



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

CHARAKTERIZACE NEUTRONOVÉHO AMBE ZDROJE POMOCÍ PRAHOVÝCH AKTIVAČNÍCH DETEKTORŮ

CHARACTERIZATION OF THE NEUTRON AMBE SOURCE USING THRESHOLD ACTIVATION DETECTORS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Jiří Burian

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Dušan Král

BRNO 2019

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

Student: Jiří Burian

ID: 186418

Ročník: 3

Akademický rok: 2018/19

NÁZEV TÉMATU:

Charakterizace neutronového AmBe zdroje pomocí prahových aktivačních detektorů

POKyny PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Proveďte rešerši prahových aktivačních detektorů používaných pro charakterizaci neutronového pole.
2. Seznamte se s metodami neutronové aktivační analýzy a gama spektrometrie pomocí polovodičových a scintilačních detektorů.
3. Proveďte precizní energetickou a účinnostní kalibraci HPGe detektoru.
4. Navrhněte a proveďte experiment na určení kvantitativních a kvalitativních vlastností neutronového pole AmBe zdroje ve zvolené geometrii.
5. Proveďte srovnání experimentálně zjištěných hodnot se simulací a s dostupnými parametry těchto zdrojů.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 4.2.2019

Termín odevzdání: 27.5.2019

Vedoucí práce: Ing. Dušan Král

Konzultant:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

BURIAN, J. Charakterizace neutronového AmBe zdroje pomocí prahových aktivačních detektorů. Bakalářská práce. Brno: Ústav elektroenergetiky FEKT VUT v Brně, 2019, 65 stran.

„Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Charakterizace neutronového AmBe zdroje pomocí prahových aktivačních detektorů jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.“

V Brně dne: 27. 5. 2019

.....

ABSTRAKT

Pro charakterizaci neznámého zdroje neutronového pole nebo materiálů neznámého složení se využívá neutronová aktivační analýza. Pomocí známých reakcí, které proběhnou v aktivačním detektoru vlivem působení neutronového pole, jejich změřením a vyhodnocením, dokážeme popsat složení zdroje v případě, že známe materiálové složení aktivačního detektoru, nebo naopak neznáme-li materiály, ze kterých je aktivační detektor vyroben, můžeme je zjistit, vložíme-li tento detektor neznámého složení do působení neutronového záření známého původu.

KLÍČOVÁ SLOVA: Aktivační analýza, aktivační detektor, AmBe, gama spektrometrie, HPGe, neutronový zdroj,

ABSTRACT

Neutron activation analysis is used to characterize an unknown neutron field source or material of unknown composition. Using known reactions that take place in the activation detector due to the action of the neutron field, their measurement and evaluation, we can describe the composition of the source if we know the material composition of the activation detector, or, conversely, if we do not know the materials from which the activation detector is made, we can find out if we put this detector of unknown composition into the action of neutron radiation of known origin.

KEY WORDS: Activation analysis, activation detector, AmBe, gamma spectroscopy, HPGe, neutron source

PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu bakalářské práce panu Ing. Dušanu Královi za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci. Také bych chtěl poděkovat panu Ing. Karlu Katovskému, PhD. za možnost konzultace a poskytnuté cenné rady. Další poděkování směřuje do jaderné elektrárny Dukovany, zejména paní Lindě Navrátilové, panu Ing. Jiřímu Geržovi a panu Petru Pokornému, Jejich kolegům za vstřícné jednání, pomoc nad rámec povinností, trpělivost, odborné rady i za poskytnutí kvalitních materiálů použitých v této bakalářské práci.

Obsah

Úvod	5
1 Neutronové zdroje	6
1.1 Neutrony	6
1.1.1 Rozdělení neutronů	6
1.2 Zdroje neutronů	7
1.2.1 Reakce (n; xn)	8
1.2.2 Reakce (α ; n)	8
1.2.3 Reakce (β ; n)	8
1.2.4 Reakce (p; n)	9
1.2.5 Jaderné štěpení	10
1.2.6 Jaderná fúze	11
1.3 Příklady neutronových zdrojů	13
1.3.1 Výzkumný reaktor VR-1	13
1.3.2 Výzkumný reaktor LVR-15	13
1.3.3 Cyklotron U-120M	15
1.3.4 Cyklotron TR-24	16
1.3.5 Výzkumný reaktor TRIGA Mark II	17
1.3.6 Výzkumný reaktor IBR-2	18
1.3.7 Nový Evropský spalační zdroj	20
1.3.8 Laboratorní $^{241}\text{AmBe}$ neutronový zdroj	20
2 Detektory neutronů	22
2.1 Rozdělení detektorů	22
2.1.1 Aktivní a pasivní detektory	22
2.1.2 Kontinuální a integrální detektory	23
2.1.3 Kvalitativní rozdělení	23
2.1.4 Rozdělení podle principu detekce	23
2.2 Některé příklady detektorů	24
2.2.1 Plynové proporcionální detektory	24
2.2.2 Geiger-Müllerovy počítače	24
2.2.3 Detektory rychlých neutronů	25
2.2.4 Prahové aktivační detektory a spektrometry	27
3 Praktická část	28
3.1 Energetická kalibrace HPGe detektoru	28
3.2 Měření účinnosti detektoru	30

3.2.1	Píková efektivita	30
3.2.2	Totální efektivita	34
3.3	Návrh aktivačního detektoru	37
3.3.1	Volba tloušťky fólií	39
3.3.2	Sestavení aktivačního detektoru	40
3.4	Průběh ozařování	41
3.5	Měření spektra a vyhodnocení	42
3.5.1	Určení rozpadové křivky	45
3.5.2	Výpočet reakční rychlosti	47
	Závěr	49
	Literatura	50
	Seznam symbolů, veličin a zkratk	54
	Seznam příloh	55
	A Obrázková příloha k bakalářské práci	56
A.1	Program Gamwin	56
A.2	Dokumentace měření	57
	B Pomocné tabulky pro výpočty	63

Seznam obrázků

1.1	Příklad jaderného štěpení.	11
1.2	Jaderná fúze.	12
1.3	Reaktor LVR-15.	15
1.4	Základní princip cyklotronu	16
1.5	Průřez reaktorem TRIGA Mark II	18
1.6	Schéma reaktoru IBR-2	19
1.7	Čtvrtinový řez 3D modelem $^{241}\text{AmBe}$ zdroje	21
1.8	Čtrtinový řez 3D modelem stendu „Svíčka“	21
2.1	Průřez plynovým proporcionálním detektorem	25
2.2	Bonnerovy koule	26
2.3	Použití Bonnerova detektoru v jaderné elektrárně Dukovany	26
3.1	Energetická kalibrace HPGe detektoru	29
3.2	Píková efektivita HPGe detektoru	33
3.3	Totální efektivita HPGe spektrometru	36
3.4	Porovnání grafů účinných průřezů	38
3.5	Píková efektivita HPGe detektoru po korekci	44
3.6	Průřez HPGe spektrometrem	44
3.7	Rozpadová křivka pro měděnou fólii	46
3.8	Rozpadová křivka pro zlatou fólii	46
A.1	Grafické rozhraní programu GAMWIN	56
A.2	Grafické rozhraní programu GAMWIN	56
A.3	Pohled na box s $^{241}\text{AmBe}$ zdrojem	57
A.4	Detailní záběr měřících šachet stendu	57
A.5	Fólie prvního aktivačního detektoru	58
A.6	Fólie druhého aktivačního detektoru	59
A.7	Kalibrační zářiče	59
A.8	HPGe spektrometr	60
A.9	Elektronika HPGe spektrometru	61
A.10	Pohled do HPGe spektrometru	62

Seznam tabulek

1.1	Energetické rozdělení neutronů	7
1.2	Parametry reaktoru VR-1	14
1.3	Parametry reaktoru LVR-15	15
1.4	Parametry cyklotronu TR-24	17
1.5	Vybrané parametry reaktoru TRIGA Mark II	18
3.1	Hodnoty píkovej efektivity	32
3.2	Vypočítané hodnoty totální efektivity	36
3.3	Sestavení prvního aktivačního detektoru	40
3.4	Sestavení druhého aktivačního detektoru	41
3.5	Píková efektivita HPGe detektoru před a po korekci	43
3.6	Vypočítané hodnoty reakčních rychlostí	48
B.1	Pomocná tabulka pro výpočet ϵ_{FEP} na 5 mm	63
B.2	Pomocná tabulka pro výpočet ϵ_{FEP} na 30 mm	64
B.3	Pomocná tabulka pro výpočet ϵ_{FEP} na 30 mm	65

Úvod

Každý den jsme obklopeni mnoha různými typy záření. Tato záření mohou mít přirozený nebo umělý původ a v této souvislosti nás nejčastěji napadne UV nebo infračervené záření, což jsou jen složky celého spektra elektromagnetického záření. Záření mohou mít různé vlnové délky, energie a další vlastnosti, které ovlivňují jejich působení na materiály a živé tkáně.

Ionizující záření¹ má původ v jaderných reakcích. Ať už se jedná o radioaktivní přeměnu, jaderné štěpení, či jadernou fúzi, je toto záření nedílnou součástí dnešního života a bez jeho znalosti bychom se v moderním světě těžko obešli. Abychom mohli v běžné praxi s radioaktivním zářením pracovat a využívat je v náš prospěch, musíme je umět změřit a popsat nebo zjistit jeho přítomnost. Například měření hustoty neutronového toku je velice důležité pro řízení štěpných reaktorů, které se používají v jaderných elektrárnách, a umožňuje tak jejich bezpečný a spolehlivý provoz. Další z metod pro popis záření je zjištění spektra, jehož výstup nám umožní zjistit složení zdroje daného záření nebo ozařovaného vzorku. Tou je například neutronová aktivační analýza (NAA), kterou se budeme zabývat v této práci.

Ionizující záření se dělí na přímo a nepřímo ionizující. U přímo ionizujícího záření je to snadné, neboť jeho nosiči jsou elektricky nabitě částice, k jejichž detekci se dá využít elektromagnetických nebo elektromechanických detekčních přístrojů. V případě nepřímo ionizujícího záření není možné použít stejných postupů jako u přímo ionizujícího, protože nosiči nemají žádný elektrický náboj (neutrony, fotony). Proto je nutné za pomoci reakcí ve speciálních materiálech nepřímo ionizující záření přeměnit na takové, se kterým lze již plnohodnotně pracovat.

Pokud se aktivační detektor složený z několika různých materiálů vystaví působení neutronového pole generovaného třeba $^{241}\text{AmBe}$ zdrojem, lze z reakcí vzniklých v materiálech aktivačního detektoru charakterizovat zdroj neutronového záření, nebo naopak známe-li zdroj neutronů, můžeme tak zjistit vlastnosti neznámých materiálů aktivačního detektoru.

Práce si klade za cíl seznámení se základní problematikou neutronů, jejich zdrojů a detekce. Uvedené budou některé konkrétní příklady neutronových zdrojů ve světě i u nás, představeny budou také některé základní typy detektorů. V kapitole věnované měření bude podrobně popsán postup práce při charakterizaci spektra neutronového $^{241}\text{AmBe}$ zdroje pomocí prahového aktivačního detektoru. Popis bude věnován také návrhu a sestavení aktivačního detektoru a práci s HPGe spektrometrem. Dosažené výsledky budou uvedeny a diskutovány, na konec bude vše stručně shrnuto v závěru.

¹též nesprávně označované jako radioaktivní záření

1 Neutronové zdroje

V této kapitole se budeme zabírat nejprve samotnými neutrony, avšak jen okrajově a v takovém rozsahu, jaký je potřebný k naplnění cílů práce. Dále budou představeny zdroje neutronů, tedy reakce, které stojí za uvolněním neutronu nebo svazku neutronů z atomového jádra do okolního prostoru. Na závěr následuje výčet různých zařízení, které se používají jako neutronové zdroje a jejich vlastnosti.

1.1 Neutrony

Neutrony jsou základní stavební částicí atomu a spolu s protonem tvoří atomové jádro. Přítomnost neutronu uvnitř atomového jádra je klíčová, neboť by žádné jádro složené pouze z protonů (mimo vodíku, který má jen jeden proton) neudrželo pohromadě a bylo by rozmetáno elektromagnetickými silami stejně nabitých protonů.

Klidová hmotnost neutronu se rovná $m_n = 1,674\,954 \cdot 10^{-27}$ kg a na rozdíl od protonu nemá žádný elektrický náboj. Mimo atomové jádro je neutron nestabilní a rozpadá se přeměnou beta asi za 14,7 minuty na proton, elektron a elektronové antineutrino. Volné neutrony jsou snadno a rychle absorbovány atomovými jádry látky skrze kterou prolétají, tudíž k rozpadu neutronu dochází jen velice zřídka, případně musí být uměle řízen a naplánován.[3]

1.1.1 Rozdělení neutronů

Pro pořádek je nutné rozdělit neutrony do kategorií, které lépe a přesněji určí vlastnosti skupiny neutronů, které se v dané kategorii nacházejí. V atomové fyzice se nejčastěji můžeme setkat s rozdělením podle energie neutronu, pro řízení jaderných štěpných reaktorů je důležité též časové rozdělení neutronu.

Energetické hledisko

Jelikož neutron nemá žádný elektrický náboj, rozumíme energetickým rozdělením neutronů dělení podle kinetické energie neutronu. Protože kinetická energie jednoho neutronu v Joulech je velmi malé číslo, zavedla se jednotka eV (elektronvolt). Jeden elektronvolt odpovídá takové kinetické energii, kterou získá **elektron** při průchodu napěťovým rozdílem 1 voltu ve vakuu.[5].

Její hodnota v Joulech činí:

$$1 \text{ eV} = 1,602176487 \cdot 10^{-19} \text{ J} \quad (1.1)$$

Hodnota jednoho elektronvoltage číselně odpovídá také velikosti náboje elektronu v C. Základní energetické rozdělení neutronů je zobrazeno v tabulce 1.1.

Tab. 1.1: Energetické rozdělení neutronů [4].

Neutrony	Energie
Ultrachladné	$< 10^{-6}$ eV
Chladné a velmi chladné	10^{-6} eV až 0,0005 eV
Tepelné neutrony	0,002 eV až 0,5 eV
Epitermální a rezonanční	0,5 eV až 1000 eV
Pomalé neutrony	< 1 keV
Neutony středních energií	1 keV až 500 keV
Rychlé neutrony	0,5 MeV až 20 MeV
Neutrony vysokých energií	20 MeV až 100 MeV
Relativistické neutrony	0,1 GeV až 10 GeV
Ultrarelativistické neutrony	> 10 GeV

Časové hledisko

Z časového hlediska se neutrony dělí podle jejich střední doby života, neboli dle doby vzniku při štěpné reakci v jaderných štěpných reaktorech. Takto je můžeme rozdělit na **Okamžité neutrony** a **Zpožděné neutrony**.

Okamžité neutrony které jsou uvolňované ihned při štěpné reakci v tepelném štěpném reaktoru (např. v jaderné elektrárně) tvoří většinu uvolněných neutronů v průběhu štěpení. Okamžitých neutronů bývá až 99,3 %. Střední doba života okamžitých neutronů se pohybuje okolo hodnoty 10^{-4} s. Jelikož je střední doba života těchto neutronů příliš krátká, jsou pro řízení štěpné reakce v tepelném reaktoru nevhodné.

Zpožděné neutrony jsou emitovány ze štěpných trosků se zpožděním až několika sekund. Zpožděných neutronů bývá jen 0,7 % a jejich střední doba života je přibližně 0,1 s. Díky těmto vlastnostem je možné řídit štěpnou reakci v tepelných štěpných reaktorech [2].

Pro jiné typy reaktorů (např. pro rychlé reaktory) toto rozdělení neplatí, protože podíl zpožděných a okamžitých neutronů je odlišný.

1.2 Zdroje neutronů

Za neutronový zdroj jsou označovány zařízení či předměty, které do svého okolí emitují neutrony. Samotný neutron, nebo neutronový svazek je však vyvolán vnitro atomovou jadernou reakcí, ke které dochází po interakci atomového jádra s cizí částicí, s jiným jádrem, po nepružném rozptylu, nebo při jaderné přeměně.

1.2.1 Reakce (n; xn)

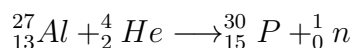
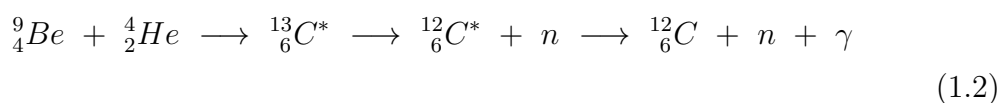
Příkladem jaderné reakce po níž následuje vyzáření neutronu budiž (n, xn) reakce, tedy reakce jádra s volným neutronem. Neutron snadno proniká do atomového jádra, jelikož nemusí překonávat odpuzivé síly elektricky nabitých částic (protonů). Po absorpci neutronu se jádro dostává do excitovaného (energeticky nabuzeného) stavu, z něhož se jádro zpět do nižšího stavu může dostat emisí neutronu. Emitován může být dva, nebo i více neutronů, jejichž počet se dosadí za proměnnou x .

Zvláštní případ nastává, dojde-li k uvolnění jednoho neutronu z excitovaného jádra. Emitovaný neutron má odlišnou kinetickou energii, než jakou měl neutron do jádra vstupující, který reakci způsobil. V tomto případě se takové reakce označují jako reakce (n;n'), neboli nepružný rozptyl. Volný neutron může také rozštěpit nestabilní jádro, kdy vznikají štěpné produkty a do okolního prostoru jsou emitovány další neutrony.

