

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

<b>1</b>	<b>Měření reaktivity</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Měření rozložení hustoty toku</b>	<b>6</b>
<b>3</b>	<b>Kritický experiment</b>	<b>7</b>
<b>4</b>	<b>Prostorové a energetické rozložení hustoty toku, spektrální indexy</b>	<b>8</b>
<b>5</b>	<b>Měření kinetických parametrů</b>	<b>9</b>
<b>6</b>	<b>Režimy a provoz neutronových detektorů</b>	<b>10</b>
<b>7</b>	<b>Neutronové zdroje</b>	<b>11</b>
<b>8</b>	<b>Spektrometrie neutronů</b>	<b>12</b>
<b>9</b>	<b>Interakce gamma záření</b>	<b>13</b>
9.1	Základní poznatky . . . . .	13
9.1.1	Zdroje fotonů . . . . .	13
9.1.2	Členění fotonů . . . . .	13
9.2	Interakce gamma záření s látkou . . . . .	14
9.2.1	Primární interakce . . . . .	14
9.2.2	Druhotné efekty . . . . .	17
9.3	Charakteristika gamma spektra . . . . .	18
9.3.1	Tvar gamma spektra . . . . .	18
9.3.2	Další efekty . . . . .	20
9.3.3	Měření . . . . .	20
9.4	Detektory gamma záření . . . . .	21
9.4.1	Základní typy detektorů . . . . .	21
9.4.2	Základní charakteristiky . . . . .	22
9.4.3	Kalibrace detektorů . . . . .	23
<b>10</b>	<b>Aktivační měření, gama spektroskopie</b>	<b>25</b>
10.1	Zdroje neutronů . . . . .	25
10.1.1	Radionuklidové zdroje . . . . .	25
10.1.2	Zbylé zdroje . . . . .	26
10.1.3	Zdroje pro aktivační měření . . . . .	26
10.2	Fyzikální principy aktivačních měření . . . . .	27
10.2.1	Reakční rychlost . . . . .	27
10.2.2	Generátorové rovnice . . . . .	28
10.2.3	Aplikace filtrů . . . . .	29
10.3	Využití gamma spektroskopie . . . . .	29
<b>11</b>	<b>Aktivační analýza</b>	<b>30</b>
11.1	Základní dělení . . . . .	30
11.1.1	Absolutní NAA . . . . .	30
11.1.2	Porovnávací NAA . . . . .	31
11.1.3	Metoda jednoho komparátoru . . . . .	31
11.1.4	Metoda $k_0$ standardizace . . . . .	31
11.2	Pracovní postup . . . . .	32
11.3	Využití NAA . . . . .	33
<b>12</b>	<b>Měření neutronů aktivační metodou</b>	<b>34</b>
12.1	Aktivační měření s dozimetrickými foliemi . . . . .	34
12.1.1	Měření účinných průřezů . . . . .	34
12.1.2	Spektrometrie neutronových polí . . . . .	35

12.1.3 Stanovení štěpných výtěžků . . . . .	35
<b>13 Využití výzkumných reaktorů</b>	<b>36</b>
<b>14 Konstrukce a provoz výzkumných reaktorů</b>	<b>37</b>
<b>15 Bezpečnost výzkumných reaktorů</b>	<b>38</b>

# **1 Metody měření reaktivity a stanovení charakteristiky absorpční tyče**

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

### 3 Kritický experiment

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



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

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

## **7 Měření základních charakteristik radionuklidových, generátorových a fotoneutronových zdrojů neutronů**

## **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  $\beta$ , pro vyšší  $Z$  i  $\alpha$ ). 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.  $^{90}\text{Sr}$  se rozpadá na  $^{90}\text{Y}$ , gamma foton vyzáří  $^{90}\text{Y}$ , ale v tabulkách ho najdu u  $^{90}\text{Sr}$ ). 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:

- $\beta^+$  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  $180^\circ$  (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.  $(n, \gamma)$ , 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, omptonovým rozptylem a tvorbou páru.

