vytvořit novou Comptonovu hranu.

Peak zpětného rozptylu: fotony proletí detektorem bez interakce, Comptonovsky interagují až v okolním materiálu, rozptýlí se zpět s nižší energií do citlivé oblasti detektoru a jsou zaregistrovány. Tím vzniká peak zpětného rozptylu s nižší energií.

Anihilace elektron-pozitron: pokud mimo detektor dojde ke tvorbě páru, vzniklý elektron a pozitron za vzniku pozitronia anihilují a jeden z fotonů se dostane zpět do detektoru. Absorbicí fotoefektem vzniká anihilační peak 511 keV.

Pozitronium je vázaný systém, analogický atomu vodíku, kdy elektron a pozitron obíhají kolem společného těžiště s dobou života okolo 10^{-10} . Existují 2 typy v závislosti na spinu:

- Para-pozitronium – spiny opačně, vznikají 2 fotony o energii 511 keV (dominantní),
- Orto-pozitronium – spiny shodně, vznikají 3 fotony (málo časté).

RTG záření: je způsobené fotoefektem, kdy je vzniklá vakance zaplněna jiným elektronem a vyzářením RTG záření.

Augerovy elektrony: konkurenční proces k RTG záření, pouze je přebytečná energie předána sousednímu elektronu, který je uvolněn a vyletí ven.

Brzdné záření: vzniká, pokud elektrony a pozitrony proletí kolem jádra, které vyvolává Coulombovo EM pole.

Sumační efekty: ovlivněno geometrií detektoru, můžou být zaznamenány 2 gamma kvanta ve stejný okamžik (např. 511 keV + gamma deexcitace)

Pozadí: detektor detekuje záření z přirozeného prostředí, jde hlavně o izotopy ^{40}K , ^{137}Cs a produkty rozpadových řad (urany, radony apod.). Lze zamezit dobrým stíněním.

9.3 Charakteristika gamma spektra

9.3.1 Tvar gamma spektra

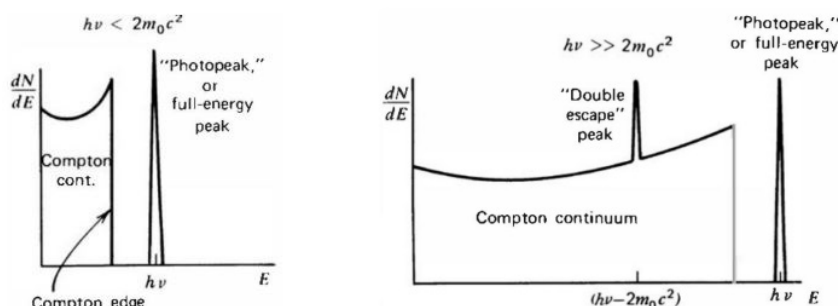
Spektrum, které zaznamenám, je dáno vlastnostmi detektoru.

Limitní případ malého detektoru: nastává, pokud střední volná dráha sekundárních fotonů (řádově jednotky cm) je výrazně větší, než citlivá plocha detektoru (do 1-2 cm). Detektor tak zaznamená pouze primární interakce, nedochází k vícenásobné interakci. Sekundární fotony vyletí ven.

Za předpokladu, že detektor zaznamená veškerou energii sekundárních elektronů, tak se spektrum projeví Comptonovým kontinuem zakončeným Comptonovou hranou (Comptonův rozptyl) a fotopeakem úplné absorpce (fotoefekt, vznikne **FEP = Full Energy Peak**).

Pro energie větší než 1022 keV se navíc projeví efekt tvorby párů (vznikne **DEP = Double Escape Peak**), anihilační fotony (jde o sekundární fotony) uniknou.

$$E_{\text{DEP}} = E_{\text{FEP}} - 2 \cdot 511 \text{ keV}.$$

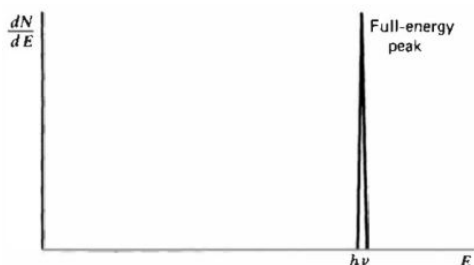


Obrázek 9: Tvar gamma spektra pro malý detektor ($E_\gamma < 1022 \text{ keV}$ vlevo, $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$ vpravo).

Limitní případ velkého detektoru: pokud je střední volná dráha sekundárních fotonů výrazně menší, než rozměry detektoru. Ten pak zaznamená veškeré interakce, nic neunikne. Nakonec pak vždy dojde k fotoabsorbci, veškerá energie primárního záření je doponována v de-

tektoru, tudíž zaznamenaný náboj sekundárních elektronů odpovídá energii primárního záření. Výsledná odezva je stejná, jako by primární gamma záření interagovalo pouze fotoefektem.

Spektrum se projevuje pouze peakem úplné absorpce FEP, v tomto případě **peak úplného pohlcení**.

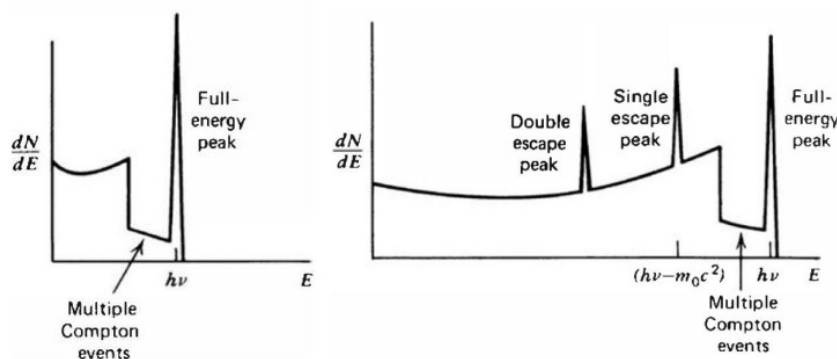


Obrázek 10: Tvar gamma spektra pro velký detektor.