Reakcí (n; nx) se využívá například při neutronové aktivační analýze u silnějších neutronových zdrojů, nebo pro měření účinných průřezů.

1.2.2 Reakce (α ; n)

Reakce (α , n) jsou takové reakce, při kterých je z jádra atomu emitován neutron po absorbování částice alfa (He). Alfa částice vzniká jako produkt radioaktivní alfa přeměny, při níž se atomové jádro nestabilního prvku zbavuje dvou protonů a dvou neutronů – částice alfa, neboli jádra helia – aby se stalo stabilnějším a lehčím. Příklad (α ,n) reakce je uveden v rovnici 1.2, v níž hvězdička nad značkou prvku označuje excitované jádro [1],[9],[10].



Reakcí (α ; n) se využívá u malých neutronových zdrojů, jako jsou například ${}^{241}\text{AmBe}$ nebo ${}^{239}\text{PuBe}$ neutronové zdroje.

1.2.3 Reakce (β ; n)

Reakce (β , n), obdobně jako u (α , n), jsou reakce, kdy je volný neutron vyzářen z atomového jádra po absorbování beta částice. Beta radioaktivní přeměna bývá nejčastěji β^- , avšak můžeme se setkat také s přeměnou β^+ . Beta částice je vyzářená z mateřského atomového jádra, které se tak zbavuje přebytečného neutronu a stává

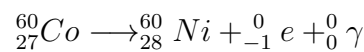
se jádrem jiného prvku s protonovým číslem větším o jedna oproti mateřskému jádru, avšak se stejným nukleonovým číslem. Samotná částice beta je elektron, který vznikl přeměnou neutronu na proton, elektron a antineutrino (rovnice 1.3). Beta částice je pak z jádra vyzářena vysokou rychlostí ven do prostoru.



K radioaktivní β^+ přeměně dochází, když se nadbytečný proton v jádře atomu mateřského prvku přemění na neutron, pozitron (kladně nabitý elektron) a neutrino. Po této přeměně má výsledné jádro o jeden proton méně, jeho nukleonové číslo se však nemění.

K β^- přeměnám dochází u takových jader, které mají nadbytek neutronů a málo protonů, k β^+ přeměnám naopak tam, kde je v jádře více protonů než neutronů [9],[10].

Příklad β^+ a β^- přeměny se nachází v rovnicích 1.4 a 1.5. Samotná částice beta mínus je elektron, v případě beta plus se jedná o pozitron, což je antičástice k elektronu. Reakcí (β ; n) se využívá ke generování neutronů u elektronových urychlovačů.



1.2.4 Reakce (p; n)

Když mluvíme o reakci (p⁺, n), máme tím na mysli reakci protonu s atomovým (terčovým) jádrem. Na rozdíl od neutronu musí proton překonat odpuzivé elektrické síly (tzv. Coulombovské síly) kladně nabitého jádra, aby do něj vnikl a dokázal vyvolat uvnitř reakci. K tomu je potřeba proton urychlit a dát mu vysokou kinetickou energii od stovek keV až po jednotky MeV. Nejnižší energie, kterou musí získat proton k uskutečnění jaderné reakce, se nazývá prahová energie. Nad touto energií se zvyšuje účinný průřez reakce, který však od určité horní energetické hranice opět klesá, neboť proton s příliš vysokou energií nezůstává uvnitř jádra dostatečně dlouho, čímž se snižuje pravděpodobnost vyvolání jaderné reakce.

Při nejvyšších energiích protonů, které přesahují hodnotu stovek MeV, se setkáváme s tříštivými reakcemi. Během tříštivé reakce je jádro rozbito, podobně jako

u štěpení, a do okolního prostoru jsou emitovány některé částice z jádra (protony nebo neutrony) [9].

Proton se urychluje elektrickým polem v urychlovači, který může být konstruovaný jako lineární, nebo kruhový. Urychlování protonů se hojně využívá ve výzkumných laboratořích věnujících se atomovému nebo částicovému výzkumu, protože protonu lze dodat přesnou velikost požadované energie. Urychleným svazkem protonů se odstřeluje terčové jádro (Pb, W, Li, Sn, ...) a po této reakci se uvolní velké množství volných neutronů.

Accelerator Driven Transmutation Technologies (*Urychlovačem řízené transmutační technologie*) (ADTT), jedná se o zařízení podobná jadernému štěpnému reaktoru, avšak s tím rozdílem, že jsou provozována v podkritickém stavu. Na kritický stav, a tedy trvale udržitelné štěpení, se reaktor dostává díky umělému dodávání volných neutronů do AZ reaktoru, které pocházejí z terčových jader materiálu, například wolframu, odstřelovaného urychleným svazkem protonů. Takto dodávané neutrony, vyrovnávají jinak podkriticky probíhající štěpení. Výhodou tohoto systému je, že pokud by došlo k náhlému problému, je možné rychle a bezpečně zastavit štěpnou reakci. O bezpečné odstavení se postará samotný princip systému, kdy po ukončení odstřelování terčového jádra se v reaktoru nenachází dostatek volných neutronů pro průběh štěpné reakce. [9],[12].

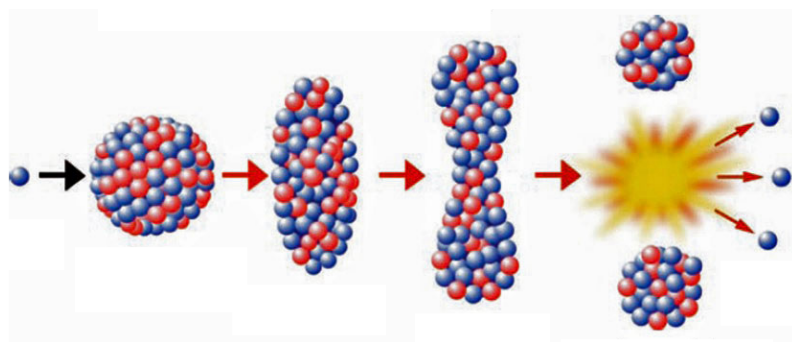
Další známé reakce jádra s cizí částicí, po nichž následuje emise neutronu, jsou reakce (γ , n) používané u elektronových urychlovačů, jakým je ku příkladu mikrotron MT25 nacházející se v Karlínském tunelu v Praze. Reakce (D, n), reakce jádra s fotonem nebo s částicemi pocházejícími z kosmického prostoru, atd. . .

1.2.5 Jaderné štěpení

Jiný proces, jehož výsledkem je emise neutronů, je proces jaderného štěpení. Během jaderné štěpené reakce jsou jádra těžkých prvků rozbita na dva, výjimečně na tři, produkty (štěpné fragmenty) přičemž dochází i k uvolnění energie a emisi neutronů.

Silná vazebná energie držící atomové jádro pohromadě má jen krátký dosah menší než 10^{-13} cm. Z toho důvodu nelze „sestavit“ libovolně velké jádro. Vstoupí-li do jádra těžkého prvku volný neutron, dostane se jádro do excitovaného stavu a začne oscilovat. Kvůli těmto oscilacím se jádro začne deformovat a z původně kulového tvaru se dostává do válcovitého tvaru, který se vlivem elektrických odpudivých sil neustále protahuje a ve svém středu zužuje. Nakonec se jádro rozdělí na fragmenty, které se od sebe rozletí vlivem Coulombovských odpudivých sil a převezmou si asi 90 % energie. Neutrony, které zůstaly ve zúženém místě se po rozštěpení velmi rychle rozletí do okolí. Neutrony mohou být také vyzářeny excitovanými jádry fragmentů

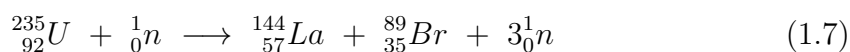
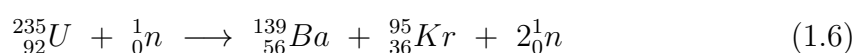
po štěpení.



Obr. 1.1: Příklad jaderného štěpení.

U zvláště těžkých jader se můžeme setkat s výjimečným jevem spontánního štěpení, štěpnou reakci je však možné vyvolat i uměle a řídit ji, čehož se v dnešní době využívá k získávání elektrické nebo tepelné energie. Neutrony emitované ihned při štěpné reakci se nazývají okamžité neutrony, se zpožděním několika sekund však mohou vzniknout i opožděné neutrony. Více k této problematice je napsáno v kapitole 1.1.1.

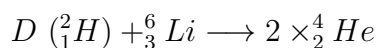
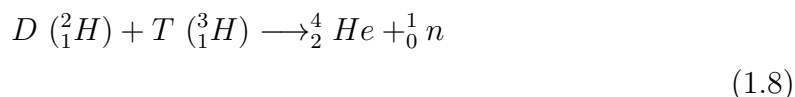
Jako příklad štěpné reakce si uvedme štěpení nejběžněji štěpeného radionuklidu, uranu ^{235}U . Dva možné průběhy štěpení udávají rovnice 1.6 a 1.7. Všechny možných průběhů jaderné štěpné reakce existuje celá řada, mají pravděpodobnostní charakter a jsou popsány tzv. „velbloudí křivkou“. Křivka má dva vrcholy připomínající velbloudí hrby (odtud název), z křivky lze vyčíst, které produkty mohou po rozštěpení vzniknout i pravděpodobnost jejich vzniku. Výsledkem po štěpení je kromě fragmentů, uvolněných neutronů také záření gama [9],[11].



1.2.6 Jaderná fúze

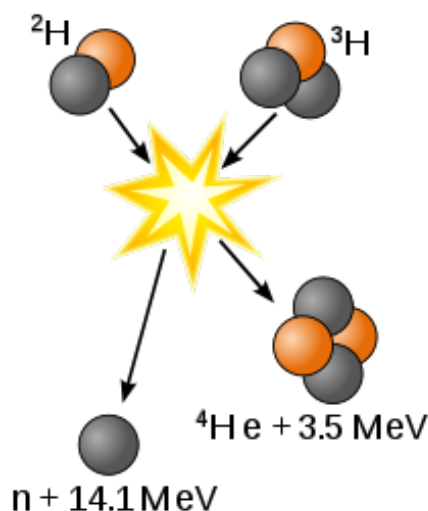
Jaderná fúze je reakce, při níž dochází ke slučování lehčích jader v jádra těžší vzájemnou srážkou lehčích jader. Jadernou fúzi lze označit za opačný proces od jaderného štěpení, při kterém se naopak jádra těžkých prvků štěpí na lehčí jádra. Nejčastěji jsou slučovány atomy vodíku (a jeho izotopy), neboť vodík je nejlehčím prvkem v periodické tabulce a k jeho sloučení postačí nejméně energie.

Aby došlo ke sloučení, musí se k sobě jádra přiblížit natolik, aby silná jaderná interakce „dosáhla“ na všechny nukleony a mohla tak udržet výsledné jádro pohromadě, aby nedošlo k jeho rozptýlení elektrickými odpuzivými silami (méně než 10^{-13} cm). Příklady jaderné fúze udává rovnice 1.8.



K uskutečnění fúzní reakce je potřeba dodat lehkým prvkům dostatečně velké množství energie, především pro překonání Coulombovských odpuzivých elektrických sil. Toho lze dosáhnout jedině urychlením částic na velké kinetické energie. Pro experimentální účely se používají urychlovače částic, avšak energie, kterou urychlovač částicím dodá, je vyšší, než energie získaná z fúzní reakce.

Pro energetické využití jaderné syntézy je potřeba vytvořit vhodné prostředí pro samovolný průběh fúzních reakcí. Takové reakce probíhají např. ve Slunci, avšak v současné době zatím nedokážeme vytvořit a trvale udržet horké plazma, ve kterém by díky tepelnému pohybu částic docházelo k termojadernému slučování [9],[13].



Obr. 1.2: Vizualizace možného průběhu jaderné fúze (viz rovnice 1.8).

Neutronové zdroje nalézají široké využití například v lékařství, v chemickém průmyslu, ve strojírenství, v materiálovém inženýrství, ve fyzikálním výzkumu, a v neposlední řadě také v energetice nebo výrobě zbraní.

1.3 Příklady neutronových zdrojů

V následující kapitole si uvedeme příklady umělých neutronových zdrojů. Seznámíme se zejména s významnějšími zdroji v Evropě a na území České republiky. Jako jediného zástupce malých zářičů bude představen $^{241}\text{AmBe}$ neutronový zdroj, se kterým bude v rámci bakalářské práce pracováno.

1.3.1 Výzkumný reaktor VR–1

Na Českém vysokém učení technickém v Praze se na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské na Katedře jaderných reaktorů nachází výzkumný reaktor VR–1, zvaný též „Vrabc 1“. Jedná se o štěpný lehkovodní reaktor štěpící obohacený uran ve formě oxidu uraničitého (UO_2) pokrytého hliníkem. Nominální tepelný výkon reaktoru činí 100 W. O moderaci i chlazení se stará lehká voda (H_2O), která současně slouží jako přirozené stínění, takže je možné snadno manipulovat s palivem a objekty uvnitř AZ reaktoru nebo do ní během provozu nahlížet. Reaktor je provozován za normálního atmosférického tlaku při teplotě okolo 20 °C (závisí na teplotě okolí). Protože má školní reaktor VR–1 malý výkon, stačí k jeho chlazení přirozené tepelné proudění, avšak kvůli vyšší bezpečnosti a lepšímu chlazení je v AZ nainstalované oběhové čerpadlo, které zajišťuje lepší průtok vody mezi trubkami palivových článků.

První snahy o vybudování reaktoru proběhly v šedesátých letech minulého století. Požadavek byl na vybudování zařízení vhodného k výuce a výcviku obsluhy reaktoru, a také použitelného jako neutronový zdroj k výzkumným účelům. Prvního kritického stavu dosáhl reaktor 3. prosince v roce 1990 v 16:25 hodin.

V reaktoru se pro spouštění nachází $^{241}\text{AmBe}$ neutronový zdroj o aktivitě 185 GBq a emisní četnosti $1,1 \cdot 10^7$ n/s. Hustota toku tepelných neutronů v reaktoru dosahuje hodnot $1 - 2 \cdot 10^9$ n/cm² · s [14]. Vybrané údaje o reaktoru VR–1 obsahuje tabulka 1.2 níže.

1.3.2 Výzkumný reaktor LVR–15

V Řeži v ÚJF se nachází výzkumný reaktor LVR–15. Jedná se o lehkovodní štěpný reaktor s tepelným výkonem do 10 MW. Poprvé byl spuštěn v roce 1957, tehdy ještě jako výzkumný reaktor VVR–S o tepelném výkonu 2 MW. Modernizace reaktoru proběhla v letech 1988 a 1989.

Reaktor je provozován v tří týdenních kampaních, po nichž vždy následuje deseti až čtrnácti denní odstávka, během které se AZ reaktoru vymění palivo a probíhají opravné a údržbové práce.

O chlazení i moderaci se stará lehká voda, která je primárním okruhem hnána pomocí pěti hlavních cirkulačních čerpadel a dvou čerpadel pro nouzové dochlazování

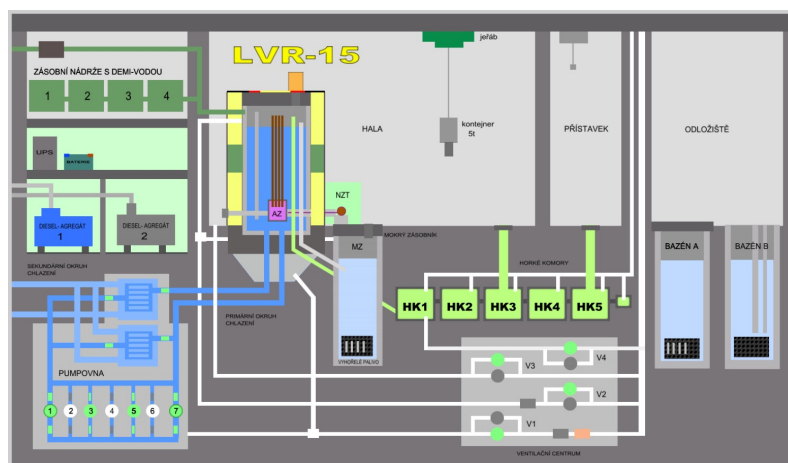
Tab. 1.2: Vybrané parametry výzkumného reaktoru VR-1 [14].

Vybrané parametry reaktoru VR-1	
Nominální tepelný výkon	100 W (krátkodobě 500 W)
Palivová směs	Al+UO ₂
Obohacení	19,7 % ²³⁵ U
Regulační systém	5 až 7 absorpčních tyčí
Moderátor	Lehká voda (H ₂ O)
Chladivo	Lehká voda (H ₂ O)
Výška reaktorové nádoby	4 720 mm
Průměr reaktorové nádoby	2 300 mm
Objem reaktorové nádoby	17 m ³
Hustota toku tepelných neutronů	1 až 2·10 ⁹ n/cm ² s
Neutronový zdroj	²⁴¹ AmBe, 185 GBq, emise 1,1 · 10 ⁷ n/s

napájených nezávislými zdroji elektrické energie. Maximální průtok vody I. O. je 2 000 m³/h. Tlak vody v reaktoru LVR-15 je atmosférický, tudíž lze systém označit jako beztlaký. Výstupní teplota z reaktoru LVR-15 při provozu nepřekračuje 60 °C. Vzniklé teplo je z AZ reaktoru odváděno přes tři chladicí okruhy až do řeky Vltavy. Před samotným vypuštěním musí kapalina projít řadou náročných kontrol, musí být bezzávadná a musí splňovat přísné limity a teprve po splnění všech podmínek smí být navrácena zpět do životního prostředí (např. teplota vracené vody do ŽP nesmí být vyšší, než o 1 °C oproti teplotě vody odebírané).