**Absorbční koeficient** = podíl energie pohlcené absorbčním 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 párů. Zbytek interakcí je z pohledu detekce zanedbatelný. Tím vznikají sekundární nabitě částice (elektrony), které je možné detekovat.

Celkovou pravděpodobnost interakce (mikroskopický účinný průřez  $\tau$ ,  $\sigma$  a  $\kappa$ ) je pak možné převést do **lineárního koeficientu zeslabení**, který vyjadřuje pravděpodobnost interakce na jednotku dráhy (makroskopický účinný průřez  $\mu$ ).

Z toho vychází i **střední volná dráha**  $\lambda$ :

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

a **zeslabovací zákon**:

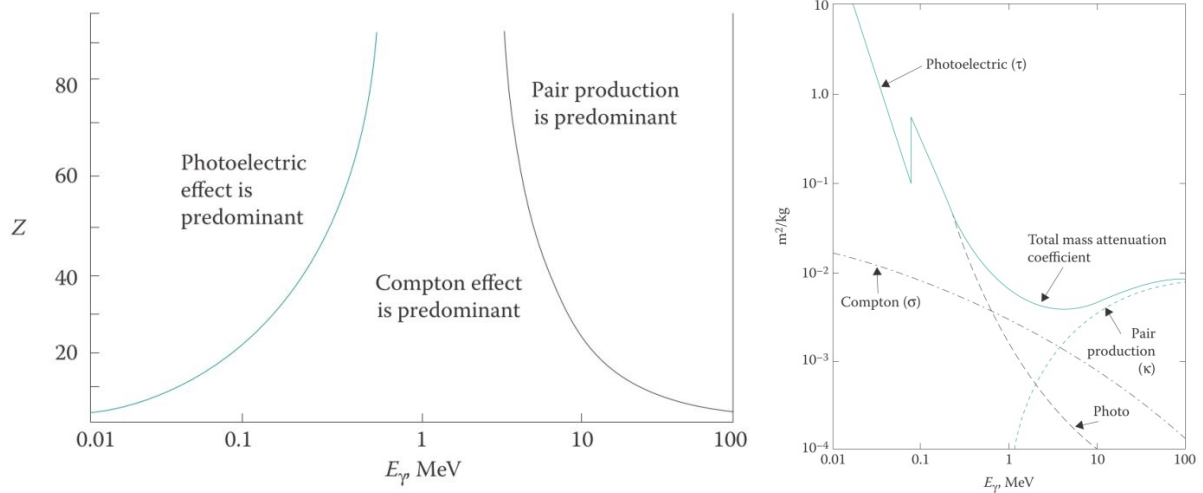
$$\boxed{\frac{I(x)}{I_0} = e^{-\mu x}.$$

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:

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



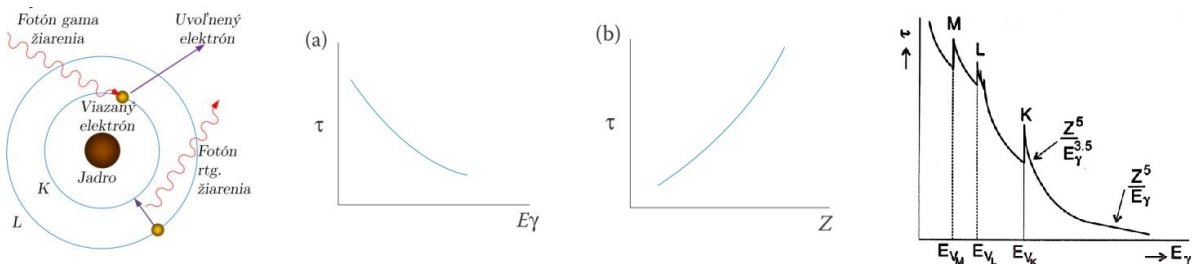
**Fotoefekt:** jde o jev, kdy primární foton interaguje s elektronem v obalu, odevzdá mu veškerou svoji energii, foton zanikne a tzv. fotoelektron je uvolněn (energie fotonu  $E_{\gamma}$  se rozdělí na vazebnou energii elektronu  $E_b$  a kinetickou energii elektronu  $E_e$ ):