Středně velký detektor: Ve skutečnosti vždy něco vylétne (kor, pokud dojde k reakci na kraji detektoru), tudíž reálný detektor zaznamená něco mezi. Nízkoenergetické záření se zaznamená lépe, jelikož nedochází tak často k sekundárním interakcím. Pak dochází k vícenásobným Comptonovým rozptylům, které vyplňují mezeru mezi Comptonovou hranou a fotopíkem.

Pro energie větší než 1022 keV se opět projevuje DEP, ale navíc i **SEP = Single Escape Peak** (pokud jeden foton unikne, a druhý ne).

$$E_{\text{SEP}} = E_{\text{FEP}} - 511 \text{ keV}.$$



Obrázek 11: Tvar gamma spektra pro středně velký detektor ($E_\gamma < 1022 \text{ keV}$ vlevo, $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$ vpravo).

V každém případě nedojde k deponování veškeré energie a některé sekundární fotony uniknou, tento efekt nárůstá s energií těchto fotonů. To způsobuje zkreslení odezvové funkce a některé události jsou posunuty do nižších energií.

→ **Ve zkratce.** Pokud mi nic neunikne, objeví se pouze FEP. Reálně ale něco unikne, což se projeví ve formě SEP a DEP (uniklé anihilační fotony). Pokud je detektor hodně malý, tak unikne vše sekundární a projeví se pouze DEP.

Ideálně chceme znát pouze FEP, přičemž Comptonovo kontinuum nám zkresluje měření. Pro jeho potlačení je možné využít koincidenční nebo antikoincidenční zapojení vícera detektorů a

detekovat pouze určité interakce (v tomto případě FEP):

- Comptonův spektrometr – gamma-gamma spektrometr, mám 2 detektory pod úhlem θ a matematickým postprocessingem Comptonovo kontinuum eliminuju.

9.3.2 Další efekty

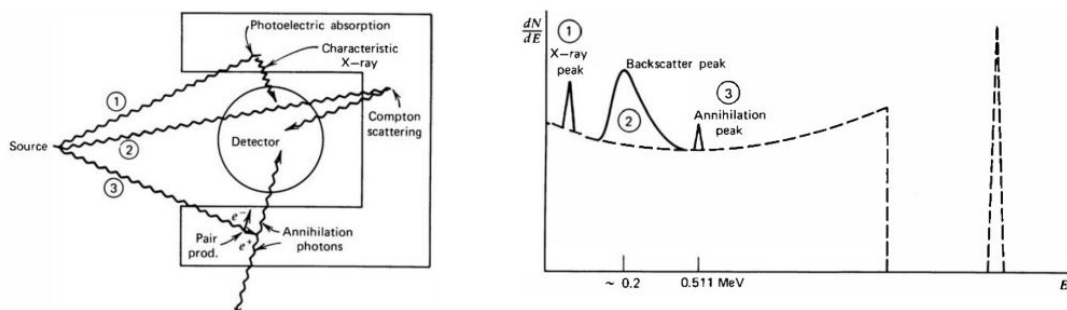
RTG únikové peaky: ty jsou způsobeny tím, že uniknou RTG fotony, které vzniknou kaskádou po fotoefektu (tzv. **XEP = X-ray Escape Peak**). V případě nekonečně velkého detektoru neuniknou a opět se veškerá energie deponuje v FEP.

$$E_{\text{XEP}} = E_{\text{FEP}} - E_X.$$

Anihilační peaky: projeví se hlavně, je-li zářič β^+ radioaktivní. Pozitron anihiluje v materiálu a vzniknou gamma fotony o 511 keV. Pokud neuniknou, projeví se ve formě FEP na energii právě 511 keV. Pokud zaznamenáváme celou prostorovou geometrii, tak se projeví ve formě FEP na energii 1022 keV (zaznamenám oba dva najednou).

Brzdné záření: pokud máme gamma zářič β radioaktivní, mohou unikat β částice přímo ze zdroje a za vzniku brzdného záření zkreslovat spektrum. K tomu se používají filtry (β absorbatory) z lehkých materiálů, které je pohltní (např. Be).

Okolní materiály: tvar gamma spektra a jeho zkreslení mohou ovlivňovat i okolní materiály, s kterými záření může interagovat (stínění, pouzdro, materiál zářiče, zpětně rozptýlené gamma, sumační peaky apod.)



Obrázek 12: Vliv okolních materiálů na tvar gamma spektra.

9.3.3 Měření

Při měření se projevuje statistika. My jsme v rámci detekce schopni zaznamenat histogramový záznam v jednotlivých energetických kanálech. Pod 100 zaznamenaných událostí je třeba uvažovat Poissonovo rozdělení, nad 100 událostí Gaussovo rozdělení (čas vs. aktivita).

Ve výsledku poté zaznamenáme celkovou plochu pod peakem S s potlačením Comptonova kontinua a pozadí pod peakem a s nejistotou, kterou určím z matematického popisu Gausiánu. Dále se určí statistická významnost dle:

- kritický limit L_C – plocha S musí být větší než minimální hodnota,

- horní limit L_U – hodnota, kterou by plocha S neměla překročit,
- detekční limit L_D – hodnota, nad kterou je plocha S detekovatelná,
- limit stanovitelnosti L_Q – hodnota, nad kterou určím plochu S s předem danou nejistotou.