Reaktor slouží k výzkumným účelům v atomové fyzice, v jaderné energetice i v materiálovém inženýrství. Epitermálními neutrony je možné ozařovat různé vzorky nebo směsi materiálů, manipulovat s nimi, nebo provádět různé jiné experimenty podle požadavků a potřeb. Reaktor LVR-15 slouží také k výrobě radionuklidů pro použití v průmyslu a zdravotnictví a tvoří hlavní zdroj neutronů pro výzkumnou infrastrukturu CANAM a uživatele v režimu Open Access. Hustota neutronového toku dosahuje hodnot 7·10⁸ n cm²/s. Schéma reaktoru LVR-15 se nachází na obrázku 1.3 a souhrn informací v tabulce 1.3 [15],[16].

O bezpečný provoz a správné řízení reaktoru se stará 12 regulačních tyčí rozdělených do tří skupin: první skupinu tvoří kompenzační tyče, kterých je dohromady osm, ve druhé skupině se nacházejí tři bezpečnostní tyče a poslední tyč, automatický regulátor, je současně vnímán jako třetí a poslední samostatná skupina. Volné neutrony jsou absorbovány karbidem boru (B_4C) [15].



Obr. 1.3: Schéma výzkumného reaktoru LVR-15 [15].

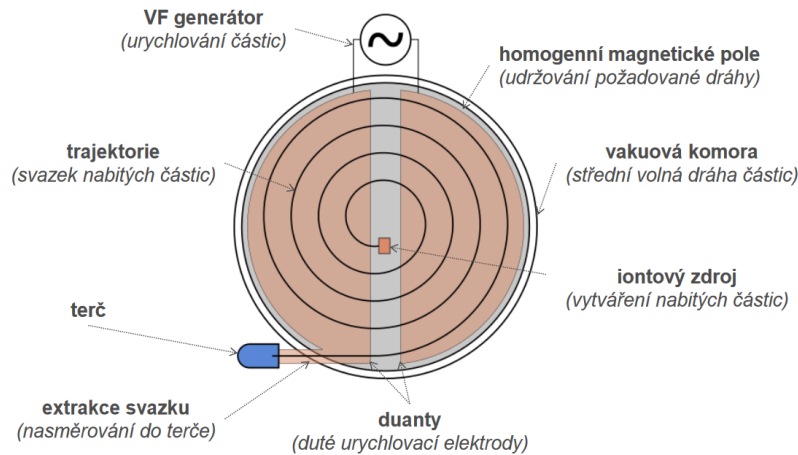
Tab. 1.3: Vybrané parametry výzkumného reaktoru LVR-15 [15].

Vybrané parametry reaktoru LVR-15	
Nominální tepelný výkon	10 MW
Palivová směs	Al+UO ₂
Obohacení	19,75 % ²³⁵ U
Regulační systém	12 absorpčních tyčí
Moderátor	Lehká voda (H ₂ O)
Chladivo	Lehká voda (H ₂ O)
Výška reaktorové nádoby	5 760 mm
Průměr reaktorové nádoby	2 300 mm
Objem reaktorové nádoby	22 m ³
Hostota toku neutronů	$7 \cdot 10^8$ n/cm ² s

1.3.3 Cyklotron U-120M

Cyklotron U-120M se nachází stejně jako reaktor LVR-15 ve výzkumném ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži u Prahy. Cyklotron je typ urychlovače, který má kruhovou dráhu pro urychlený projektil situovanou do spirály (obrázek 1.4). Urychlovat lze částice, atomová jádra nebo celé atomy, mají-li nenulový elektrický náboj. Urychlení je provedeno pomocí velice silného elektrického pole.

Vyvinut a zkonstruován byl v SÚJV Dubna (*Spojený ústav jaderných výzkumů v Dubně*), do provozu byl poprvé uveden v roce 1977. Cyklotron U-120M dokázal původně urychlovat pouze kladné ionty, avšak po modernizaci v letech 1996–1998 dokáže urychlovat také ionty záporné, čímž se podařilo zvýšit proud urychleného svazku protonů a deuteronů.



Obr. 1.4: Základní princip cyklotronu [17].

Jako projektily slouží v urychlovači ionty p , H^- , D^+ , D^- , ${}^3He^{2+}$, ${}^4He^{2+}$ a jako terč mohou být použity pevné, kapalně nebo plynné látky. Jako pevný terč slouží nejčastěji plíšek z berylia, kapalinové terče jsou ve formě roztoku vody s jinou látkou či ve vazbě s izotopem ($H_2O + 5 \text{ mMol ethanol}$, $[{}^{18}O] H_2O$, ...) a jako plynný terč slouží $N_2 + 0,5 - 2 \% O_2$.

Cyklotron U-120M pracuje s energiemi v rozmezí hodnot 1 až 55 MeV a bývá též hojně využíván jako zdroj rychlých neutronů. Na zařízení se provádí výzkum jaderných reakcí, biofyzikální výzkum, a také je možné je využít k výrobě radionuklidů [17],[18],[19].

1.3.4 Cyklotron TR-24

Cyklotron TR-24 se nachází opět ve výzkumném ústavu v Řeži u Prahy v oddělení urychlovačů. Oproti cyklotronu U-120M je TR-24 novější, pochází z Kanady (jedná se tedy o západní koncept), zkonstruován a poprvé uveden do provozu byl v roce 2015.

Cyklotron TR-24 je provozován v režimu urychlení záporných iontů (H^-), které jsou přebity na protony a vyvedeny pomocí tenké uhlíkové fólie. Urychlený svazek iontů může být vyveden současně do dvou výstupů. V prvním se nalézají tři terčové pozice a ve druhém ionto-optická trasa umožňující pozorování a analýzu urychleného svazku.

Zařízení dokáže v reakcích produkovat rychlé neutrony a v rámci projektu CANAM OP probíhá vývoj neutronového konvektoru se zdrojovou reakcí ($p_{24MeV} + Be$), který by dokázal vygenerovat neutronové pole s hustotou až $10^{12} \text{ n/cm}^2\text{s}$. Obecné parametry cyklotronu TR-24 jsou uvedeny v tabulce 1.4 [18],[25].

Tab. 1.4: Přehled parametrů cyklotronu TR-24 [25].

TR-24 Advanced Cyclotron Systems Inc (Kanada)	
Rozsah energie protonů	18 – 24 MeV
Maximální proud svazku	300 μ A
Urychlovací frekvence	85 MHz
Urychlovací napětí	50 kV
Iontový zdroj	Multi – CUSP
Současně vyvedené svazky	2
Váha	25 t
Rozměry (v x š x d)	1,8 x 1,8 x 2,5 m
Příkon	180 kW
Střední magnetické pole	1,4 T

1.3.5 Výzkumný reaktor TRIGA Mark II

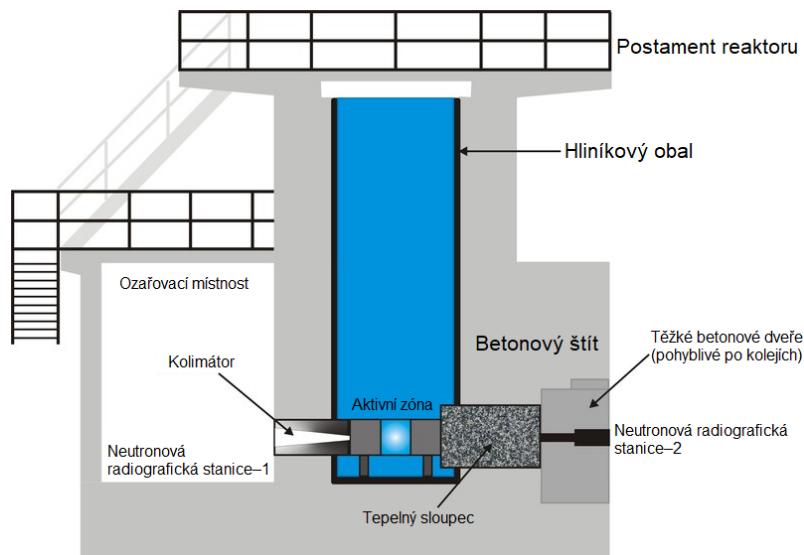
Ve Vídeňském Prateru se v atomovém institutu nachází výzkumný reaktor TRIGA Mark II. Institut byl založen v roce 1958 a dodnes slouží pro všechny rakouské univerzity. Samotný reaktor byl poprvé spuštěn 7. března 1962.

Reaktor TRIGA Mark II je lehkovodní štěpný reaktor o tepelném výkonu 250 kW. Chlazení je zajišťováno pomocí dvouokruhového uspořádání, ve kterém je teplo z AZ předáváno přes tepelný výměník vodou z I. O. do vody v II. O. a na závěr je vypuštěno do Dunaje. Primární voda má na výstupu z reaktoru teplotu 40 °C a na vstupu 20 °C. Teplota vody v okruhu sekundárním se pohybuje v rozmezí 12 °C a 18 °C.

Reaktor je možné krátkodobě provozovat ve zvýšeném výkonu 250 MW po dobu přibližně 40 milisekund díky zápornému teplotnímu součiniteli reaktivity zirkonia, z něhož je utvořeno pokrytí paliva. Každý takovýto pulz je možné opakovat jednou za 12 hodin kvůli velkému tepelnému namáhání paliva [20].

Řízení reaktoru umožňují tři regulační tyče, které obsahují karbid boru (B_4C) jako absorbátor. Zajímavostí je, že o pohon dvou ze tří tyčí se starají elektromotory a pohon třetí regulační tyče je zajištěn pneumaticky. Do plného výkonu se reaktor TRIGA Mark II dostane asi za pět minut a v případě potřeby se regulační tyče zcela zasunou za 1/10 s.

Zařízení je vybaveno čtyřmi trubicemi, kterými je možné vést svazky neutronů všech energií do prostoru reaktorové haly (resp. ozařovací místnosti) pro potřeby experimentů neutronové fyziky nebo materiálového inženýrství, tepelný sloupec slouží k extrakci tepelným spektrem. Vybrané parametry reaktoru TRIGA Mark II je možné zhlédnout v tabulce 1.5 [20].



Obr. 1.5: Průřez reaktorem TRIGA Mark II [20].

Tab. 1.5: Vybrané parametry výzkumného reaktoru TRIGA Mark II [20].

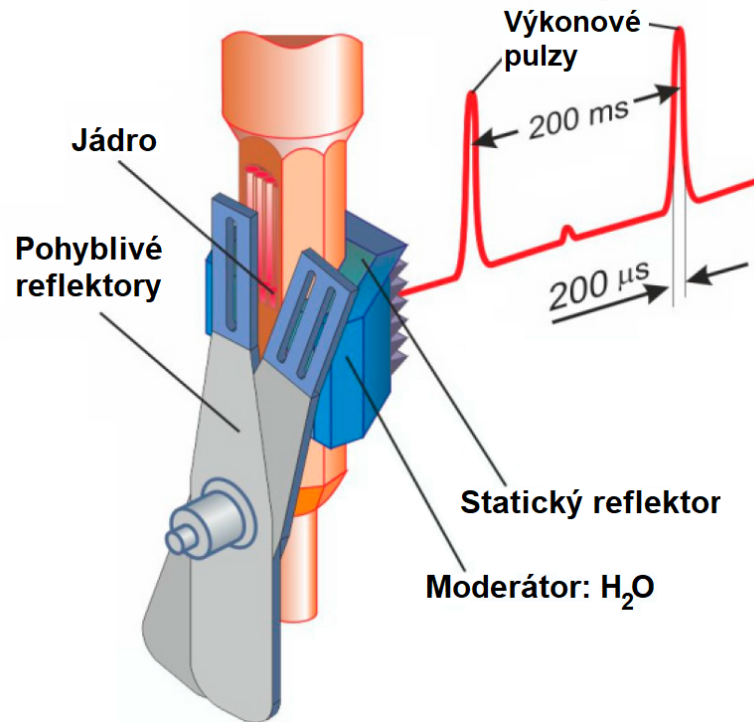
Vybrané parametry reaktoru TRIGA Mark II	
Nominální tepelný výkon	250 kW (krátkodobě 250 MW)
Palivová směs	8 % ^{92}U , 1% ^1H , 91% ^{40}Zr
Obohacení	19,8% ^{235}U
Regulační systém	3 regulační tyče
Moderátor	Zirkonium (^{40}Zr)
Chladivo	Lehká voda (H_2O)
Výška reaktorové nádoby	6,4 m
Průměr reaktorové nádoby	1,98 m
Objem reaktorové nádoby	78,8 m ³
Hutota toku neutronů	10^{13} n/cm ² s (krátkodobě 10^{16} n/cm ² s)

1.3.6 Výzkumný reaktor IBR-2

V Rusku, nedaleko Moskvy, se v Dubně nachází Spojený ústav jaderných výzkumů (SÚJV Dubna). Jedná se o mezinárodní organizaci, která čítá celkem 18 členských států, mezi které patří také Česká republika. SÚJV Dubna byl založen v roce 1956 a mezi zakládající členy se tehdy řadilo i Československo. Do dnes si SÚJV Dubna připsal mnohé úspěchy, ku příkladu se zde poprvé podařilo provést syntézu super-těžkých prvků. Po tomto experimentu je také pojmenován prvek 105 „Dubnium“ [21].

Výzkumný reaktor IBR-2 pracuje s rychlými neutrony a je provozován v pulz-

ním režimu. Jeho průměrný tepelný výkon činí 2 MW, v pulzu dokáže dosáhnout tepelného výkonu až 1 850 MW. Samotný pulz trvá 200 μ s. Hustota neutronového toku se v průměru pohybuje okolo hodnoty 10^{13} n/cm²s, během výkonového pulzu se hustota toku může zvýšit až na 10^{16} n/cm²s.



Obr. 1.6: Schéma výzkumného reaktoru IBR-2 [22].

Reaktor je chlazen tekutým sodíkem, o moderaci se stará lehká voda. Pulzy se opakují s frekvencí 5 až 10 Hz a to díky dvěma rotačním reflektorům, které mají v sobě výřezy, aby k plné reflexi došlo pouze tehdy, když se tato dvě ramena setkají ve stejném bodě a navzájem si výřezy překryjí. První rameno se otáčí rychlostí 300 ot/min, druhé 600 ot/min (viz obrázek 1.6).

Zdrojem neutronů pro rozběhnutí štěpné reakce je prvek $^{252}_{98}\text{Cf}$ a jako štěpné palivo se používá plutonium $^{239}_{94}\text{Pu}$. Na zařízení se nejčastěji studují vlastnosti látek pevné fáze, jako je např. dynamika a parametry krystalických a amorfních materiálů. K vyvedení neutronových svazků slouží sedm tunelů s nezávisle regulovatelnou intenzitou propouštěného svazku neutronů [21],[22],[23].

V ruském Dubně, konkrétně ve Frankově laboratoři neutronové fyziky FL'NP se nacházejí ještě další zařízení používané jako zdroje neutronů pro výzkumné účely mnoha druhů. Kromě reaktoru IBR-2 to je také např.: lineární urychlovač LUE-200 pracující s energiemi 200 MeV generující neutronové pole o intenzitě 3 až $5 \cdot 10^{10}$ n/s,

elektrostatický urychlovač EG-5, projekt TANGRA, a další [22].

1.3.7 Nový Evropský spalační zdroj

Ve Švédském univerzitním městě Lundu vzniká v současnosti nový spalační zdroj, který ke generování neutronových svazků využívá spalační reakce. Jedná se o lineární urychlovač částic s 600 m dlouhým tunelem, ve kterém se budou urychlovat protony na 95 % rychlosti světla. Urychlený proton poté narazí do terče vyrobeného z wolframu. Každé wolframové jádro dokáže po srážce s protonem uvolnit desítky neutronů s vysokou energií řádově v GeV. Neutrony budou dále moderovány (zpomaleny) vodou a tekutým vodíkem, vyvedeny do 22 měřících stanic, z nichž každá bude uzpůsobena pro určitý typ experimentu. Zařízení má za úkol nahradit dosluhující výzkumné reaktory, které jsou již zastaralé a k některým vědeckým úkonům již nedostačující. Na výstavbě se podílí i Česká republika, a to jak materiálně, tak i odborně. Celkové náklady byly v roce 2013 vyčísleny na 1,843 miliardy Eur a hotovo by mělo být do roku 2025.

Spalační zdroj bude provozován v rámci mezinárodního výzkumného centra ESS. Svazky generovaných neutronů by měly být 30 krát výkonnější, než u současných neutronových zdrojů [28].

1.3.8 Laboratorní $^{241}\text{AmBe}$ neutronový zdroj

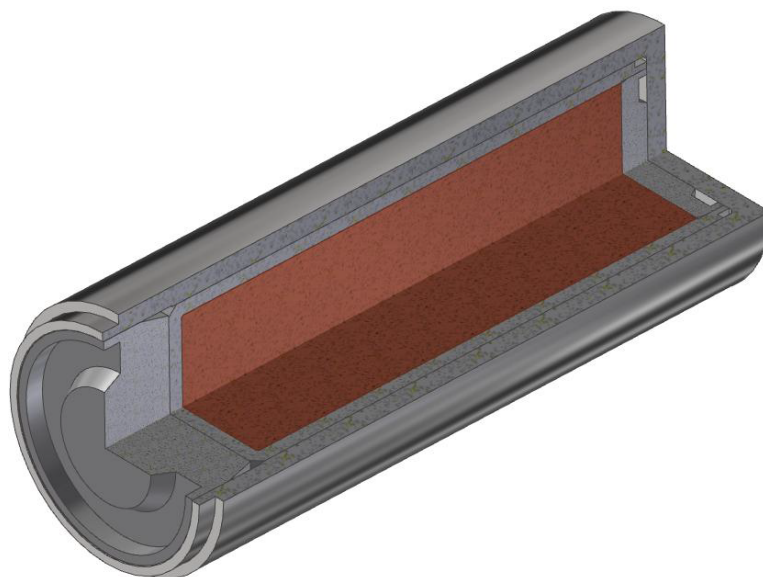
Laboratorní $^{241}\text{AmBe}$ neutronový zdroj, s nímž bude také pracováno během měření, se nachází v laboratoři ionizujícího záření na VUT v Brně. Jedná se o malý, snadno přenosný zdroj neutronů nepříliš velkého výkonu ($E_{n\text{ MAX}} \approx 10\text{MeV}$) sloužící především pro výukové účely.