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

Jde o dominantní reakci při absorpci do 200 keV. Pravděpodobnost reakce (účinný průřez reakce  $\tau$ ) klesá s energií  $E_{\gamma}$  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 schopen vyrazit elektron z K orbitalu,  $\tau$  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  $\theta$  s novou energií (resp. vlnovou délkou) dle vztahu:

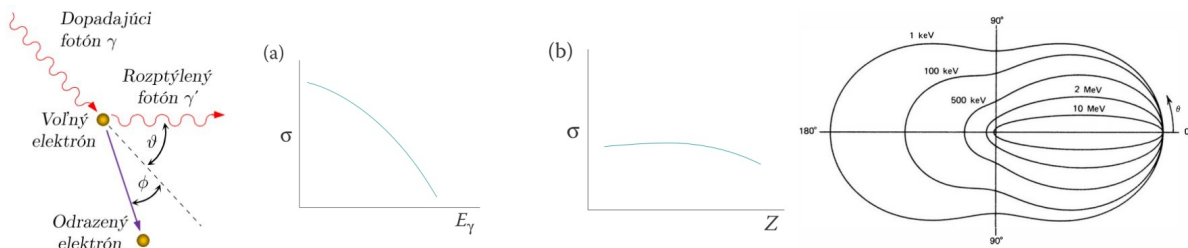
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))}.$$

Dochází k němu pro vší energie, pokud je energie nalétávajícího fotonu vyšší, než vazebná energie elektronu v obalu. Pravděpodobnost interakce (účinný průřez  $\sigma$ ) je úměrná  $Z$  a nepřímo úměrná energii  $E_\gamma$ :

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

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:

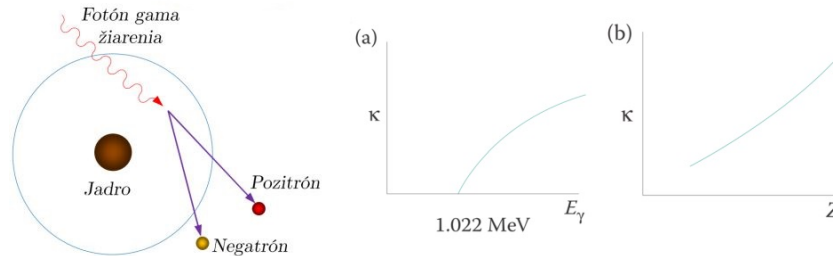
$$E = \frac{1}{2}(E_\gamma - 1022 \text{ keV}).$$

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

Pravděpodobnost interakce (účinný průřez  $\kappa$ ) roste s energií  $E_\gamma$  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:  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, np)$ ,  $(\gamma, \alpha)$  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.  $^{206}\text{Pb}$ ,  $^9\text{Be}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{14}\text{N}$  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  $^{40}\text{K}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  a produkty rozpadových řad (urany, radony apod.). Lze zamezit dobrým stíněním.

## 9.3 Charakteristika gamma spektra

### 9.3.1 Tvar gamma spektra

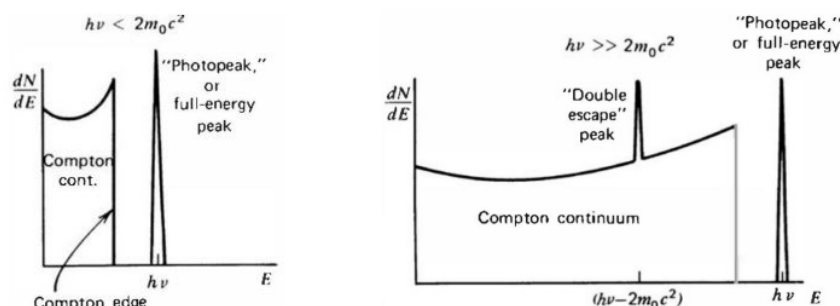
Spektrum, které zaznamenám, je dáno vlastnostmi detektoru.