$$L_C < L_D < L_Q < S < L_U$$

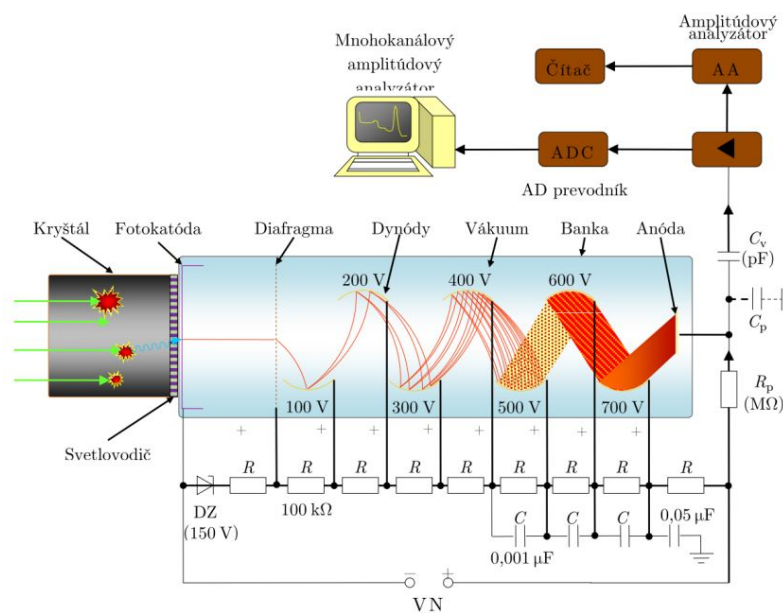
MDA = Minimální detekovatelná aktivita, jde o nejmenší aktivitu, které může být s jistotou měřené.

9.4 Detektory gamma záření

9.4.1 Základní typy detektorů

Scintilační detektory:

- 1) Primární gamma záření putuje do scintilačního krystalu, absorbuje se a část záření se transformuje na záblesk viditelného světla (**luminescence**, atomy jsou excitovány a deexcitují viditelnými fotony), energie je úměrná světelnému signálu.
- 2) Fotony putují fotonásobičem (elektronka), který mění světlo na elektrický signál. Ve formě fotokatody na vstupu, ze které jsou fotoefektem emitovány elektrony (to je ten signál).
- 3) Na výstupu je anoda a vzniklé napětí urychluje elektrony za vzniku elektrického proudu. elektrony postupně dopadají na dynody, na kterých jsou vyraženy nové elektrony (2-6) a signál je zesilován. Je možné zesílit intenzitu elektronů až o 5 řádů.
- 4) Takto zesílený proud je již detekovatelný, je vyveden na pracovní odpor, na kterém se mění napětí (to je ten signál, který měřím).



Obrázek 13: Princip scintilačního detektoru.

Scintilační krystal může být:

- **Anorganický** – primárně pro spektrometrii (gamma).
 - Krystal je tvořen nejčastěji alkalickými kovy s malou příměsí nečistoty (tzv. aktivátor, to co je v závorce a ten je zodpovědný za luminiscenci): NaI(Tl), CsI(Tl), CaI(Na), LiI(Eu), CaF₂(Eu).
 - Pro nízkoenergetické je lepší krystal s malým Z , pro vysokoenergetické s velkým Z (ale tam je potom menší energetická rozlišitelnost).
 - **Organický** – primárně pro neutrony a nabitě částice.
 - Krystal je tvořen organickými molekulami na bázi benzenu a luminiscence je způsobena molekulárními deexcitacemi.
- Mohou být krystaly (antracen), kapaliny (rozpouštědlo + org. aktivátor, např. toluen + p-terphenyl), plasty (org. aktivátor v polymeru)

Polovodičové detektory:

- 1) Ve formě diody z čistého polovodiče v závěrném směru. Gamma záření způsobuje vyražení elektronů, které se dostávají do vodivého pásma.
- 2) Vznikají tak páry elektron-díra, které jsou nosiči náboje, čímž vzniká elektrický signál.
- 3) Ten putuje do předzesilovače, zesilovače, tvaruje se a zaznamenává v MCA.

Mají mnohem lepší energetickou rozlišitelnost, ale jsou dražší a musejí se chladit (jinak elektrony vyskakují samy a vzniká tak šum). Momentálně nejlepším detektorem je superčistý krystal germania (HPGe).

Rozdíly: polovodičové detektory mají lepší energetickou rozlišitelnost, ale menší detekční účinnost. Také jsou levnější.

9.4.2 Základní charakteristiky

Odeva detektoru: poměr mezi energií záření a pozorovaným výstupem (binem) na detektoru (záření o energii E vytvoří N nosičů náboje, které způsobí napěťový rozdíl na elektrodách detektoru, což je to, co detektor zaznamená).

Odezvová funkce: vyjadřuje pravděpodobnost, že monoenergetické fotony budou zaznamenány v daném energetickém binu.

Časová odezva detektoru: čas potřebný k vytvoření signálu. Signál je ve tvaru ostré náběžné a pozvolné seběžné hrany.

Časové rozlišení: nejmenší časová rozlišitelnost mezi dvěma signály.

Citlivost detektoru: schopnost detektoru produkovat měřitelný signál pro konkrétní typ částice s danou energií. závisí na účinných průřezích, rozměrech hmotnosti, materiálech, šumu (ten může růst s rostoucím rozměrem detektoru).

Mrtvá doba: čas potřebný na zpracování signálu.

Energetické rozlišení nejmenší energetická rozlišitelnost mezi dvěma signály. Detektor s dobrým rozlišením má užší a vyšší peak, než detektor s horším rozlišením (ale plochy pod peakem jsou stejné).

FWHM = Full Width at Half Maximum, stanovuje šířku pulzu (peaku) v polovině jeho maxima. Dáno energetickým rozlišením. Z toho je možné stanovit relativní energetické rozlišení jako:

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E}.$$

Polovodičové detektory mají $R \approx 1 \%$, scintiláky $R \approx 3 - 10 \%$.

Detekční účinnost: poměr mezi počtem registrovaných částic a emitovaných částic.