Zdrojem volných neutronů je (α, n) reakce (viz kapitola 1.2.2). Samotné ^{241}Am je alfa zářič v podobě slisovaného prášku oxidu američitého ($^{241}\text{AmO}_2$). Ten emituje alfa částice, které reagují s beryliem, jenž je v zářiči přítomen ve formě směsi čistého kovu a oxidu berylnatého (^9BeO). Po reakci částice alfa s atomem berylia dojde k (α, n) reakci a tedy k emitování neutronu do okolí. Samotné neutrony tedy pocházejí z berylia.

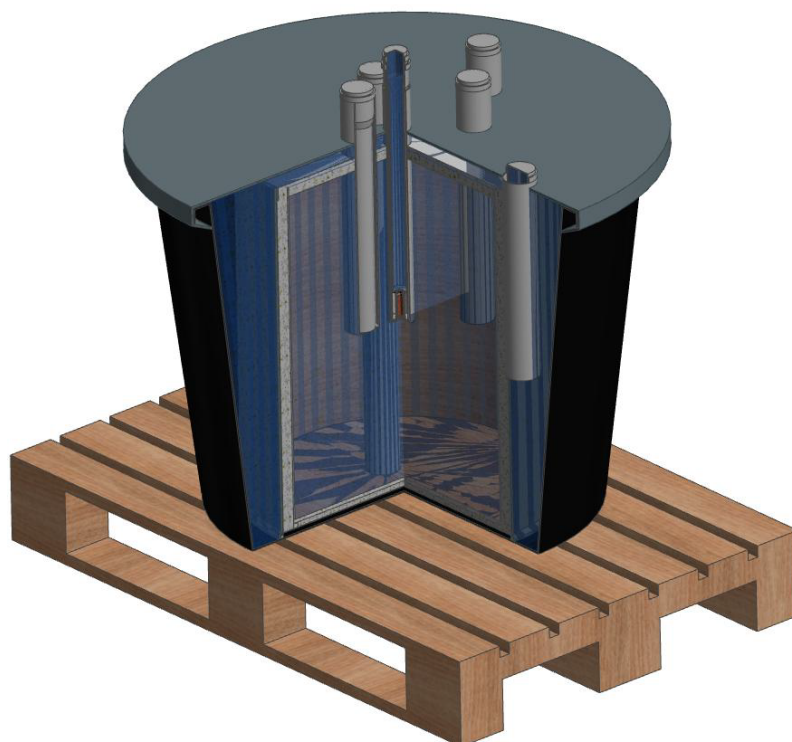
Zářič má tvar válce o průměru 19,10 mm s výškou 48,60 mm. Je umístěn ve speciálním měřícím stendu nazvaném „Svíčka“, který má tvar velkého květináče. Měřící stend je vysoký 710 mm, spodní vnitřní průměr má velikost 710 mm, vrchní vnitřní průměr 880 mm a je v něm umístěno celkem 6 měřících šachet různě vzdálených od zdroje neutronů, aby v každé šachtě byla jiná intenzita neutronového toku. Referenční aktivita $^{241}\text{AmBe}$ zdroje ze dne 5. 11. 2015 činí 92,5 GBq.

Stínění je zajištěno parafínem, který slouží též jako moderátor rychlých neutronů, ocelovým sudem s olověným pokrytím o tloušťce 4 mm a tetraboritanem sodným

(tzv. boraxem) se zvýšeným obsahem bóru. Na obrázcích 1.7 a 1.8 se nacházejí čtvrtinové řezy 3D modelem neutronového zdroje i laboratorního stendu „Svíčka“ [29],[30].



Obr. 1.7: Čtvrtinový řez 3D modelem $^{241}\text{AmBe}$ neutronového zdroje [29].



Obr. 1.8: Čtvrtinový řez 3D modelem měřicího stendu „Svíčka“ [29].

2 Detektory neutronů

Samotný neutron nenes žádný elektrický náboj. Nelze tedy zjišťovat jeho přítomnost přímo pomocí elektromechanických nebo elektromagnetických přístrojů. Neutrony však reagují s množstvím materiálů (viz kapitola 1, a znalost těchto reakcí se dá využít pro detekci neutronu. K detekci se také využívá samovolného rozpadu neutronu. Mimo jádro atomu je volný neutron nestabilní jeho střední doba je dlouhá přibližně 14 a půl minuty. Pokud zůstane neutron volný, rozpadá se na elektron a elektronové antineutrino, které se stává protonem. Tento proton je již jako elektricky nabitá částice snadno zjištělný.

2.1 Rozdělení detektorů

Níže bude uvedeno základní rozdělení detektorů. Detektory lze rozřadit dle několika parametrů a kritérií. Ku příkladu podle principu měření, dle účelu, z hlediska záznamu a jeho časového uschování, apod. . .

2.1.1 Aktivní a pasivní detektory

Aktivní detektory jsou zařízení, u kterých se využívá přímého působení částice na aktivní součást detektoru. Aktivním detektorem se měří konkrétní zkoumaný objekt (zdroj záření), jedná se tedy například o scintilační detektory, dozimetry, aj. Aktivní detektory pracují v reálném čase (on-line), proto se během práce musí nacházet v poli IZ. V případě neutronové detekce se detekují až výsledné produkty reakce, tedy elektricky nabitě částice. Bezprostřední detekce neutronů není kvůli jejich neutrálnímu náboji možná.

Pasivní detektory jsou takové detektory, jimiž se rekonstruuji vlastnosti zkoumaného zdroje pomocí zpětných výpočtů interagujících neutronů měřením indukované radioaktivity v aktivačním detektoru. Aktivační detektor je experimentální nástroj, vzorek, který se umístí do blízkosti (neznámého) zdroje záření a nechá se zde po určenou dobu vystavený neutronovému poli, aby se v něm aktivovalo dostatečné množství měřitelných jaderných reakcí (odtud název aktivační). Tyto vzorky mohou být konstruovány jako vrstvy z fólií různých vhodných materiálů, jako prášek z jedné či více složek. V samotném detektoru se nakonec měří aktivační detektor, a pokud známe přesné izotopické složení ozařovaného materiálu, lze podle naměřených hodnot zpětně popsat působící pole [29].

2.1.2 Kontinuální a integrální detektory

Kontinuální detektory ukazují aktuální hodnotu působícího záření nebo počet dopadajících částic. Naměřené údaje jsou zobrazovány v reálném čase a po vyjmutí detektoru z pole ionizujícího záření klesá hodnota na nulu, resp. na neměřitelnou hodnotu pozadí.

Dražší zařízení mohou obsahovat funkci „MAX“, která si uloží nejvyšší naměřenou hodnotu pro pozdější zobrazení i mimo pole ionizujícího záření, případně mohou být doplněna možností záznamu (podobně jako seismograf). Příkladem mohou být scintilační detektory, čítače nebo radiometry.

Integrální detektory zaznamenávají průběžně hodnotu ionizujícího záření, která s časem a intenzitou pole integrálně narůstá. Po ukončení působení ionizujícího záření na detektor zůstává naměřená hodnota zobrazena a její velikost se již dále nemění. Do této skupiny lze zahrnout ku příkladu spektrometry, osobní dozimetry, aj. [30].

2.1.3 Kvalitativní rozdělení

Podle tohoto kritéria lze detektory rozdělit na tři základní kategorie:

Radiometry: konstrukčně jednoduchá, levná zařízení s nenáročnou obsluhou podávající základní informace o ionizujícím záření, v němž se nachází. Radiometry jsou snadno přenosné, rozměrově malé a velice rozšířené.

Spektrometry: dražší a rozměrnější přístroje, než radiometry; dokáží zobrazit i energetické spektrum IZ; spektrometry jsou konstrukčně složitější zařízení, většinou nepřenosná a vyžadují odbornou obsluhu. Před samotným měřením je nezbytné provést různá nastavení a kalibrace detektoru, samotný průběh měření si též vyžaduje určitých úkonů a získaná data je často potřeba dále zpracovat.

Průmyslová radiometrická zařízení: zpravidla velice rozměrné a robustní detektory, které nezdědka kdy bývají vybaveny vlastním zdrojem IZ sloužícím ke kalibraci zařízení, diagnostice závad, apod. Jejich pořizovací cena je nejvyšší z výše uvedených typů (řádově stovky tisíc korun) a mnohdy jsou provozovány v automatickém režimu, řízené počítačem [30].

2.1.4 Rozdělení podle principu detekce

Rozdělením detektorů podle principu detekce je myšleno rozlišení podle mechanismu nebo fyzikálních procesů, které probíhají uvnitř detektoru po záchyту radioaktivní částice.

Elektrické detektory využívají látky, které po vystavení ionizujícímu záření mění své elektrické vlastnosti (odpor, vodivost) nebo generují elektrický impuls.

Mezi zástupce této skupiny detektorů patří Geiger–Müllerovi počítače (viz 2.2.2), ionizační komory a krystalické nebo polovodičové detektory.

Scintilační detektory jsou složeny ze speciálních materiálů (scintilátorů), které po dopadu IZ emitují svazky fotonů, čímž se uvnitř detektoru vytvoří světelný záblesk. Scintilátory mohou být organické (např. antracen– $C_{14}H_{10}$, transtilben– $C_{14}H_{14}$), nebo častěji využívané anorganické (NaI(Tl), CsF, $^6Li(Eu)$, ...) Vzniklý svazek fotonů má malou intenzitu, proto musí být za pomoci fotonásobičů zesílen nebo převeden na elektrický signál, který se dále zpracuje a vyhodnotí. [30],[33].

2.2 Některé příklady detektorů

Nyní se zaměříme na některé konkrétní typy detektorů neutronů, zejména na takové, s nimiž je možné se setkat v laboratoři ionizujícího záření na VUT v Brně. Zvláštní pozornost pak bude věnována HPGe detektoru, na němž bude prováděna veškerá měřicí činnost v této práci.

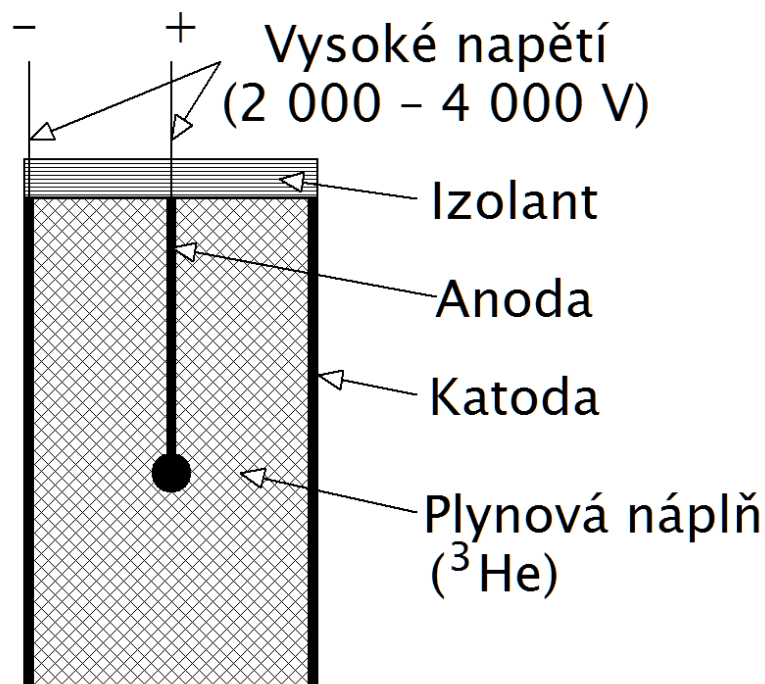
2.2.1 Plynové proporcionální detektory

Obsahují speciální plynovou náplň, která se nachází mezi dvěma elektrodami s opačnou polaritou. Hlavní součástí je ionizační komora. Jedná se o jistý typ elektrického kondenzátoru válcového tvaru, kde plášť válce je jedna elektroda a ve středu se nachází druhá. Na elektrody je přivedeno vysoké napětí a pokud vletí částice ionizujícího záření do prostoru s plynovou náplní, dojde k ionizaci této náplně a vzniku proudového impulsu na výstupu z detektoru.

Pro detekci neutronů, které nedokáží přímo ionizovat plyn, se využívá vhodně zvolených látek s dostatečně vysokým účinným průřezem pro záchyt neutronu, které zachycený neutron převedou na přímo ionizující záření. Typickými příklady takovýchto látek jsou helium-3 (3He), používané jako plynová náplň detektoru, lithium-6 (6Li), bor-10 (^{10}B), nebo uran-235 (^{235}U) nanesený v tenké vrstvě na stěny detektoru a této vrstvě se říká radiátor. Uvedené látky nejlépe reagují s tepelnými neutrony, proto je nutné volný neutron před samotnou reakcí moderovat (zpomalit). Plynovým proporcionální detektorům se též říká proporcionální čítače. Jednoduché schéma plynového proporcionálního čítače se nachází na obrázku 2.1 [32],[30],[35].

2.2.2 Geiger–Müllerovy počítače

Geiger–Müllerovy počítače (dále jen GM) jsou speciální typy proporcionálních detektorů. Konstruovány jsou jako hermeticky uzavřená ionizační komora naplněná speciálním plynem o nižším tlaku, než atmosférický. Tvarem se opět jedná o válec,



Obr. 2.1: Průřez plynovým proporcionálním detektorem [7],[34]

jehož stěna je katodou a středem prochází anoda (obrázek 2.1). Napětí na elektrodách se pohybuje v rozmezí 600 až 1 000 V. Po primární ionizaci plynové náplně IZ jsou elektrony přitahovány ke kladně nabitě anodě a kladné ionty se pohybují směrem k záporné katodě. Takto urychlené částice mohou získat dostatečně vysokou rychlost, že dokáží srážkou s atomem plynu vyrazit další elektrony a ionty, čímž dochází k sekundární ionizaci a tento proces probíhá lavinovitě. Z jednoho primárního elektronu může vzniknout až 10^{10} sekundárních elektronů. Tento jev způsobí mrtvou dobu detektoru, tedy čas, po který není schopen detektor registrovat další částice IZ. Ten se u GM pohybuje v řádech stovek mikrosekund. Čím intenzivnější je zdroj ionizujícího záření a tedy zdroj primární ionizace, tím je mrtvá doba detektoru delší [30],[35].

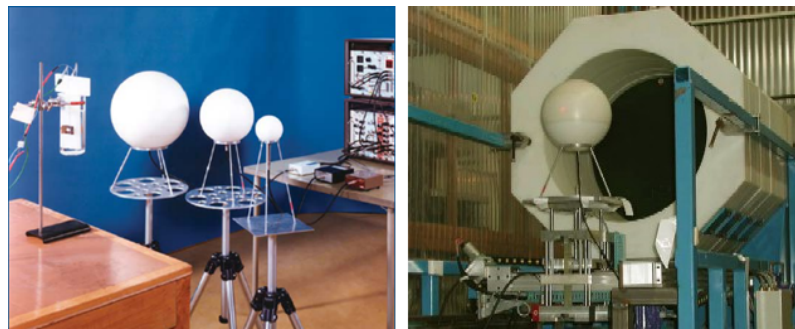
2.2.3 Detektory rychlých neutronů

Detektory rychlých neutronů obsahují mimo reakční prvky také prvky, které rychlé neutrony moderují (zpomalují). Moderace však vede ke ztrátě informací o původní energii neutronu, jeho trajektorii a času jeho emise.

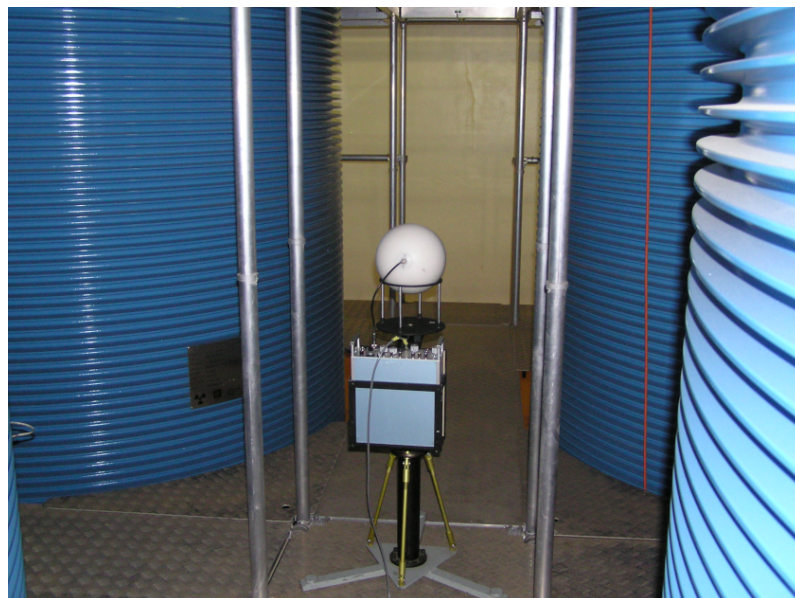
Pro mnoho aplikací je žádoucí znát všechny informace rychlého neutronu. K tomu se využívá plastových nebo kapalných scintilátorů, či detektorů na bázi vzácných plynů. Scintilátory dokáží detekovat a zároveň moderovat neutron. Detektor na bázi

vzácných plynů, ^4He detektor, má dobrou vlastnost v rozlišení neutronového toku od gama záření díky své nízké elektronové hustotě a schopnosti diskriminace tvaru impulzů.