**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.

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

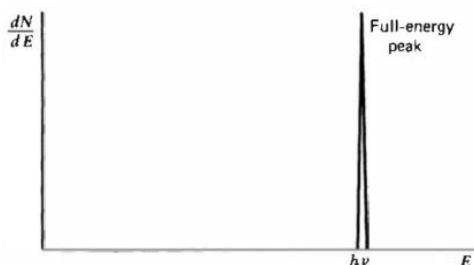


Obrázek 1: Tvar gamma spektra pro malý detektor ( $E_\gamma < 1022 \text{ keV}$  vlevo,  $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$  vpravo).

**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**.

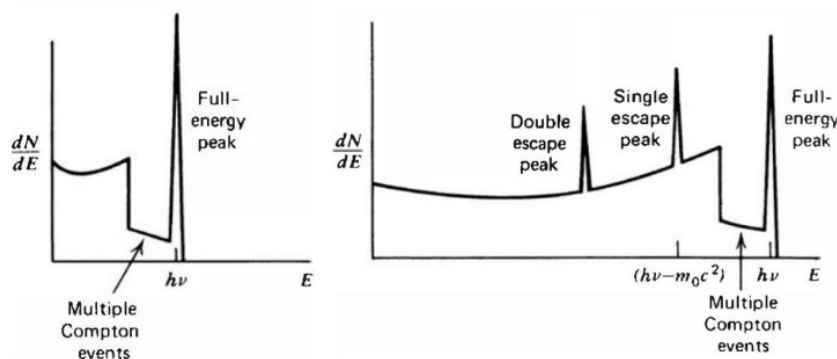


Obrázek 2: Tvar gamma spektra pro velký detektor.

**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 3: 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  $\theta$  a matematickým postprocessingem Comptonovo kontinuum eliminuju.

### 9.3.2 Další efekty

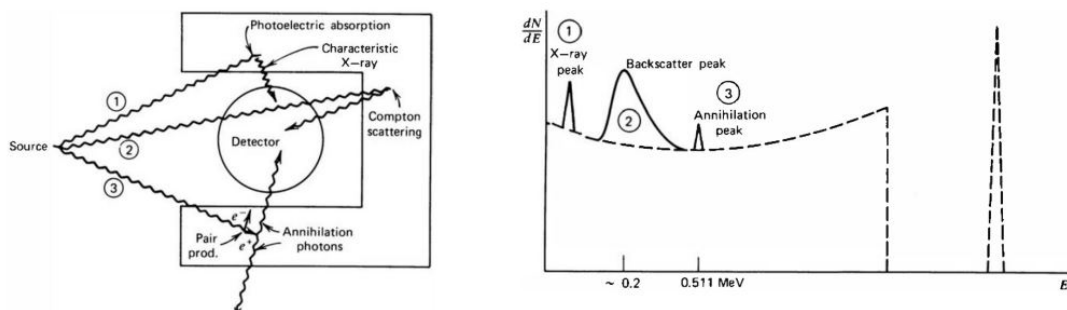
**RTG únikové peaky:** ty jsou způsobeny tím, že uniknou RTG fotony, které vzniknou kaskádou po fotoefektu (tzv. **XEP = X-ray Escape Peak**). V případě nekonečně velkého detektoru neuniknou a opět se veškerá energie deponuje v FEP.

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

**Anihilační peaky:** projeví se hlavně, je-li zářič  $\beta^+$  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  $\beta$  radioaktivní, mohou unikat  $\beta$  částice přímo ze zdroje a za vzniku brzdného záření zkreslovat spektrum. K tomu se používají filtry ( $\beta$  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 4: 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.