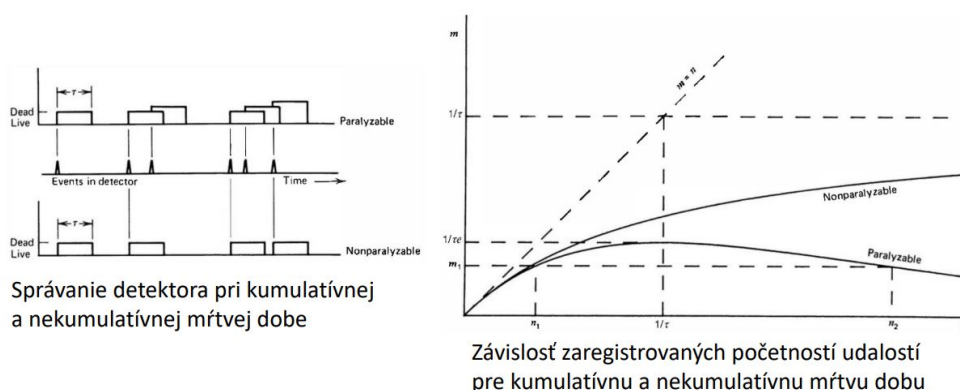
9.4.3 Kalibrace detektorů

Kalibrace energetického rozlišení: za pomoci FWHM. Peak si proložím Gaussiánem, určím FWHM a relativní rozlišení. Problém nastává, pokud se peaky překrývají (tzv. **multiplety**).

Energetická kalibrace: MCA mi dá histogram, který musím zkalibrovat (až 16 tisíc kanálů). Jednotlivým binům za pomoci kalibračních zářičů přiřadím konkrétní energii, přičemž předpokládám lineární závislost (pokud mám více zářičů, je možné uvažovat kvadratickou závislost).

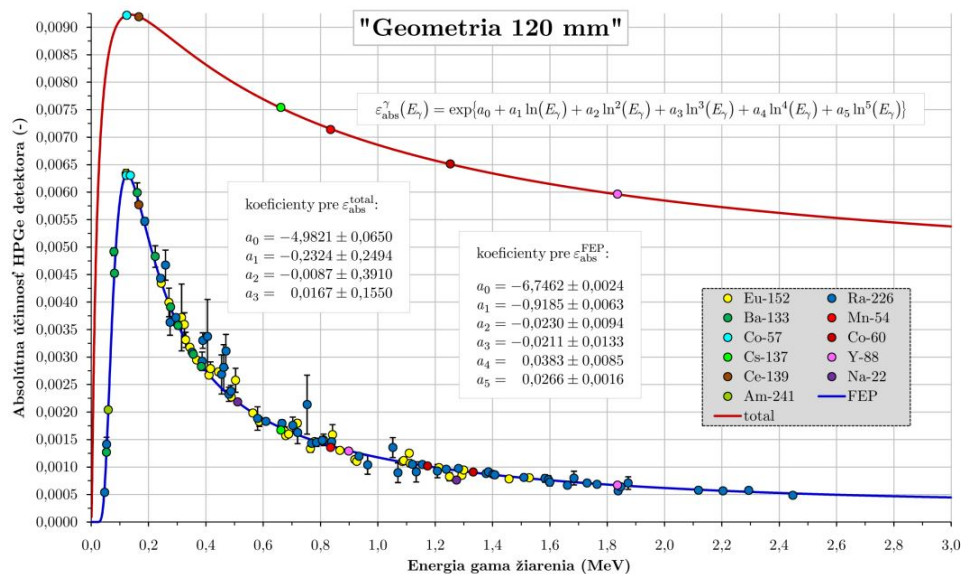
Kalibrace na mrtvou dobu: Pokud máme příliš vysokou mrtvou dobu, dochází ke ztrátám počítání signálů a ke ztrátě informací (větší aktivita může vést k přehlcení detektoru a k nárůstu mrtvé doby). Rozlišujeme:

- Nekumulativní mrtvá doba – události, které nastaly v průběhu mrtvé doby, nejsou zaznamenány, ale nevedou na prodloužení celkové mrtvé doby.
- Kumulativní mrtvá doba – události, které nastaly v průběhu mrtvé doby, nejsou zaznamenány, ale vedou na prodloužení celkové mrtvé doby



Obrázek 14: Analýza mrtvé doby.

Kalibrace detekční účinnosti: ta není konstantní, je závislá na energii a typu záření. Je zapotřeba stanovit funkci detekční účinnosti za pomoci etalonů o známé aktivitě.



Aplikace opravných faktorů: na závěr je vhodné uvažovat opravné faktory:

- oprava na RA rozpad (zářič se v průběhu měření rozpadá),
- oprava na nebodovost zdroje,
- oprava na samostínění (pro vzorky konečné tloušťky),
- oprava na náhodné koincidence (potlačení sumačních efektů).

Pak je možné určit finální aktivitu vzorku z analýzy FEP (v pořadí korekce na samostínění, korekce na rozpad a celková aktivita peaku):

$$A = \frac{\mu L}{1 - e^{-\mu L}} \frac{\lambda t_{\text{real}}}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \frac{S}{I_{\gamma} \varepsilon_{\text{FEP}}^{\text{abs}} t_{\text{live}}}.$$

10 Neutronová pole pro aktivační analýzu, fyzikální principy aktivačních měření, využití gama spektroskopie

10.1 Zdroje neutronů

10.1.1 Radionuklidové zdroje

Spontánní štěpení: u některých transuranů existuje nenulová pravděpodobnost, že mimo tradiční rozpady podléhají spontánnímu štěpení. Typickým příkladem je ^{252}Cf s $T_{1/2} = 2,6$ let a s $\nu = 3,75$ (3,1 % štěpení, zbytek α). Výsledkem je spojité spektrum v oblasti rychlých neutronů (střední energie 2,1 MeV) dle Wattovy distribuce:

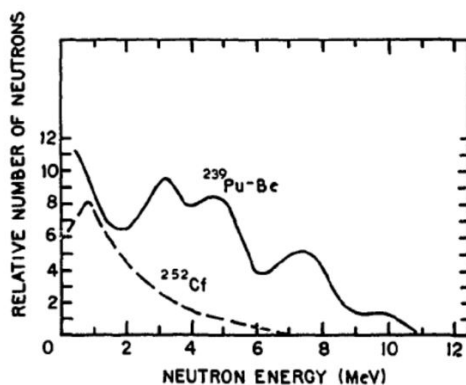
$$\chi(E) = Ae^{BE_n} \sinh(C \cdot E_n).$$

Emisivita komerčních zdrojů se pohybuje řádově 10^9 až 10^{10} 1/s, prodává se ve formě zapouzdřeného oxidu CfO_2 .