„Bonnerovy koule“, jedná se o detektor kulového tvaru obsahující organický moderátor, který je umístěn okolo detektoru tepelných neutronů. Bonnerovy koule mají různý průměr a moderují neutrony s různou energií v závislosti na vlastním průměru. Spektrum neutronů lze rekonstruovat z naměřených četností z různě velikých koulí. Výhodou Bonnerových koulí je jejich jednoduchost a široký energetický rozsah. Nevýhodou je malé energetické rozlišení. Tyto detektory nalézají v praxi velmi široké využití. Díky snadné manipulaci je možné tyto detektory snadno přenášet a měřit s nimi na rozličných místech jen s minimálním omezením. [32].



Obr. 2.2: Bonnerovy koule v NPL (Anglie) a jejich využití ve spektrometrii [32]



Obr. 2.3: Použití Bonnerova detektoru v jaderné elektrárně Dukovany.

2.2.4 Prahové aktivační detektory a spektrometry

Prahové aktivační detektory se používají ke zjišťování spektra neznámého zdroje neutronů pomocí produktů známých reakcí a jejich energetických prahů (odtud název prahové aktivační). Aktivační detektor je zhotoven jako směs různých materiálů v podobě prášku nebo vrstev kovových fólií (např.: Fe, Mn, Al, Na, C, Pb, ...). O aktivačním detektoru lze hovořit jako o vzorku, který se umístí do neutronového pole generovaného zdrojem neznámého původu. Reakce, které vzniknou působením neutronového pole uvnitř známých materiálů, z nichž se detektor skládá, mají své produkty, energetické prahy a právě toho se využívá ke zjištění spektra libovolného neutronového zdroje.

Prahové aktivační detektory mají výhodu ve své jednoduchosti i rozměrech a lze je vložit pro měření téměř kamkoli. Jejich nevýhodou pak může být složitější interpretace a nutnost dalších přístrojů, jelikož samotný aktivovaný vzorek nemá sám o sobě žádnou vypovídající hodnotu.

Pro rekonstrukci spektra neutronového zdroje je nezbytné použití spektrometru. Do tohoto přístroje se umístí aktivovaný aktivační detektor, respektive jednotlivé materiály, ze kterých byl složen. Změřením spektra ozářených materiálů známého izotopického složení lze určením reakčních rychlostí zpětně rekonstruovat spektrum zkoumaného zdroje neutronů.

Příkladem takového spektrometru budiž HPGe detektor. Jedná se o polovodičový detektor vyrobený z velmi čistého germania, který má dobrou citlivost a časovou rozlišovací schopnost (10^{-8} s) zejména pro detekci a spektrometrii gama záření, ve srovnání s detektory s křemíkovým polovodičem. Nevýhodou HPGe detektoru je nutnost jej chladit na teplotu kapalného dusíku, a také vysoká pořizovací cena.

Hlavní částí detektoru je p-n polovodič, jehož jedna elektroda je tvořena zlatou vrstvou a druhá monokrystalickým vysoce čistým germaniem (nebo křemíkem), který slouží jako radiačně citlivý materiál. Tento polovodič je zapojený v závěrném směru a na jeho kontakty je přivedeno elektrické napětí, čímž se rozšíří oblast v polovodiči bez volného náboje, což tvoří aktivní část HPGe detektoru. Při dopadu částice ionizujícího záření na tuto aktivní část, dojde k vytvoření páru elektron-díra, což způsobí proudový impulz na kontaktech polovodiče, který je detektorem zaznamenán [32],[29],[30],[36].

3 Praktická část

Nyní se zaměříme na popis přípravy, průběhu a vyhodnocení celého měření. V této kapitole bude podrobně popsán postup a výsledky, kterých bylo v rámci této práce dosaženo.

Než se započalo s měřením samotného spektra vzorků aktivačního detektoru, bylo nezbytné provést energetickou kalibraci detektoru, změřit jeho píkovou a totální účinnost, provést korekce, navrhnout a sestavit aktivační detektor, ten umístit blízko ke zdroji neutronového záření ($^{241}\text{AmBe}$) a nechat jej tam dostatečně dlouho, aby bylo umožněno proběhnutí dostatečného množství reakcí. Následně po všech těchto operacích bylo možné změřit a zpracovat spektra z aktivovaných fólií, ze kterých byl sestaven aktivační detektor.

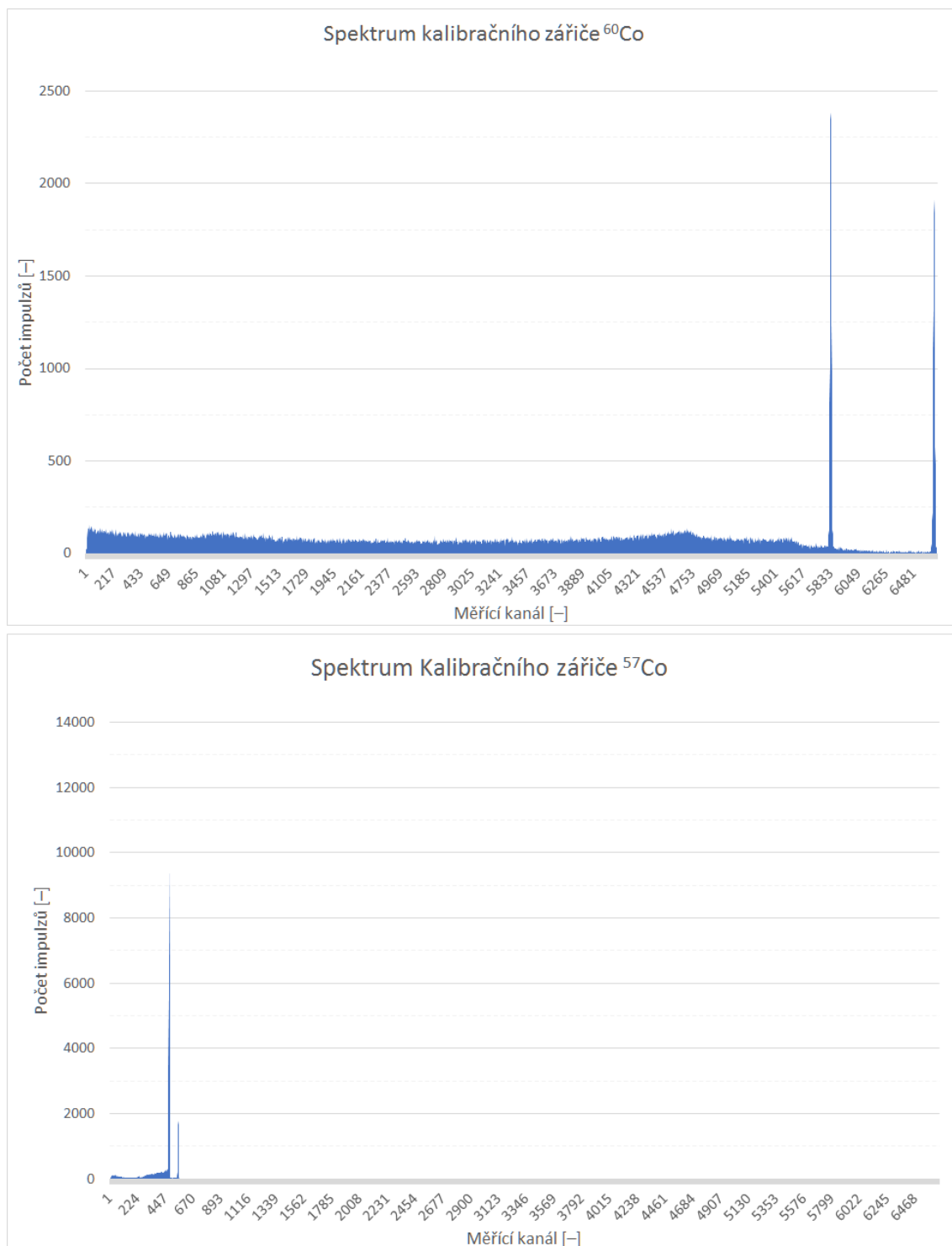
3.1 Energetická kalibrace HPGe detektoru

Před zahájením jakéhokoli měření na HPGe je nezbytné provést energetickou kalibraci zařízení. Bez této kalibrace bychom sice obdrželi z detektoru nějaký výstup, jeho vypovídající hodnota by však byla prakticky nulová.

Pro energetickou kalibraci se používají tzv. „kalibrační zářiče“, což jsou monoenergetické zářiče, tedy zdroje gama záření s jediným píkem (popř. se dvěma píky blízko sebe), jejichž energie je známá a snadno měřitelná. Jako kalibrační zářič se používá například ^{57}Co , ^{60}Co , ^{241}Am , ^{137}Cs , ^{54}Mn , . . . Samotná kalibrace se provádí tak, že se přiřadí určitá hodnota energie měřicímu kanálu spektrometru (vodorovné ose) podle měřeného kalibračního zářiče. Minimálně se musí provést měření dvou různých zářičů ideálně s píky v krajních pozicích spektrometru (v pravém a levém okraji), změřené body se proloží přímkou, pokud provedeme kalibraci více zářiči tak polynomem, který vychází z počátku. Vhodné je také, aby měly vybrané kalibrační zářiče píky v okrajích oblasti, v níž předpokládáme, že budeme v připravovaném měření nejvíce pracovat.

V našem případě jsme pro energetickou kalibraci použili ^{57}Co a ^{60}Co , jejichž energetická spektra jsou zobrazena na obrázku 3.1. U ^{57}Co jsme měřicímu kanálu číslo 479 přiřadili energii 122,1 keV, ^{60}Co určil energii 1 332,5 keV pro kanál 6 641, neboť hodnota těchto energií v pících je známá.

Důležité je ponechat nastavení detektoru po celou dobu práce stejné, neboť energetická kalibrace je závislá na aktuálním nastavení přístroje a při změně některých jeho vlastností dojde k posunutí energetické kalibrační křivky, znepresnění měření a zkreslení výsledků. Z toho je tedy patrné, že pro každé přenastavení HPGe detektoru je nutné provést novou energetickou kalibraci [36].



Obr. 3.1: Porovnání spektra použitých kalibračních zářičů pro energetickou kalibraci HPGe detektoru

3.2 Měření účinnosti detektoru

Pokud známe energie, které patří jednotlivým kanálům, můžeme nyní s detektorem pracovat. Pro správné vyhodnocení naměřených spekter je důležité znát účinnost detektoru. Pomocí kalibračních zářičů je možné změřit a vypočítat píkovou a totální účinnost HPGe detektoru.

3.2.1 Píková efektivita

Píková efektivita nebo též píková účinnost udává pravděpodobnost, že emitovaná gama částice ze zdroje dopadne na aktivní plochu detektoru a že její energie zaznamenaná detektorem odpovídá plné energii daného gama kvanta. Pracujeme pouze s plochami FEP (Full energy peak – pík úplného pohlcení) a pozadí nás nezajímá. Píková účinnost je matematicky definována obecně jako

$$\epsilon_{FEP} = \frac{P_{FEP}}{P_{ZDROJ}} \quad (3.1)$$

kde P_{FEP} je počet impulzů zaznamenaných v píku úplného pohlcení a P_{ZDROJ} jsou gama kvanta emitovaná kalibračním zářičem. Účinnost pro konkrétní gama linku potom vypočítáme ze vztahu

$$\epsilon_{FEP}(E_\gamma) = \frac{S_{FEP}(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{REAL}}{t_{LIVE}}}{A_0 \cdot I_\gamma(E_\gamma) \cdot e^{-\lambda t_0} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{REAL}})} \quad (3.2)$$

kde S_{FEP} je plocha píku úplného pohlcení, λ je rozpadová konstanta měřeného nuklidu, t_{REAL} znamená skutečný čas, po který probíhalo měření, t_{LIVE} značí čistý čas měření, kdy detektor zvládal zpracovávat obdržené signály. A_0 je referenční aktivita zářiče, která je vždy vztažena k referenčnímu datu, I_γ značí intenzitu zaznamenané gama linky a t_0 dobu, která uplynula od referenčního data zářiče po okamžik započetí měření. Poslední dva členy ve jmenovateli rovnice 3.2 kompenzují úbytek jader radionuklidu, jedná se o $e^{-\lambda t_0}$ a $e^{-\lambda t_{REAL}}$. První zahrnuje úbytek aktivních jader od referenčního data po začátek měření a druhý zohledňuje úbytky od začátku měření po jeho ukončení.

Pokud se měří na více geometriích, což značí vzdálenost měřeného zdroje od aktivní plochy detektoru, je nutné provést měření a výpočet píkové účinnosti pro každou zvolenou geometrii zvlášť. Se zvětšující se vzdáleností umístění zářiče od snímací plochy detektoru klesá jeho schopnost zaznamenat gama kvanta a tedy i jeho účinnost. To je způsobeno hlavně zmenšujícím se prostorovým úhlem, pod kterým detektor „vidí“ měřený zářič.

V našem měření jsme pro určení účinnosti HPGe detektoru použili následující kalibrační zářiče: ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{57}Co , ^{60}Co , ^{65}Zn , ^{88}Y , ^{109}Cd , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu a ^{241}Am . Pro co nejpřesnější výsledky jsme si stanovili dvě podmínky minima: v měřených píkách je nutné detekovat nejméně 10 000 impulzů nebo zářič musí ležet v detektoru minimálně 5 minut.

Myšleno tedy pokud zejména na bližších geometriích měříme silnější zářič, dosáhneme deseti tisíc impulzů v píku již během krátké doby, třeba už po třech minutách. Aby bylo měření co nejpřesnější, zůstane tento silnější zdroj v detektoru alespoň pět minut, i když se již podařilo dosáhnout požadovaného množství detekovaných impulzů.

Pokud však při měření slabších zářičů nebo na vzdálenějších geometriích nemáme ani po pěti minutách ve zkoumaném píku 10 000 impulzů, necháváme zářič umístěný v detektoru a měření daného kalibračního zářiče končíme až tehdy, kdy se nám podaří dosáhnout chtěného počtu impulzů v píku.

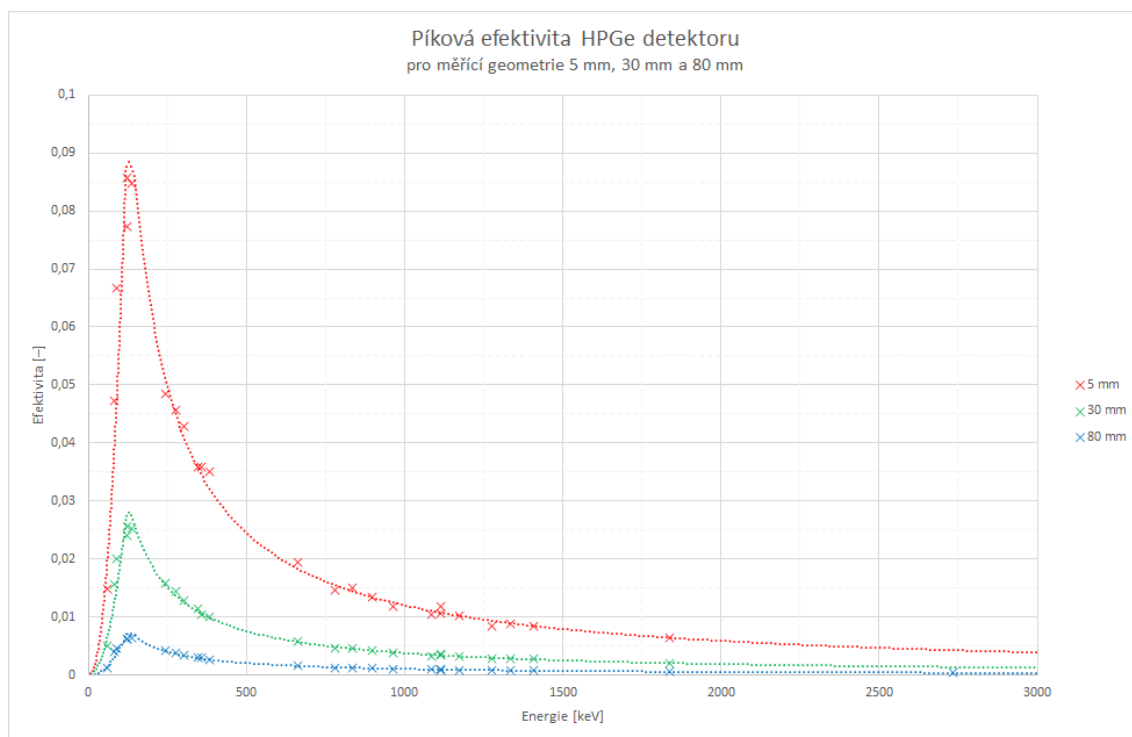
HPGe spektrometr je připojený k počítači v laboratoři IZ na VUT v Brně. V tomto počítači je nainstalován software **GAMWIN**, se kterým jsme během celého měření pracovali. Program jsme používali ke zjištění čisté plochy píků měřených kalibračních zářičů, později i aktivních fólií aktivačního detektoru.