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

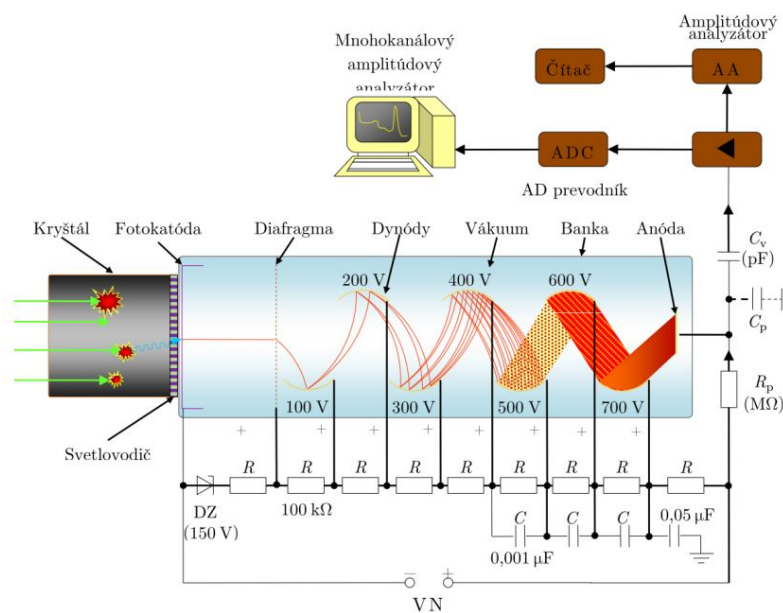
**MDA** = Minimální detekovatelná aktivita, jde o nejmenší aktivitu, které může být s jistotou měřené.

## 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 5: 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), CaF<sub>2</sub>(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.