(α ,n) reakce: jde o prahovou reakci na vybraných izotopech, primárně ^9Be . V tomto důsledku vzniká i doprovodné gamma záření (4,4 MeV pro ^9Be).

K tomu se přidá α zářič, který emituje primární α částice, a ty vyvolávají sekundární neutrony. Primární zářič se vybírá v závislosti na poločasu rozpadu (ten určuje emisivitu) a doprovodného gamma záření. Jde primárně o ^{210}Po (poločas 138 dní), ^{238}Pu (poločas 70 let, skoro žádná gamma), ^{241}Am (poločas 400 let).

Výsledkem je opět spojité záření (kvůli proměnné energii primární α částice) v rychlé oblasti neutronů. Ve formě oxidů PoBe , AmBe , PuBe apod. Komerční emisivita 10^5 až 10^9 1/s.



Obrázek 15: Srovnání emitovaného neutronového spektra pro spontánní štěpení a (α ,n) reakce.

(γ ,n) reakce: obdobné, opět prahové reakce na vybraných izotopech, primárně ^9Be (1,67 MeV), ^2H (2,23 MeV).

Vyžaduje vysokoenergetický gamma zářič (^{24}Na , ^{28}Al , ^{38}Cl , ^{56}Mn , ^{226}Ra). Opět intenzita ovlivněna poločasem rozpadu primárního zářiče.

Výhodou je, že pokud máme monoenergetický primární zářič (není více linek), tak vznikají monoenergetické neutrony. Nevýhoda je, že mají nižší výtěžek a pro vyšší emisivitu (řádově 10^5 1/s) je zapotřebí velmi silné gamma zářiče.

10.1.2 Zbylé zdroje

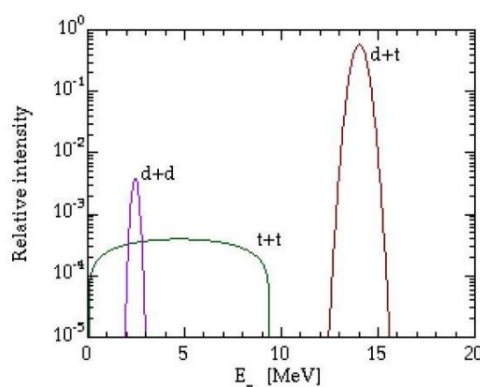
Jaderné reaktory: nejintenzivnější zdroje neutronů, spektrum v závislosti na typu reaktoru, moderace apod. Je možné vytvářet kolimované svazky (radiální kanál + kolimátor (trubka)) o intenzitách 10^{10} 1/s. V pulzním režimu až o několik řádů více.

V případě moderovaných systémů se distribuce může popsat Wattovou formulí, $1/E^x$ oblastí a Maxwellovým rozdělením.

Dále je možné aplikovat filtry a vytvářet kvazimonoenergetická spektra (Sc, Si, Fe, S apod.).

Neutronové generátory: založeny na prahových reakcích urychlených nabitých částic (D+D, D+T, T+T reakce). Vznikají spojitá spektra s rychlými neutrony o emisivitě až 10^{10} 1/s.

Mohou být kompaktní, jdou vypnout, fungují i v pulzním režimu.



Obrázek 16: Emitované spektrum pro neutronové generátory.

Urychlovačem řízené zdroje: stejný princip, pouze větší urychlovače, více typů reakcí (jenom změním terčů na ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ aj.) a mnohem větší emisivita.

Pro tenký terč získáme čárové spektrum, pro tlustý terč (před interakcí dojde ke zpomalení primárních částic) spojitě spektrum. Využívá se pro výzkumné účely, hlavně pro aktivační měření.

Spalačné zdroje: pokud ještě více zvětším energii primárních částic (řádově GeV), dojde k rozbití atomu na jednotlivé nukleony, což má za následek mnohem větší emisivitu. Jako terč se využívají těžké prvky (W, U, Pb apod.). Vzniká široké spojitě spektrum (vysokoenergetické, mohou vzniknout neutrony s energií desítek a stovek MeV).

10.1.3 Zdroje pro aktivační měření

Nejllepšími neutronovými zdroji pro aktivační měření jsou:

- Výzkumné jaderné reaktory:
 - toky alespoň 10^9 1/cm²/s,
 - tepelné i epitermální neutrony, primárně (n,γ) reakce, kde jsou velké účinné průřezy, které jsou dobře proměřené,

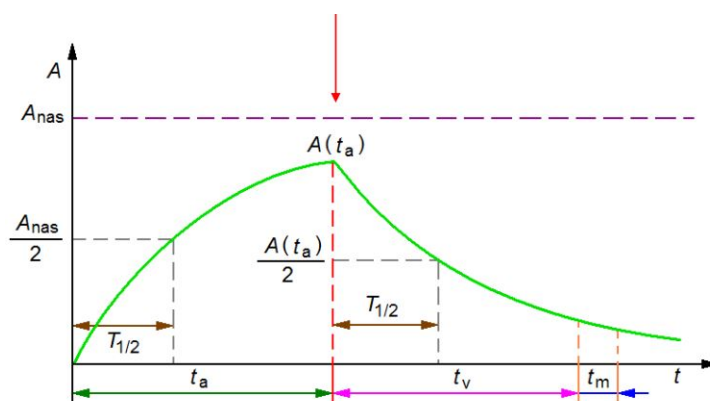
- případně možnost využít i prahové reakce (n,p), (n,2n) apod.
- Urychlovačem řízené zdroje:
 - toky alespoň 10^{10} 1/cm²/s,
 - využívají se reakce $p + Be$, $d + Be$
 - primárně rychlé neutrony ve spojitém spektru (tlustý terčík)
 - problém je, že v důsledku vícero prahových reakcí se otevírají nové kanály pro vznik daného izotopu.
- Radionuklidové zdroje:
 - jsou přenositelné
 - mají menší emisivitu, proto se používají pouze u některých izotopů s vyšším účinným průřezem,
 - pro NAA jsou vhodné pouze za specifických podmínek.