Program také podává další potřebné informace, jako je např. reálný čas měření, procento mrtvé doby detektoru, datum a čas, při kterém se započalo s měřením, atd... Na obrázcích níže se nacházejí tabulky zobrazující získané hodnoty ploch píků použitých zářičů. Pomocí rovnice 3.2 jsme si nakonec vypočítali píkovou efektivitu HPGe detektoru pro geometrie 5 mm, 30 mm a 80 mm. Pro vynesení grafické závislosti se jako hodnoty na vodorovné ose použije energie gama linky odečtená z databáze [37].

V tabulce 3.1 se nalézají vypočítané hodnoty píkové efektivy HPGe spektrometru pro geometrie 5 mm, 30 mm a 80 mm. Pro získané body byl vynesena graf, který je možné si prohlédnout na obrázku 3.2. Ze získaných hodnot pro píkovou efektivitu i z vynesena grafu je patrné, jak moc klesá efektivita detektoru s rostoucí měřící geometrií.

Tab. 3.1: Vypočítané hodnoty píkovej efektivity HPGe spektrometru.

Zářič	$E(\gamma)$ [keV]	$\epsilon_{FEP, 5\text{ mm}}$ [-]	$\epsilon_{FEP, 30\text{ mm}}$ [-]	$\epsilon_{FEP, 80\text{ mm}}$ [-]
57-Co	122,0614	0,0857	0,0256	0,0063
57-Co	136,4743	0,0847	0,0252	0,0065
60-Co	1 173,2374	0,0102	0,0032	0,0009
60-Co	1 332,5015	0,0089	0,0029	0,0008
65-Zn	1 115,5460	0,0119	0,0036	0,0010
54-Mn	834,8480	0,0151	0,0047	0,0012
22-Na	1 274,5300	0,0084	0,0029	0,0009
109-Cd	88,0400	0,0666	0,0200	0,0047
133-Ba	80,9971	0,0472	0,0157	0,0039
133-Ba	276,3980	0,0457	0,0144	0,0037
133-Ba	302,8530	0,0429	0,0129	0,0034
133-Ba	356,0170	0,0358	0,0105	0,0029
133-Ba	383,8510	0,0351	0,0101	0,0027
137-Cs	661,6570	0,0195	0,0058	0,0016
152-Eu	121,7817	0,0773	0,0241	0,0062
152-Eu	244,6975	0,0484	0,0158	0,0043
152-Eu	344,2785	0,0358	0,0113	0,0030
152-Eu	778,9040	0,0146	0,0047	0,0013
152-Eu	964,0790	0,0119	0,0038	0,0011
152-Eu	1 085,8690	0,0105	0,0032	0,0010
152-Eu	1 112,0740	0,0107	0,0035	0,0009
152-Eu	1 408,0060	0,0085	0,0027	0,0008
88-Y	898,0420	0,0133	0,0042	0,0012
88-Y	1 836,0630	0,0065	0,0020	0,0006
241-Am	59,5412	0,0149	0,0050	0,0012



Obr. 3.2: Píková efektivita HPGe detektoru pro použité měřicí geometrie.

Důležité pro další postup je znát funkci popisující průběh efektivity. K tomu nám pomůže software **GNU PLOT**. GNU PLOT je skriptovací program, který umožňuje vytvářet pokročilejší grafy a nabízí možnost, které neumí Microsoft Excel, zejména fitování složitějších funkcí.

V programu jsme si nejprve zvolili složku, ve které se nacházejí zdrojové soubory formátu .txt, dále nastavili výstup formátu .png a definovali funkci pro fit ve tvaru

$$f(x) = a_0 + a_1 \cdot \ln(x) + a_2 \cdot (\ln(x))^2 + a_3 \cdot (\ln(x))^3 + a_4 \cdot (\ln(x))^4 + a_5 \cdot (\ln(x))^5 \quad (3.3)$$

kde a_0 , a_1 až a_5 jsou parametry fitovací funkce. Fitovací funkce je logaritmovaná varianta skutečné funkce. Logaritmu se užívá proto, že potřebujeme parametry pro další postup, a protože program Gnuplot pracuje s funkcí v uvedeném formátu.

3.2.2 Totální efektivita

Totální efektivita udává celkovou účinnost detektoru. Je to tedy poměr všech detekovaných impulzů vůči všem částicím vyzářeným zdrojem a ne jen v oblasti píku. Základní rovnice má tvar

$$\epsilon_{TOT} = \frac{P_{TOTAL}}{P_{ZDROJ}} \quad (3.4)$$

V rovnici 3.4 značí ϵ_{TOT} totální efektivitu, P_{TOTAL} je souhrn všech zaznamenaných gama fotonů a P_{ZDROJ} udává počet všech fotonů vyzářených zdrojem. V případě totální efektivity pracujeme tedy mimo ploch píků také s plochou celého pozadí, tedy všech zaznamenaných impulzů. V tom spočívá rozdíl oproti píkové efektivitě, neboť u ní se počítá pouze s plochami píků. Pro výpočet konkrétních hodnot pro určitou energii se pracuje se stejnou rovnicí, jako pro výpočet píkové efektivity (rovnice 3.2), jen se změní označení některých neznámých. Vycházet lze také ze základní rovnice 3.4. Získáme tedy rovnici

$$\epsilon_{TOT} = \frac{S_{TOT} \cdot \lambda \cdot \frac{t_{REAL}}{t_{LIVE}}}{A_0 \cdot I_\gamma \cdot e^{-\lambda t_0} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{REAL}})} \quad (3.5)$$

kde ϵ_{TOT} je hledaná totální efektivita HPGe detektoru, S_{TOT} značí určenou plochu a zbylé veličiny jsou shodné, jako v případě rovnice 3.2. Před určením plochy je potřeba změřené spektrum zpracovat. To se provede tak, že napravo od konce posledního měřeného píku se odstraní veškerá data a pracuje se pouze s hodnotami po tomto píku. U monoenergetických zářičů je taková operace snadná. Napravo za jediným píkem se odstraní pozadí, provede se suma všech impulzů a ta se dosadí do vztahu 3.5 za hodnotu $S_{TOT}(E_\gamma)$.

Postup určení plochy u spektra zářičů se dvěma energetickými linkami je odlišný. Jsou-li píky dostatečně blízko u sebe, jako je tomu například u ^{57}Co , ^{60}Co , provede se výpočet váhového průměru energie píků ze vzorce

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i p_i}{\sum_{i=1}^n p_i} = \frac{x_1 p_1 + x_2 p_2 + \dots + x_n p_n}{p_1 + p_2 + \dots + p_n} \quad (3.6)$$

kde x značí hodnotu a p váhu. V našem případě tedy získá rovnice tvar

$$\bar{E}_\gamma = \frac{E_{\gamma 1} \cdot S_{FEP1} + E_{\gamma 2} \cdot S_{FEP2}}{S_{FEP1} + S_{FEP2}} \quad (3.7)$$

jako váha se tedy použije čistá plocha píků. Do rovnice 3.5 dosazujeme za plochu ($S_{TOT}(E_\gamma)$) součet všech impulzů po pravý okraj druhého píku a vypočítaná účinnost se přiřadí energii získané z váhového průměru. Jsou-li však ve spektru dva píky od sebe vzdálené, třeba u ^{22}Na , ^{65}Zn nebo ^{88}Y , musíme aplikovat jiný postup. Nejprve je třeba mít již vypočítané některé hodnoty efektivity z monoenergetických nebo dvou blízkolinkových zářičů. Pro energii, která odpovídá bližšímu píku (píku více nalevo), si lineární interpolací vypočítáme hodnotu totální efektivity ϵ_{TOT} . Pro úplnost je níže uvedena rovnice pro vypočítání libovolného bodu lineární interpolací.

$$y = y_0 + (x - x_0) \cdot \frac{y_1 - y_0}{x_1 - x_0} \quad (3.8)$$

Z rovnice 3.5 si pro efektivitu získanou z lineární interpolace vypočítáme plochu pomocí drobné úpravy. Rovnice tak získá tvar

$$S_{TOT} = \frac{\epsilon_{TOT} \cdot A_0 \cdot I_\gamma \cdot e^{-\lambda t_0} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{REAL}})}{\lambda \cdot \frac{t_{REAL}}{t_{LIVE}}} \quad (3.9)$$

Takto získanou plochu odečteme od celkové plochy zahrnující celé použité spektrum, tj. součet všech impulzů od počátku po pravý konec druhého píku. Tento rozdíl nakonec dosadíme za S_{TOT} do rovnice 3.5, čímž si vypočítáme hodnotu totální efektivity (ϵ_{TOT}), která náleží tabulkové energii vzdálenějšího píku.

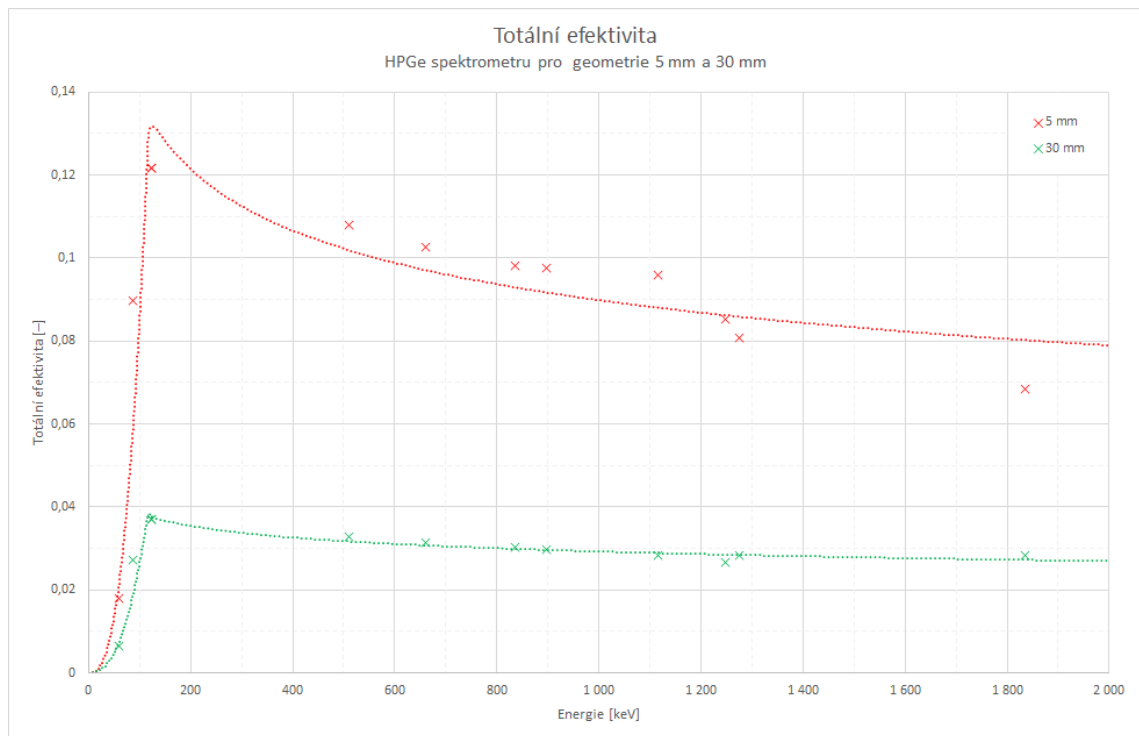
Pro totální efektivitu se nehodí všechny zářiče. Nevhodné k výpočtu totální efektivity jsou takové, které mají tři a více energetických linek (^{152}Eu , ^{133}Ba , ...), protože nelze přesně odečíst pozadí, které jednotlivé píky generují. Na rozdíl od spektra se dvěma píky, kde odečtení pozadí možné je, viz odstavec výše, nebo pokud jsou dva píky dostatečně blízko u sebe, není potřeba odečítat pozadí vůbec.

V tabulce 3.2 níže je možné nahlédnout na hodnoty totální efektivity získané výpočtem a aplikováním postupu uvedeném v kapitole 3.2.2. Jak lze si lze jistě povšimnout, totální efektivitu jsme vypočítali nejen pro geometrii 5 mm, ale také pro 30 mm.

Na základě hodnot z tabulky 3.2 byl vynesena graf pro obě měřící geometrie a body byly opět proloženy patřičnou křivkou. Graf se nachází na obrázku 3.3.

Tab. 3.2: Vypočítané hodnoty totální efektivity pro geometrii 5 mm a 30 mm.

5 mm			30 mm		
Prvek	E [keV]	ϵ_{TOT} [-]	Prvek	E [keV]	ϵ_{TOT} [-]
^{57}Co	123,6425	0,121667	^{57}Co	123,6374	0,036937
^{60}Co	1247,6580	0,085261	^{60}Co	1248,4880	0,026585
^{54}Mn	834,8480	0,098268	^{54}Mn	834,8480	0,030301
^{137}Cs	661,6570	0,102675	^{137}Cs	661,6570	0,031349
^{241}Am	59,5412	0,017847	^{241}Am	59,5412	0,006328
^{109}Cd	88,0400	0,089857	^{109}Cd	88,0400	0,027349
–	511,0000	0,107994	–	511,0000	0,032914
^{22}Na	1274,5300	0,080695	^{22}Na	1274,5300	0,028326
^{65}Zn	1115,5460	0,095806	^{65}Zn	1115,5460	0,028314
–	898,0420	0,097715	–	898,0420	0,029854
^{88}Y	1836,0630	0,068552	^{88}Y	1836,0630	0,028219



Obr. 3.3: Totální efektivity HPGe spektrometru pro měřící geometrie 5 mm a 30 mm.

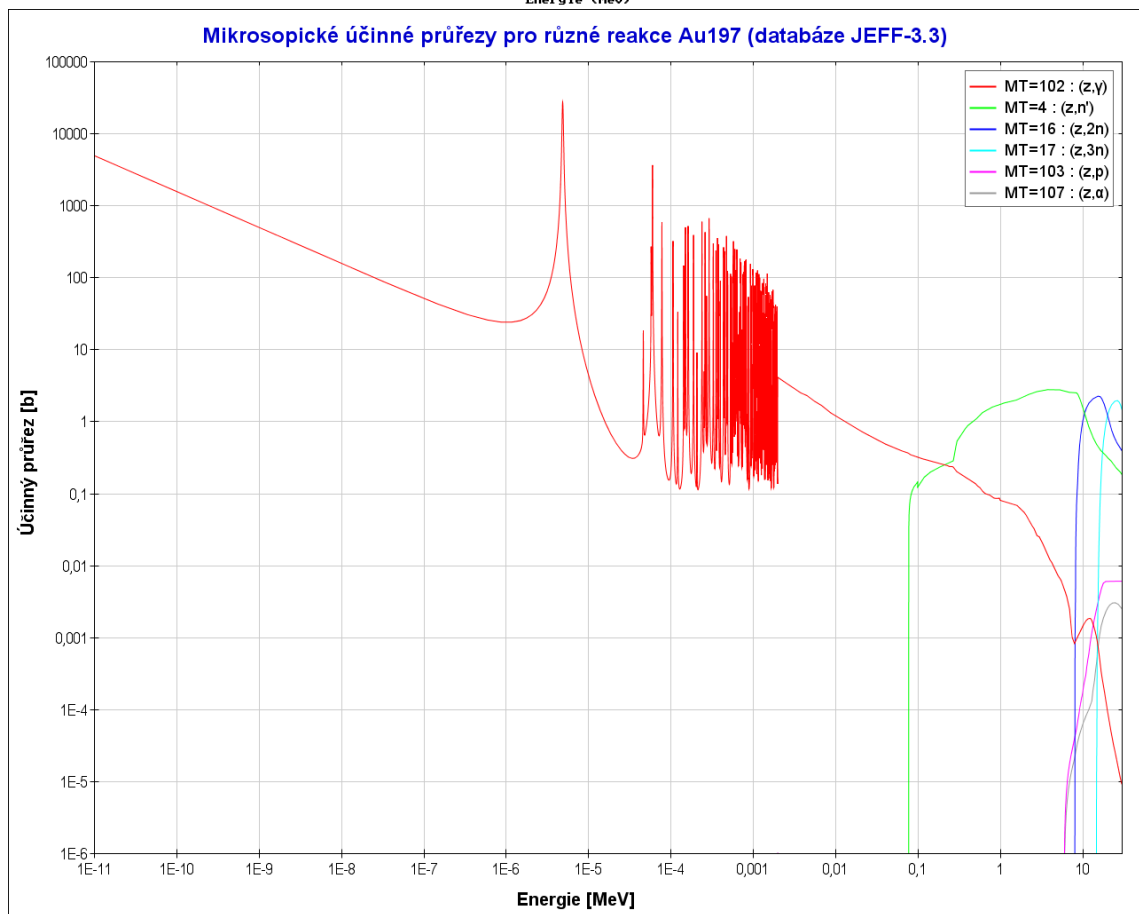
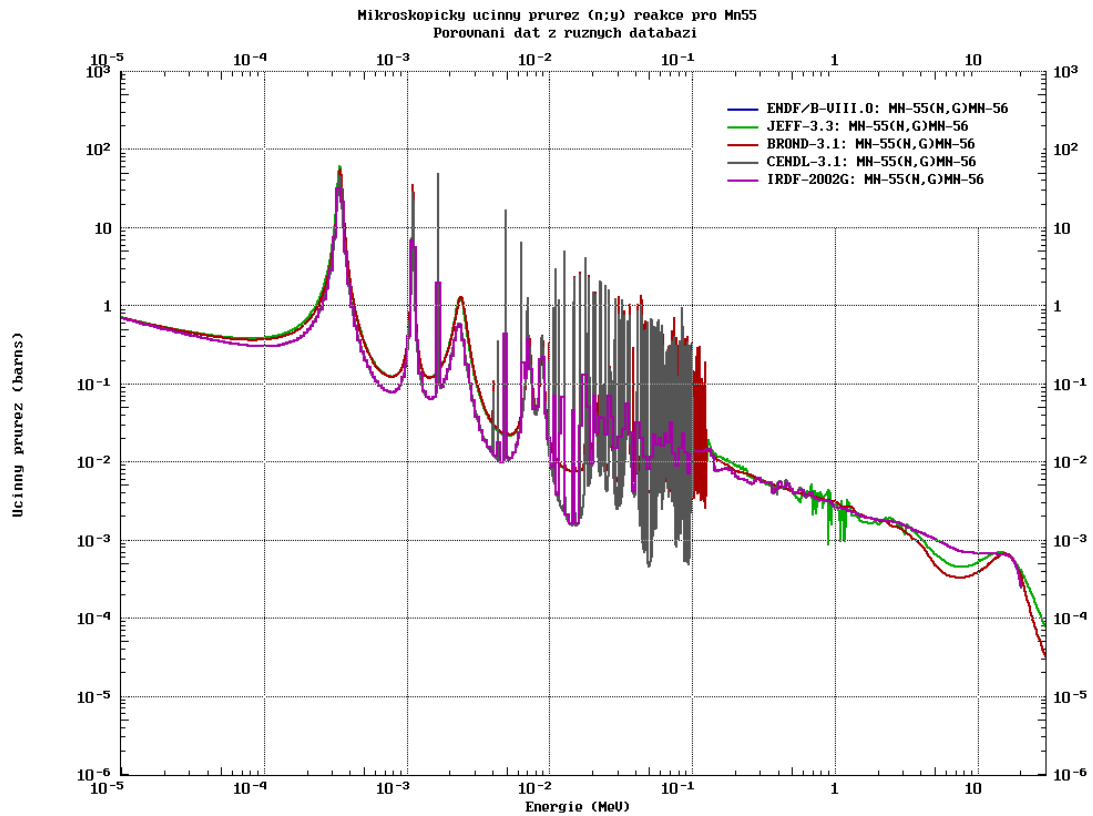
3.3 Návrh aktivačního detektoru

Aktivační detektor jsme zvolili v podobě „sendviče“ složeného z vrstev fólií pevných materiálů. V laboratoři IZ na VUT v Brně se nachází k dispozici množství fólií z kovů i nekovů, například zlato, stříbro, olovo, uhlík, indium, hliník, vanad, tantal, měď, ...