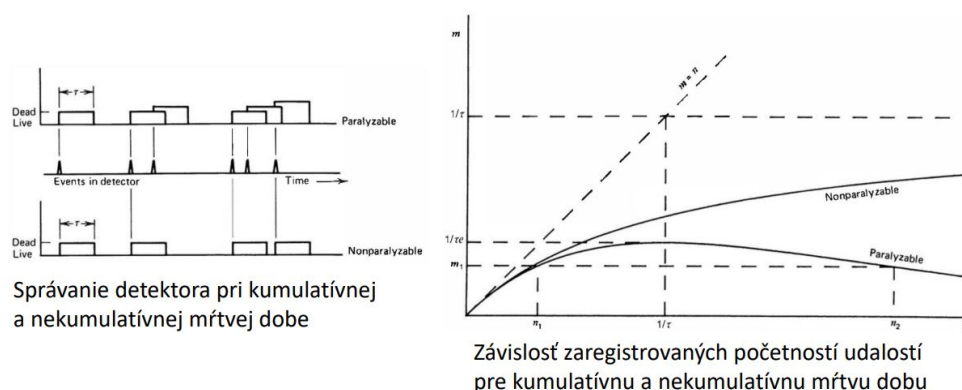
### 9.4.3 Kalibrace detektorů

**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).

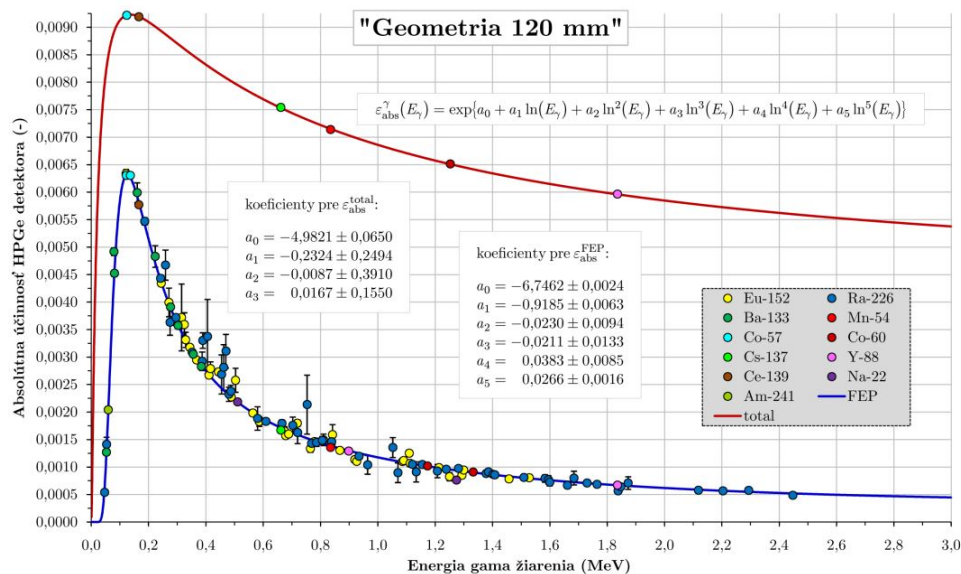
**Kalibrace na mrtvou dobu:** Pokud máme příliš vysokou mrtvou dobu, dochází ke ztrátám počítání signálů a ke ztrátě informací (větší aktivita může vést k přehlcení detektoru a k nárůstu mrtvé doby). Rozlišujeme:

- 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 6: 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  $^{252}\text{Cf}$  s  $T_{1/2} = 2,6$  let a s  $\nu = 3,75$  (3,1 % štěpení, zbytek  $\alpha$ ). Výsledkem je spojité spektrum v oblasti rychlých neutronů (střední energie 2,1 MeV) dle Wattovy distribuce:

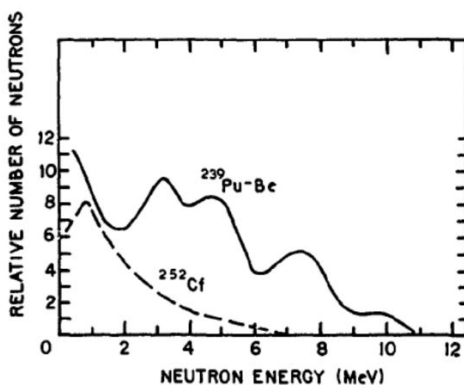
$$\chi(E) = Ae^{BE_n} \sinh(C \cdot E_n).$$

Emisivita komerčních zdrojů se pohybuje řádově  $10^9$  až  $10^{10}$  1/s, prodává se ve formě zapouzdřeného oxidu  $\text{CfO}_2$ .

**( $\alpha, n$ ) reakce:** jde o prahovou reakci na vybraných izotopech, primárně  $^9\text{Be}$ . V tomto důsledku vzniká i doprovodné gamma záření (4,4 MeV pro  $^9\text{Be}$ ).

K tomu se přidá  $\alpha$  zářič, který emituje primární  $\alpha$  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  $^{210}\text{Po}$  (poločas 138 dní),  $^{238}\text{Pu}$  (poločas 70 let, skoro žádná gamma),  $^{241}\text{Am}$  (poločas 400 let).

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



Obrázek 7: Srovnání emitovaného neutronového spektra pro spontánní štěpení a ( $\alpha, n$ ) reakce.

**( $\gamma, n$ ) reakce:** obdobné, opět prahové reakce na vybraných izotopech, primárně  $^9\text{Be}$  (1,67 MeV),  $^2\text{H}$  (2,23 MeV).