10.2 Fyzikální principy aktivačních měření

Veškeré aktivační měření jsou založeny na tom, že sledují, které procesy se s daným vzorkem během ozařování v neutronovém procesu odehrály. Díky tomu je možné stanovit parametry neutronového pole, složení (kvantita i kvalita) aj.

10.2.1 Reakční rychlost

Vloží-li vzorek do neutronového pole, tak vzniká radioizotop A , který se rozpadá do izotopu B . Pokud ponecháme izotop v poli alespoň po dobu $10 \cdot T_A$, tak aktivita vzorku bude konvergovat k saturevané aktivitě (produkce a destrukce izotopu A je v rovnováze).



Po jeho vyjmutí se začne rozpadat, přenesení se do laboratoře a začíná se měřit jeho aktivita, ze které je možné zpětně dopočítat **reakční rychlost** R (1/s), která stanovuje, ke kolika reakcím za jednotku času v daném neutronovém poli docházelo:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}.$$

$$R_R = \overbrace{\frac{S(E_\gamma)}{\text{Plocha vrcholu}} \frac{1}{N_0} \frac{1}{t_{live}}}^{\text{Hrubá aktivita linky } E_\gamma} \frac{1}{\frac{1 - e^{-\lambda t_a}}{\text{Saturační faktor}}} \frac{1}{\frac{e^{-\lambda t_v}}{\text{Oprava na rozpad izotopu počas vymierania}}} \frac{\lambda t_{real}}{\frac{1 - e^{-\lambda t_{real}}}{\text{Oprava na rozpad izotopu počas merania}}} \frac{1}{\frac{I_\gamma(E_\gamma)}{\text{Oprava na intenzitu gama prechodu}}} \frac{1}{\frac{\varepsilon_{FEP}^\gamma(E_\gamma)}{\text{Oprava na efektivitu detektora pre danú geometriu}}}$$

Dále je třeba zahrnout vhodné opravné faktory (samostínění, nerovnoměrnost ozařování, geometrie, koincidenční sumační efekty apod.).

Pokud reakční rychlost pronásobím počtem atomů, získám **produkční rychlost** R (1/s), tedy kolik se vyprodukuje nových izotopů za jednotku času:

$$P = R \cdot N_0 = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}.$$

Pokud produkční rychlost pronásobím korekcí na vymírání, získám **aktivitu** A (Bq) nově vzniklého izotopu:

$$A = P \cdot e^{-\lambda t_v} = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) (1 - e^{-\lambda t_{real}})}.$$

Navíc pokud skutečně vycházím ze saturevané (nebo alespoň skorosaturevané) aktivity, je možné vynechat i saturační faktor (je roven jedné), čímž získám stejnou rovnici z předešlé otázky:

$$A = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_{real}})}.$$

10.2.2 Generátorové rovnice

Dále může docházet ke kaskádám, vznikne izotop A , který se rozpadá do B a ten do C . Po chvíli dochází k rovnováhám mezi izotopy:

- **Přechodná rovnováha** – pokud $T_A > T_B$, k takovéto rovnováze dojde po uplynutí $10 \cdot T_B$, aktivity jsou v poměru:

$$\frac{A_B}{A_A} = \frac{T_A}{T_A - T_B}.$$

- **Dlouhodobá rovnováha** – pokud $T_A \gg T_B$, jde o limitní případ předešlého, kdy je T_B zanedbatelně malý (okamžitý) a aktivity jsou v rovnováze:

$$A_A = A_B$$

- **Stav bez rovnováhy** – pokud $T_A < T_B$, k rovnováze nedojde.

10.2.3 Aplikace filtrů

V neutronovém poli moderovaných jaderných reaktorů jsou neutrony o všech energiích, což je z hlediska aktivačního měření problematické (otevírají se nové reakční kanály, např. izotop ^{24}Na může vzniknout za pomoci $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}$ reakce v jakémkoliv spektru, nebo za pomoci $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$ v rychlém spektru).

To je možné eliminovat za pomoci filtrů (kadmium), kdy odstraním efekt neutronů nad kadmiovou hranou. v závislosti na tom rozlišujeme:

- ENNA = epitermální NNA,
- RNNA = reaktorová NAA.

Je možné využít i jiné filtry (B, Cl, Au, In, Al), ale musí být dostatečně tlusté, aby vykompenzovaly to, že nejsou tak dobrými absorbatory. Takto je možné odseparovat jednotlivé oblasti neutronového spektra.

^{113}Cd je vhodné pro energie pod 2 eV, nezahřívá se, stačí ho 1 mm, aktivované kadmium rychle vymírá. ^{10}B je ideální nad 15 eV, nemá žádnou hranu, produkuje alfu, což vede k ohřevu vzorku. $\text{Cd} + \text{B}$ je vhodné pro energie od 2 do 15 eV.

10.3 Využití gamma spektroskopie

Aplikace gamma spektrometrie:

- Zobrazovací metody PIGE a PIXE (viz první okruh otázek)
- RTG difrakční krystalografie
- Neutronová aktivační analýza

Základní výzkum:

- Studium rozpadových schémat (Stanovení intenzit, poločasů rozpadů, gamma linek apod.)
- Studium účinných průřezů
- Aktivační měření neutronových polí

11 Druhy a metody neutronové aktivační analýzy, pracovní procedury a praktické aplikace neutronové aktivační analýzy

Neutronová aktivační analýza je radioanalytická metoda založená na jaderné aktivaci chemických prvků přítomných v analyzovaném vzorku. Patří mezi nejcitlivější chemické analýzy.

Existují i další aktivační analýzy založené na primárních fotonech, jiných nabitých částicích či vysokoenergetických neutronech, nicméně ty jsou komplikovanější (ale zase mohou objevit jiné prvky). NAA je totiž citlivá na velikosti účinných průřezů na daných prvcích (pokud je účinný průřez dostatečný, je možné zaznamenat i nepatrné stopové množství). Nejčastěji se tedy využívá neutronová analýza s tepelnými neutrony, kde jsou velmi vysoké účinné průřezy (n, γ) reakcí.