Vybrat správné materiály, jejich pořadí, plochu i tloušťku vyžaduje zkušenost a musí se při výběru zvážit několik faktorů, jako je typ zdroje neutronového pole, energie neutronů účinný průřez pro reakce v materiálech fólií, zejména mikroskopický účinný průřez pro neutronový záchyt, a další. Pokud bychom například jako první, tedy nejbližší ke zdroji, zvolili silnou fólii s velkým mikroskopickým průřezem pro záchyt, tak by tato fólie zastínila za ní následující. V důsledku zastínění by ve vzdálenějších fóliích došlo k velmi malému počtu reakcí, tyto vzorky by byly neměřitelné a tím pádem nehodnotné.

Ke zjištění účinných průřezů slouží veřejně dostupné databáze, které je možné navštívit i on-line. Jako příklad může posloužit pro tuto práci použitá databáze, na webových stránkách IAEA, nebo též na stránkách NEA. Na uvedených stránkách je možné také vynesení přehledného grafu. Jejich porovnání se nachází na obrázku 3.4, kde vrchní graf je vygenerovaný ze stránek IAEA a druhý graf pochází od NEA. U horního grafu jsou zobrazeny průběhy $(n; \gamma)$ reakce vynesené z různých databází, které jsou uvedené v legendě grafu. Jistě si lze povšimnout, že se vnesená data liší. V případě spodního grafu jsou použita data pouze z evropské databáze JEFF-3.3 avšak vyobrazen je průběh mikroskopických účinných průřezů pro více typů jaderných reakcí pro zlato (^{197}Au). Závislosti účinných průřezů si vyneseme pro různé reakce v aktivačních materiálech $[(n;\gamma), (n;\alpha), (n;n'), (n;p), \dots]$. Aby byl produkt reakce měřitelný, musí hodnota mikroskopického účinného průřezu dosahovat velikosti řádově alespoň v jednotkách barnů.

Pokud máme vybrané vhodné materiály, musíme určit jejich pořadí a tloušťku. Je potřeba také zvolit optimální počet materiálů, protože není možné sestavit aktivační detektor z libovolného počtu vzorků. Limitováni jsme výkonem neutronového zdroje, stínícími vlastnostmi použitých materiálů, rozměry, atd. Intenzita neutronového pole klesá se čtvercem rostoucí vzdálenosti od zdroje. V aktivačním detektoru složeném z velkého množství fólií by tak ve vzdálenějších fóliích nemuselo dojít k dostatečnému množství reakcí, neboť by se mohly vyskytnout příliš vzdáleny od zdroje neutronového pole. Neexistuje univerzální pravidlo na konkrétní mocnost aktivačního detektoru, je potřeba ji zvolit úvahou a zkušenostním odhadem.



Obr. 3.4: Porovnání grafů účinných průřezů.

3.3.1 Volba tloušťky fólií

Volbu tloušťky jednotlivých fólií můžeme provést odhadem dle zkušenosti, nebo pomocí výpočtu. Optimálně se snažíme dosáhnout stejného makroskopického účinného průřezu ve všech zvolených materiálech, tedy míry pravděpodobnosti, že v daném objemu fólie dojde k interakci mezi neutronem a atomovými jádry v celé fólii. Základní rovnice má tvar

$$\Sigma = N \cdot \sigma \quad (3.10)$$

kde Σ označuje makroskopický účinný průřez [m^{-1}], N je počet jader v celém objemu fólie [-] a σ značí mikroskopický účinný průřez [b]¹, který si určíme z grafu (viz obrázek 3.4). Počet jader v objemu fólie lze vypočítat jako

$$N = \frac{m}{m_a} = \frac{V \cdot \rho}{A_r \cdot m_u} \quad (3.11)$$

kde m značí hmotnost fólie [kg], m_a klidovou hmotnost atomu [kg], dále V je objem fólie [m^3], ρ hustota materiálu [kg/m^3], ze kterého se aktivační fólie skládá, A_r značí relativní hmotnost atomu [-] a m_u je atomová hmotnostní konstanta [kg] ($1_m u = 1,660\,539 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$). Protože naše fólie budou mít čtvercový tvar (velmi nízký hranol), získá rovnice 3.11 podobu

$$N = \frac{a^2 \cdot h \cdot \rho}{A_r \cdot m_u} \quad (3.12)$$

zde a^2 značí obsah čtvercové plochy [m^2] a h je hledaná výška, resp. tloušťka fólie [m]. Dosazením získaného vztahu do rovnice 3.10 získáme rovnici

$$\Sigma = \frac{a^2 \cdot h \cdot \rho}{A_r \cdot m_u} \cdot \sigma \quad (3.13)$$

ze které si vyjádříme tloušťku h , čím nakonec dostáváme výsledný tvar rovnice v podobě

$$h = \frac{\Sigma \cdot A_r \cdot m_u}{a^2 \cdot \rho \cdot \sigma} \quad (3.14)$$

Postup je následující: nejprve si pro jeden materiál vypočítáme Σ z rovnice 3.13, například pro hliníkovou fólii. Hodnoty ρ a A_r si určíme z tabulek, a protože ještě neznáme plochu fólií, zvolíme si ji pro jednoduchost třeba jako 1 cm^2 . Výšku fólie si opět vybereme, např. jako 1 mm . Získaný výsledek makroskopického účinného průřezu pak dosazujeme do rovnice 3.13 pro výpočet tloušťky zbývajících materiálů. V konečném důsledku tak získáme poměrové (nikoli absolutní) tloušťky fólií, ze kterých se bude aktivační detektor skládat. Během samotného sestavování aktivačního

¹1 b (barn) = 10^{-28} m^2

detektoru se snažíme co nejvíce přiblížit získanému poměru mocností jednotlivých fólií. Je třeba respektovat různé účinné průřezy pro různé energie ve spektru a nebo použít hodnotu pro střední energii, resp. nejčastější energii. . .

3.3.2 Sestavení aktivačního detektoru

Během naší práce jsme sestavili celkem dva aktivační detektory, kvůli nezdaru během ozařování prvního aktivačního detektoru (více v kapitole 3.4). Výběr materiálů, jejich tloušťky a pořadí jsme zvolili odhadem po domluvě s vedoucím práce. Podoba prvního aktivačního detektoru se nachází v tabulce 3.3, ve které jsou uvedené fólie seřazeny od první (nejblíže k $^{241}\text{AmBe}$ zdroji) k poslední.

Tab. 3.3: Sestavení prvního aktivačního detektoru

Fólie [-]	Hmotnost [g]
Cu	0,3934
V	0,2533
Ta	0,5840
Al	0,1950
Au	0,6237
Pb	0,8911
C	0,1665

Olověná i uhlíková fólie musely být obaleny papírovou malířskou lepící páskou, aby nezašpinily s nimi sousedící fólie. Uhlík se v sestavě vyskytoval také, neboť u něj existuje možnost vzniku izotopu ^{11}C , který je s poločasem přeměny 20,4 minut silný β^+ zářič. Pokud výsledný pozitron z β^+ reakce reaguje s elektronem, dojde k anihilaci a uvolnění energie v podobě dvou gama fotonů nesoucí energii 511 keV. Po změření uhlíkové fólie by se tedy ve spektru měl nacházet výrazný pík o energii 511 keV a intenzitou 199,5 %, což je dáno součtem intenzit obou vzniklých fotonů gama.

Kvůli nezdaru s prvně sestaveným aktivačním detektorem jsme byli nuceni sestavit druhý. Na základě doporučení od vedoucího práce bylo pozměněno materiálové složení aktivačního detektoru, počet a pořadí fólií, a také se zvětšila čtvercová základová plocha, čímž jsme dosáhli i zvětšení hmotnosti jednotlivých fólií. O složení nového aktivačního detektoru informuje tabulka 3.4, ve které jsou fólie opět seřazené od první k poslední.

Tab. 3.4: Sestavení druhého aktivačního detektoru

Fólie [-]	Hmotnost [g]
Cu	3,1949
V	1,8655
Ta	5,2906
Au	1,2093
In	0,4417
Al	3,4610

3.4 Průběh ozařování

Po sestavení prvního aktivačního detektoru se za pomoci háčku upevněného na vlasci spustil tento detektor do šachty s neutronovým $^{241}\text{AmBe}$ zdrojem v měřícím stendu „Svíčka“. První měření započalo dne 29. 4. 2019 v 15:29 SELČ. Po uplynutí deseti dní, po které byl aktivační detektor ozařován, byl ze zdroje vytažen a přichystán k měření na HPGe spektrometru. Ozařování bylo ukončeno přesně 9. 5. 2019 v 9:29 SELČ.

Bohužel první ozařování se nezdařilo podle očekávání. Protože byly fólie aktivačního detektoru příliš lehké, jejich plocha činila pouhých $1,25 \times 1,25$ cm, nevzniklo dostatečné množství jaderných reakcí. Ze všech použitých fólií byla měřitelná pouze zlatá, díky vlastnosti zlata s vysokým mikroskopickým účinným průřezem pro zachyt. I přesto však bylo spektrum slabé a pík obsahoval jen malé množství impulzů. Při snaze změřit všechny ostatní aktivované fólie se nepodařilo získat žádná data ani při pokusech se změnami parametrů HPGe spektrometru nebo s použitím citlivějších přístrojů. Naměřená spektra obsahovala jen obecný nic nevypovídající šum.

Bylo jisté, že je nezbytné sestavit nový aktivační detektor, a ten nechat opět po dobu několika dní ozářit. Složení nového aktivačního detektoru se nachází v tabulce 3.4. Strana čtvercové plochy činila 2,5 cm, což stačilo k dostatečnému navýšení hmotnosti pro vznik dostatečného množství jaderných reakcí. Kvůli rozměrům se však nově sestavený aktivační detektor nevešel do průměru šachty s neutronovým zdrojem, proto musel být umístěn na dnu této šachty a nacházel se tedy pod zdrojem neutronového pole. Na základě doporučení od vedoucího práce se v novém detektoru změnilo také složení fólií. Olověná a uhlíková fólie byly nahrazeny indiem, které má vysoké účinné průřezy pro vybrané reakce a stačí jej i malé množství pro uskutečnění dostatečného počtu jaderných reakcí.

Aby některé vrstvy byly dostatečně široké, bylo nutné použít více fólií stejného materiálu. Například měděná vrstva se skládala celkem ze čtyřech měděných fólií, vanad byl složen ze dvou o různých hmotnostech ($0,9278+0,9377$ g). Kvůli své mocnosti byla hliníková fólie zařazena až na konec řady, aby nezpůsobila posunutí ostatních fólií příliš daleko od $^{241}\text{AmBe}$ neutronového zdroje a nebránila tak jaderným reakcím uvnitř jejich materiálů.

Druhé ozařování odstartovalo 9. 5. 2019 v 10:49 SELČ, tedy ve stejný den, kdy bylo ukončeno první ozařování. Kvůli nedostatku zbývajících času na dokončení bakalářské práce byla doba druhého ozařování stanovena pouze na pět dní namísto deseti, jako tomu bylo v předchozím případě. I tak se podařilo na druhém aktivačním detektoru získat dostatečné množství dat pro vyhodnocení. Druhé ozařování bylo ukončeno 9. 5. 2019 v 9:49 SELČ.

3.5 Měření spektra a vyhodnocení

Pro zpracování získaných dat ze spekter fólií aktivačního detektoru je důležité zavést korekci na koincidenční sumace pro píkovou efektivitu HPGe spektrometru na dané měřící geometrii. To je také důvod, proč bylo nezbytné mimo píkové efektivitu určit také efektivitu totální.

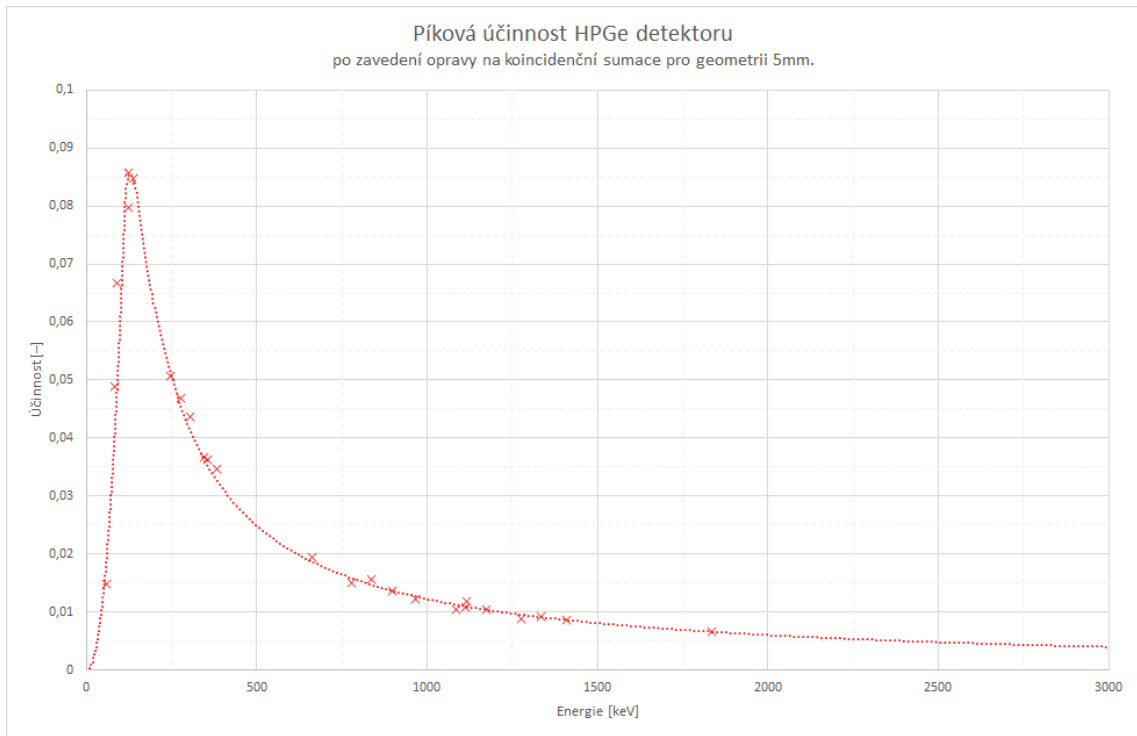
Koincidenční sumace je jev, který vzniká, dopadnou-li na aktivní plochu detektoru dva gama fotony (nebo více) za sebou ve velmi krátké době, která je kratší než rozlišovací schopnost HPGe detektoru. Přístroj poté zaznamená tyto dva gama fotony jako jeden s energií rovné jejich součtu. To způsobuje chyby v měření a nepřesnosti ve spektru.

K eliminování této chyby se použije program TrueCoinc. Do tohoto programu se zadají parametry funkce píkové efektivit a_0 až a_3 získané z výstupu programu GNUPLOT (viz rovnice 3.3) a parametry fitu funkce získané z podílu totální ku píkové efektivitě. Po zadání těchto vstupních parametrů a načtení příslušné databáze se vyhledá izotop kalibračního zářiče a program určí koeficient, kterým se podělí hodnota píkové efektivit pro danou energii kalibračního zářiče. Takto pokračujeme u všech izotopů použitých zářičů. Jakmile známe koeficienty pro všechny energie, a vydělíme jimi vypočítané hodnoty píkové efektivit, získáme tím nové hodnoty pro píkovou efektivitu, které již zahrnují korekci na koincidenční sumace. V grafu na obrázku 3.5 si lze povšimnout, že body leží blíže k proložené křivce, která se celá posune mírně nahoru (lehce se zvýší hodnoty píkové efektivit). Těmito body se opět proloží fit, abychom získali parametry výsledné funkce popisující celou spojitou křivku efektivit.