Vyžaduje vysokoenergetický gamma zářič ( $^{24}\text{Na}$ ,  $^{28}\text{Al}$ ,  $^{38}\text{Cl}$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ). 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

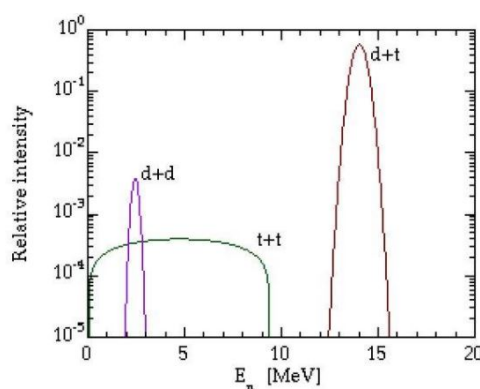
**Jaderné reaktory:** nejintenzivnější zdroje neutronů, spektrum v závislosti na typu reaktoru, moderace apod. Je možné vytvářet kolimované svazky (radiální kanál + kolimátor (trubka)) o intenzitách  $10^{10}$  1/s. V pulzním režimu až o několik řádů více.

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 8: 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) spojité 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 spojité 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/cm<sup>2</sup>/s,
  - tepelné i epitermální neutrony, primárně (n,γ) reakce, kde jsou velké účinné průřezy, které jsou dobře proměřené,

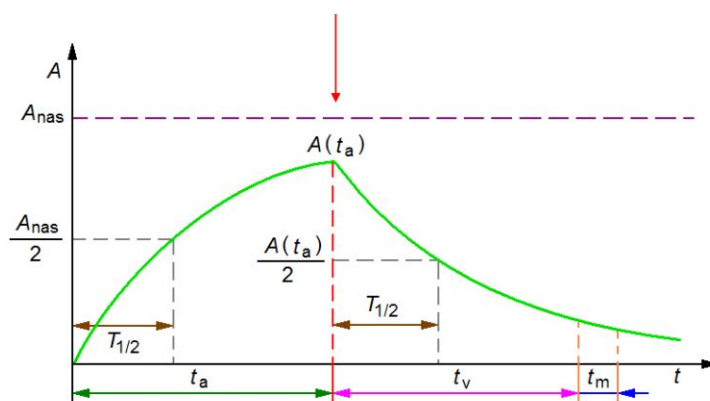
- případně možnost využít i prahové reakce  $(n,p)$ ,  $(n,2n)$  apod.
- Urychlovačem řízené zdroje:
  - toky alespoň  $10^{10}$   $1/\text{cm}^2/\text{s}$ ,
  - využívají se reakce  $p + \text{Be}$ ,  $d + \text{Be}$
  - primárně rychlé neutrony ve spojitém spektru (tlustý terčík)
  - problém je, že 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 saturované aktivitě (produkce a destrukce izotopu  $A$  je v rovnováze).



Po jeho vyjmutí se začne rozpadat, přenes se do laboratoře a začíná se měřit jeho aktivita, ze které je možné zpětně dopočítat **reakční rychlost**  $R$  ( $1/\text{s}$ ), 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  $^{24}\text{Na}$  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 absorbátory. Takto je možné odseparovat jednotlivé oblasti neutronového spektra.

$^{113}\text{Cd}$  je vhodné pro energie pod 2 eV, nezahřívá se, stačí ho 1 mm, aktivované kadmium rychle vymírá.  $^{10}\text{B}$  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 ( $n, \gamma$ ) 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	<sup>1</sup> La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
87	88	89	104	105													
Fr	Ra	<sup>2</sup> Ac	Rf	Db													
<sup>1</sup> 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		
<sup>2</sup> 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 $\gamma$ -radioactive isotopes																
	Radioactive isotopes can be produced. Limitation is short half-life or flux energy																
	Elements routinely determined by INAA																

Obrázek 9: 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.