1																	2
H																	He
3	4															10	
Li	Be															Ne	
11	12															18	
Na	Mg															Ar	
19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
55	56	57	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
Cs	Ba	¹ La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
87	88	89	104	105													
Fr	Ra	² Ac	Rf	Db													
¹ Lanthanide		58	59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71		
		Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu		
² Actinide series		90	91	92	93	94	95	96	97	98	99	100	101	102	103		
		Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lr		
	No γ -radioactive isotopes																
	Radioactive isotopes can be produced. Limitation is short half-life or flux energy																
	Elements routinely determined by INAA																

Obrázek 17: Prvky vhodné pro NAA.

11.1 Základní dělení

Rozlišujeme:

- **Kvalitativní NAA** – zajímá mě pouze, které prvky se ve vzorku nacházejí.
- **Kvantitativní NAA** – zajímá mě, v jakém množství se prvky ve vzorku nacházejí.

Dále dle energie neutronů (lze ovlivnit filtry): tepelné, epitermální, rychlé.

11.1.1 Absolutní NAA

Pokud známe přesnou hustotu neutronového toku a průběh účinného průřezu, tak je možné ze znalosti reakční rychlosti přesně dopočíst hmotnost zkoumaného izotopu. Hustotu toku ale přesně většinou neznám, proto se moc nevyužívá. Ale je vhodná, pokud dopředu nevím co hledám.

$$m = \frac{S \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{I_{\gamma} \varepsilon_{\text{FEP}}^{\text{abs}} (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \frac{N_A}{M} \int \sigma(E) \phi(E) dE}. \quad (19)$$

11.1.2 Porovnávací NAA

Pokud dopředu vím, co hledám, tak spolu se vzorkem ozářím etalon z daného materiálu o známé hmotnosti. Za předpokladu rovnosti produkčních rychlostí ve vzorku i v etalonu pak přes trojčlenku dopočtu množství izotopu ve vzorku. Vyhnu se neznalosti neutronového toku a účinných průřezů, ale pro každý izotop musím mít vlastní standard a oboje ozařovat za stejných podmínek.

$$m = m_{\text{et}} \frac{P}{P_{\text{et}}}. \quad (20)$$

11.1.3 Metoda jednoho komparátoru

Něco mezi přímou a porovnávací metodou. Využívá tzv. k-faktory pro jednotlivé prvky, tedy poměr ozářených aktivit mezi standardem a daným prvkem. Tyto faktory se pak určují buď výpočtem (složitě), nebo experimentálně (společným ozářením). Experimentálně získané k-faktory jsou pak přesnější, ale je možné je využít pouze pro daný detektor, reaktor a geometrii a za předpokladu stabilního neutronového pole. Jsou nepřenositelné.

Pak stačí spolu se vzorkem ozářit pouze etalon se standardem a za pomoci dopředu známých k-faktorů určit i-tý prvek.

$$m = k_i m_{\text{com}} \frac{P}{P_{\text{com}}}. \quad (21)$$

11.1.4 Metoda k_0 standardizace

Zdokonalení předchozí metody, k porovnávání jsou využity k_0 faktory, které jsou přenositelné. Spolu se vzorkem se ozáří komparátor (zlato), ke kterému jsou tabelovány hodnoty k_0 a Q_0 .

$$m = m_{\text{com}} \frac{P I}{P_{\text{com}} I_{\text{com}}} \frac{1}{k_0} \frac{1 + \frac{Q_0^{\text{com}}}{f}}{1 + \frac{Q_0}{f}}, \quad f = \frac{\phi_{\text{th}}}{\phi_{\text{epi}}}. \quad (22)$$

Hodnoty ϕ_{th} a ϕ_{epi} se pak stanoví aktivačním měřením neutronového pole za pomoci změření reakčních rychlostí v tepelné a epitermální oblasti na zlatém komparátoru/standardu s a bez kadmiového filtru na základě **Hoghdalovy konvence**.

Platí, že spektrum v reaktoru je možné rozepsat do 3 složek (štěpné Wattovo, $1/v$ Fermiho a tepelné Maxwellovo), které je možné mezi sebou provázat pomocí empirických spojovacích funkcí. Konvence pak říká jak je možné stanovit reakční rychlosti v těchto grupách na základě

měření s a bez kadmiového filtru (ještě třeba pronásobit kadmiovým faktorem, ten najdu na internetu):

$$R_{\text{th}} = R - f_{\text{Cd}} R_{\text{Cd}},$$

$$R_{\text{epi}} = f_{\text{Cd}} R_{\text{Cd}}.$$

Potom platí:

$$\phi_{\text{th}} = \frac{P_{\text{th}}}{g(T_0) \sigma_0 G_{\text{th}}},$$

$$\phi_{\text{epi}} = \frac{P_{\text{epi}}}{I_0 G_{\text{epi}}},$$

kde $g(T_0)$ je opravný faktor pro oblast $1/v$, G je korekční faktor pro samostnnění, σ_0 průřez pro (n, γ) reakci na etalonu při energii E_0 a I_0 je rezonanční integrál pro energii E_0 :

$$m = m_{\text{Au}} \frac{PI}{P_{\text{Au}} I_{\text{Au}}} \frac{1}{k_0} \frac{G_{\text{th, Au}} f + G_{\text{epi, Au}} Q_{0, \text{Au}}}{G_{\text{th}} f + G_{\text{epi}} Q_0}, \quad Q_0 = \frac{I_0}{\sigma_0}. \quad (23)$$

Dále ještě existuje metoda stanovení k_0 standardizace za pomoci **Westcottova formalizmu**, ale to jsme nedělali :).