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

### 11.1.2 Porovnávací NAA

Pokud dopředu vím, co hledám, tak spolu se vzorkem ozáším 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.

$$m = m_{\text{et}} \frac{P}{P_{\text{et}}}. \quad (2)$$

### 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.

$$m = k_i m_{\text{com}} \frac{P}{P_{\text{com}}}. \quad (3)$$

### 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  $Q_0$ .

$$m = m_{\text{com}} \frac{P I}{P_{\text{com}} I_{\text{com}}} \frac{1}{k_0} \frac{1 + \frac{Q_0^{\text{com}}}{f}}{1 + \frac{Q_0}{f}}, \quad f = \frac{\phi_{\text{th}}}{\phi_{\text{epi}}}. \quad (4)$$

Hodnoty  $\phi_{\text{th}}$  a  $\phi_{\text{epi}}$  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,  $\sigma_0$  průřez pro  $(n, \gamma)$  reakci na etalonu při energii  $E_0$  a  $I_0$  je rezonanční integrál pro energii  $E_0$ :

$$m = m_{\text{Au}} \frac{PI}{P_{\text{Au}} I_{\text{Au}}} \frac{1}{k_0} \frac{G_{\text{th, Au}} f + G_{\text{epi, Au}} Q_{0, \text{Au}}}{G_{\text{th}} f + G_{\text{epi}} Q_0}, \quad Q_0 = \frac{I_0}{\sigma_0}. \quad (5)$$

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  $t_{\text{real}}$ ) 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  $t_{\text{real}}$ ,
- 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.  $^{20}\text{F}$ . 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:

$$R = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) \sigma(E) dE = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{N_0 \varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}, \quad (6)$$

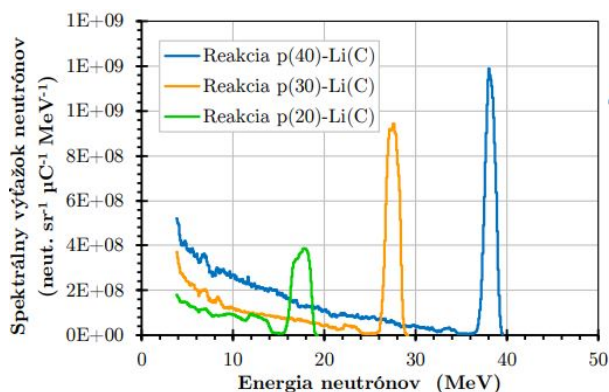
případně produkční rychlost (furt ty samé vztahy):

$$P = \frac{S \lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{\varepsilon I (1 - e^{-\lambda t_a}) e^{-\lambda t_v} (1 - e^{-\lambda t_{real}})}. \quad (7)$$

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

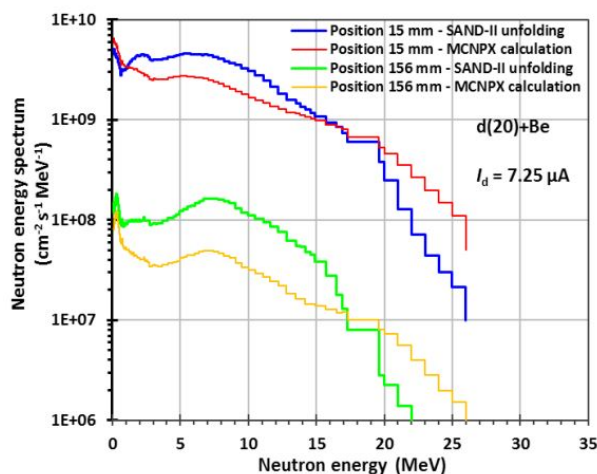
Tím, jak měním rychlost primárních protonů jsem schopný sekundární neutronový peak posouvat do různých energiích. Tyto sekundární neutrony poté ozařují zkoumaný materiál, jehož

účinný průřez měřím. Takto změřím několik bodů (dle energie), které poté vyhodnocuji a dle čehož stanovím závislost  $\sigma$  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 11: Zpětná rekonstrukce neutronového spektra pro reakci  $(d + Be)$ .

### 12.1.3 Stanovení štěpných výtěžků

Nic jsme si o tom neříkali, ale předpokládám, že ozáří 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