11.2 Pracovní postup

- 1) Vzorek připravím k ozáření (pevné vzorky přilepím izolepou, případně nějaká chemická separace biologických vzorků) a vložím do neutronového pole. Případně přidám etalon.
- 2) Ozařuji vzorek po dobu t_a .
- 3) Přenesu vzorek do laborky a připravím k měření (dobu t_v).
- 4) Změřím gamma spektrum (dobu t_{real}) a určím produkční rychlosti jednotlivých FEP peaků.
- 5) Dle konkrétní metody přepočtu produkční rychlost na hmotnost. Pokud má izotop vícero linek, tak provedu analýzu pro všechny peaky, ze kterých určím vážený průměr.

Měření je možné optimalizovat:

- opakováním měření,
- použitím vícero peaků,
- delší doba měření t_{real} ,
- kratší doba vymírání t_v ,
- delší doba aktivace t_a (ideálně do saturovaného stavu),
- co nejmenší mrtvá doba,
- cyklicky ozařovat (nutné pro krátkodobě žijící izotopy, např. ^{20}F . Pak je možné změřit i izotopy s poločasy rozpadu v jednotkách vteřin).

11.3 Využití NAA

NAA se uplatňuje v:

- archeologie (kosti mamutů, nádobí),
- geologie (složení hornin, vyvřelin),
- historie,
- biomedicína,
- výživové produkty (složení doplňků stravy),
- průmysl,
- apod.

Jde o částečně destruktivní metodu (problém jsou živé organismy, které pravděpodobně umřou).

12 Stanovení neutronových polí, účinných průřezů a štěpných výtěžků využitím aktivační techniky

Většina důležitých informací je v otázkách 9-11.

12.1 Aktivační měření s dozimetrickými foliemi

Měření probíhá tak, že vložíme aktivační detektor (folie o známé tloušťce, hmotnosti a materiálu) do neutronového pole a poté za pomoci spektrometrie určíme reakční rychlost:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}, \quad (24)$$

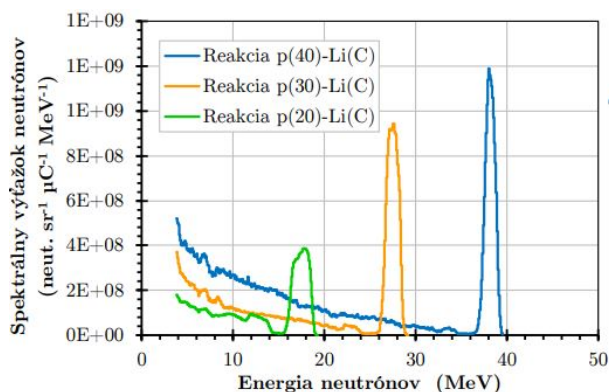
případně produkční rychlost (furt ty samé vztahy):

$$P = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}. \quad (25)$$

Tato měření pak pomohou pomoci v dalších odvětvích (teď mimo NAA, té se věnuje předešlá otázka).

12.1.1 Měření účinných průřezů

Hojně využívané pro měření účinných průřezů prahových reakcí (na urychlovači). Jako zdroj neutronů se použije svazek protonů, které odstřelují tenkou Li folii ($p + Li$), což produkuje proud kvazimonoenergetických neutronů, které jsou dobře odlišitelné od pozadí. Dále možné využít beryliový terčík ($p + Be$).



Obrázek 18: Neutronové spektrum pro reakci ($p + Li$).

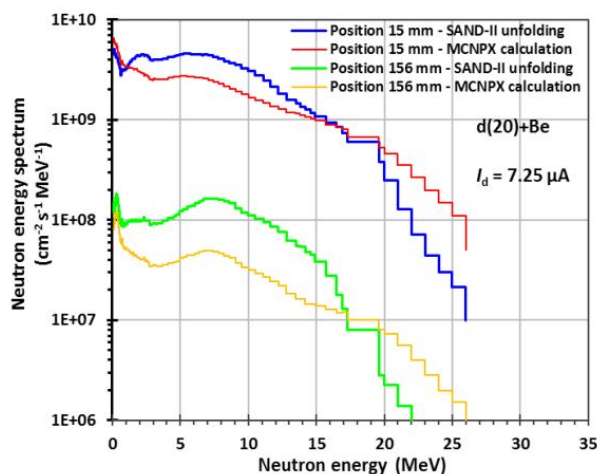
Tím, jak měním rychlost primárních protonů jsem schopný sekundární neutronový peak posouvat do různých energiích. Tyto sekundární neutrony poté ozařují zkoumaný materiál, jehož

účinný průřez měřím. Takto změřím několik bodů (dle energie), které poté vyhodnocuji a dle čehož stanovím závislost σ na E . Tato metoda se využívá v ÚJF AV ČR v Řeži.

12.1.2 Spektrometrie neutronových polí

Spektrometrii neutronů je věnována celá předchozí otázka, tahle kapitola je pouze o smek-trometrii aktivační technikou. Ve zkoumaném neutronovém poli se ozáří několik odlišných ak-tivačních detektorů: Cd, Mo, Y, Cu, In, Co apod., přičemž materiály se vybírají podle toho, jak jsou citlivé v jiných oblastech energie neutronů.

Po ozáření opět proběhne gamma spektrometrie a u každé folie se stanoví sada reakčních rychlostí. Jelikož známe průběhy účinných průřezů na těchto materiálech, je pak možné zpětně zrekonstruovat neutronové spektrum. K tomu se využívají různé kódy, my pracovali s kódem SAND-II (podobně jako v případě měření Bonnerovými sférami).



Obrázek 19: Zpětná rekonstrukce neutronového spektra pro reakci ($d + Be$).

12.1.3 Stanovení štěpných výtěžků

Nic jsme si o tom neříkali, ale předpokládám, že ozáříím folii ze štěpného materiálu v neutronovém poli a poté změřím reakční rychlost pro štěpné produkty, které se zde vyprodukovali. Na tomto základě pak asi bude možné zpětně určit výtěžky pro konkrétní štěpný produkt.

DOPLNIT??

13 Využití výzkumných reaktorů jako zdrojů neutronů

14 Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů

15 Bezpečnostní aspekty provozu výzkumných reaktorů