V tabulce 3.5 se nacházejí velikosti účinnosti HPGe spektrometru před i po zavedení korekce. Výsledné hodnoty se nacházejí v posledním zeleném sloupci. Korekce

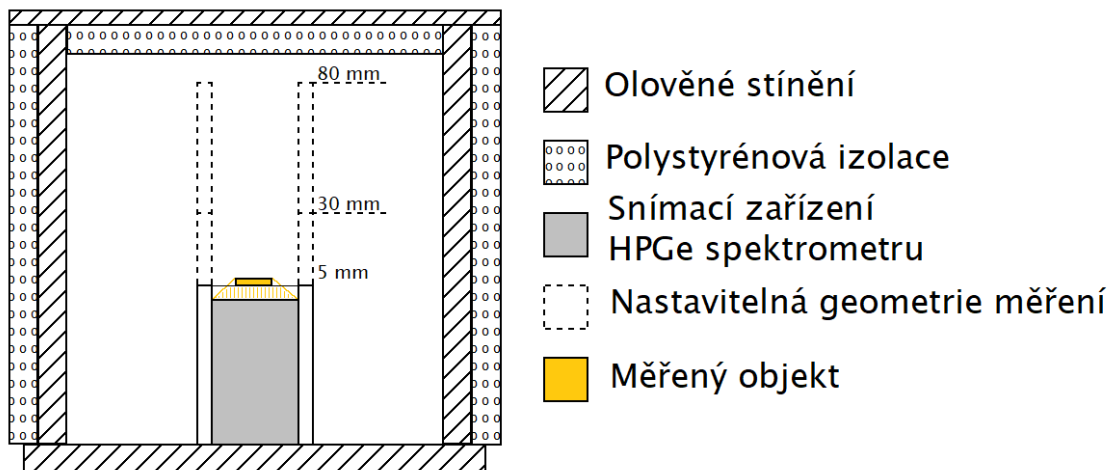
Tab. 3.5: Píková efektivita HPGe detektoru před a po zavedení korekce na koincidenční sumace.

E [keV]	$\epsilon_{PŘED}$ [-]	Korekční koef. [-]	ϵ_{PO} [-]
59,54	0,0149	1,000	0,0149
81,00	0,0472	0,967	0,0488
88,04	0,0666	1,000	0,0666
121,78	0,0773	0,969	0,0797
122,06	0,0857	1,000	0,0857
136,47	0,0847	1,000	0,0847
244,70	0,0484	0,955	0,0507
276,40	0,0457	0,974	0,0469
302,85	0,0429	0,984	0,0436
344,28	0,0358	0,978	0,0366
356,02	0,0358	0,987	0,0363
383,85	0,0351	1,011	0,0347
661,66	0,0195	1,000	0,0195
778,90	0,0146	0,969	0,0150
834,85	0,0151	0,972	0,0155
898,04	0,0133	0,977	0,0137
964,08	0,0119	0,977	0,0121
1 085,84	0,0105	1,009	0,0104
1 112,08	0,0107	0,985	0,0109
1 115,55	0,0119	1,000	0,0119
1 173,24	0,0102	0,975	0,0104
1 274,53	0,0084	0,944	0,0088
1 332,50	0,0089	0,974	0,0092
1 408,01	0,0085	0,983	0,0087
1 836,06	0,0065	0,974	0,0067



Obr. 3.5: Píková efektivita HPGe detektoru po zavedení korekce na koincidenční sumace.

na koincidenční sumace byla provedena pouze pro geometrii 5 mm, neboť na této probíhalo měření ozářených fólií aktivačního detektoru. Průřez se nachází na obrázku 3.6. Vzorčky se dovnitř vkládají po odklopení horního víka.



Obr. 3.6: Průřez HPGe spektrometrem

3.5.1 Určení rozpadové křivky

Abychom měli jistotu, že námi změřené gama linky pocházejí z reakcí vzniklých v aktivačních fóliích vlivem působení neutronového pole generovaného laboratorním $^{241}\text{AmBe}$ zdrojem, určíme si rozpadovou křivku.

Po ukončení ozařování fólií začnou radionuklidy pocházející z reakcí vyvolaných působením neutronů „vymírat“. Snižuje se tak jejich počet a tím i celková intenzita projevu přeměny. Měřené gama linky tak budou s narůstající dobou, po kterou se fólie nacházejí mimo neutronové pole, postupně ubývat na intenzitě.

Abychom mohli určit rozpadovou křivku, musíme každou fólii změřit nejméně třikrát, čím více měření se provede, tím budou získané výsledky přesnější.

Pro výpočet rozpadové křivky použijeme rovnici

$$A = S(E_\gamma) \cdot \frac{\lambda \cdot t_{REAL}}{I(E_\gamma) \cdot t_{REAL} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{REAL}})} \quad (3.15)$$

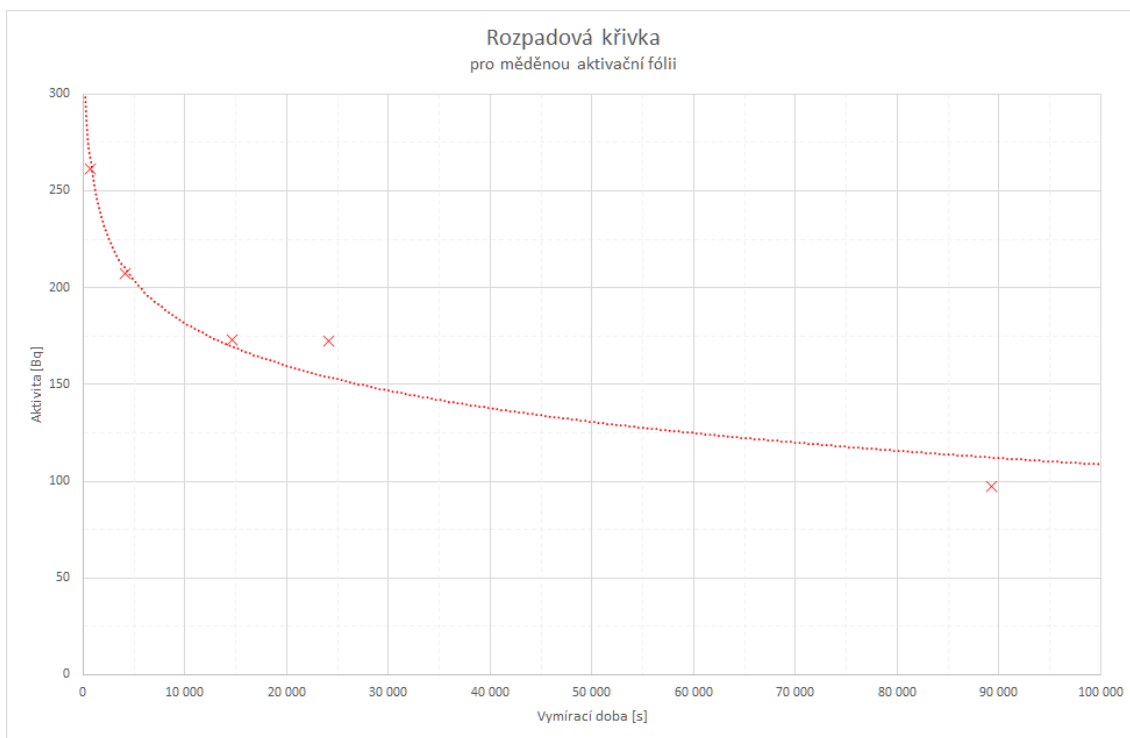
kde A je aktivita [Bq] vztažená k začátku jednotlivých měření, $S(E_\gamma)$ je plocha píku, $I(E_\gamma)$ intenzita gama přechodu dané energie a $\frac{\lambda \cdot t_{REAL}}{1 - e^{-\lambda t_{REAL}}}$ je korekce za rozpad během měření. Pro získání přesnějšího výsledku si zavedeme ještě korekci na rozpad během ozařování $(1 - e^{-\lambda t_{IRR}})$, přidáme opravu na efektivitu HPGe spektrometru pro danou geometrii a korekci na mrtvou dobu. čímž získáme tím rovnicí ve tvaru

$$A = \frac{S(E_\gamma) \cdot \lambda \cdot \frac{t_{REAL}}{t_{LIVE}}}{\epsilon_{eff} \cdot I(E_\gamma) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{IRR}}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{REAL}})} \quad (3.16)$$

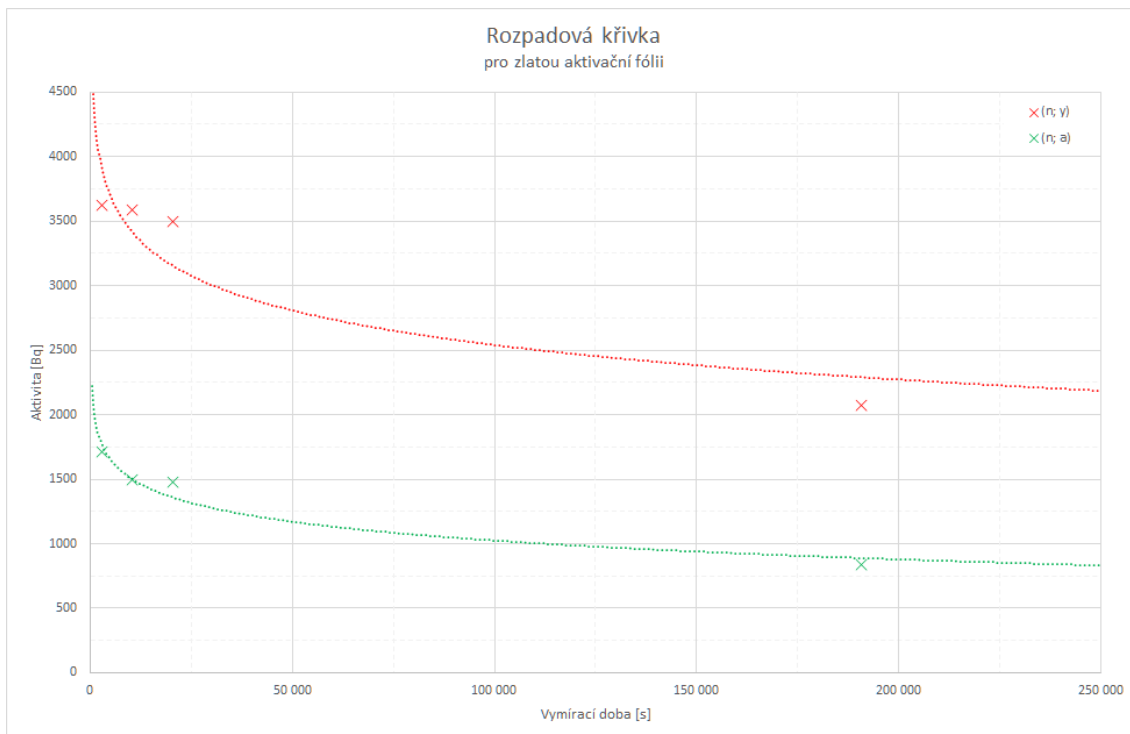
Získané hodnoty aktivity vypočítané z rovnice 3.16 vyneseme do grafu jako závislost aktivity A na době od ukončení ozařování t_{COOL} . Závislost má podobu

$$A = f(t_{COOL}) \quad (3.17)$$

Rozpadová křivka byla vynesena pro měděnou a zlatou fólii, jelikož na těchto jsme měli změřených dostatek bodů a tedy mohou posloužit jako vhodný příklad. Vymírací doba značí dobu t_{COOL} v sekundách, po kterou byly fólie mimo vliv neutronového pole.



Obr. 3.7: Rozpadová křivka pro měděnou fólii.



Obr. 3.8: Rozpadová křivka pro zlatou fólii.

3.5.2 Výpočet reakční rychlosti

Reakční rychlosti potřebujeme znát, abychom mohli rekonstruovat spektrum neutronového zdroje. Pro jejich výpočet použijeme rovnici

$$R_R = \frac{M \cdot S(E_\gamma) \cdot \lambda \frac{t_{REAL}}{t_{LIVE}}}{N_A \cdot m \cdot \epsilon_{eff}(E_\gamma) \cdot I_\gamma(E_\gamma) \cdot e^{-\lambda t_{COOL}} \cdot (1 - e^{-\lambda t_{IRR}}) \cdot (1 - e^{-\lambda t_{REAL}})} \quad (3.18)$$

kde M je molární hmotnost prvku, ze kterého se skládá měřená aktivační fólie, $S(E_\gamma)$ značí plochu píku ze spekter, které jsme získali změřením aktivních fólií aktivačního detektoru. N_A je Avogadrova konstanta a m znamená hmotnost aktivační fólie.

Reakční rychlost udává, kolik reakcí proběhlo uvnitř aktivační fólie za jednotku času. Reakční rychlosti v jednom materiálu se liší pro různé jaderné reakce. Čím vyšší má materiál účinný průřez pro daný typ reakce, tím bude její reakční rychlost vyšší.

Nejvyšších hodnot jsme dosáhli u zlaté fólie, neboť zlato je materiál mající dobré vlastnosti pro použití v NAA. Díky vysokým mikroskopickým účinným průřezům pro reakce $(n;\gamma)$ a $(n;\alpha)$ jsme pro první uvedený typ vypočítali reakční rychlost $R_R(Au_{(n;\gamma)}) = 97\,976,48 \text{ s}^{-1} \cdot \text{atom}^{-1}$. Pro reakci $(n;\alpha)$ jsme potom dostali reakční rychlost $R_R(Au_{(n;\alpha)}) = 40\,465,81 \text{ s}^{-1} \cdot \text{atom}^{-1}$. Naopak nejnižších hodnot reakčních rychlostí jsme dosáhli u fólie India pro $(n;p)$ reakce, a to pouhých 2,78 reakcí za sekundu.

Reakční rychlosti závisí také na intenzitě neutronového pole, resp. výkonu zdroje neutronů. Čím je zdroj výkonnější, tím se v poli vyskytuje více volných neutronů, čímž dochází k většímu počtu reakcí a tedy reakční rychlost narůstá. Další faktor ovlivňující reakční rychlosti je vzdálenost aktivační fólie od neutronového zdroje. Čím dále od zdroje se aktivační fólie nachází, tím je reakční rychlost nižší.

Také záleží na energetickém rozložení neutronů. Emitované neutrony mají různou kinetickou energii a její velikost závisí na typu a výkonu neutronového zdroje. Pro stejný typ reakce u jednoho materiálu bude reakční rychlost nejvyšší v energetické hladině, ve které se vyskytuje nejvíce volných neutronů.

Znalostí všech uvedených závislostí lze využít k rekonstrukci spektra neznámého neutronového zdroje. Výsledky výpočtů reakčních rychlostí pro námi použité fólie se nachází v tabulce 3.6.

Tab. 3.6: Vypočítané hodnoty reakčních rychlostí pro různé fólie a jejich reakce.

Fólie	Reakce	E_γ [keV]	R_R [s^{-1}]
Au	(n; γ)	411,80	97 976,48
Au	(n; α)	687,70	40 465,81
Cu	(n;3n)	511,00	862,68
In	(n; γ)	138,33	10 956,65
In	(n; γ)	416,86	11 583,75
In	(n; γ)	818,70	10 349,24
In	(n; γ)	1 097,30	12 287,83
In	(n; γ)	1 293,54	11 883,82
In	(n; γ)	1 507,40	11 600,70
In	(n; γ)	2 112,10	3 666,20
In	(n;p)	336,24	2,78
Ta	(n; γ)	67,75	2 937,58
Ta	(n; α)	93,18	720,57
Ta	(n; γ)	146,78	151,96
Ta	(n; γ)	184,95	161,43
Ta	(n; α)	213,44	19,72
Ta	(n; γ)	222,11	17 755,74
Ta	(n; γ)	1 121,30	22 514,25
Ta	(n; γ)	1 189,05	26 427,91
Ta	(n; γ)	1 221,41	24 161,19
Ta	(n; γ)	1 231,02	21 372,76
V	(n; γ)	1 434,07	6 001,35

Závěr

V práci jsme se seznámili se základní problematikou neutronů, s metodami jejich detekce i s detektory, kterými je možné výskyt neutronů zaznamenat. Známe již procesy emitování neutronů, různé neutronové zdroje a jejich rozdělení.

Podrobně byl popsán postup měření v praktické části, ve kterém byly představeny metody návrhu aktivačního detektoru a jeho sestavení. Také byl představen postup ozařování i počáteční neúspěch, jehož příčina byla taktéž popsána a vysvětlena a v následujícím ozařování již odstraněna.

Dozvěděli jsme se, proč je důležitá energetická kalibrace HPGe spektrometru a nutnost určit jeho efektivitu. Z výsledků neutronové aktivační analýzy jsme zjistili, že nejvíce neutronů pocházejících z laboratorního $^{241}\text{AmBe}$ zdroje má energii mezi jedním až dvěma MeV. V oblasti okolo 500 keV se též nachází významný počet volných neutronů, pod hranicí 100 keV se neutronů vyskytuje již méně. Z časových důvodů již nebylo možné sestavit obraz spektra neutronového $^{241}\text{AmBe}$ zdroje. Známe však reakční rychlosti, kterými lze neutronový $^{241}\text{AmBe}$ zdroj charakterizovat a pomocí níž by se obraz spektra sestavoval.

Výhoda metody NAA spočívá ve vysoké citlivosti na množství a typy reakcí, jejich reakční rychlosti, apod. Metodou NAA lze také určit výskyt více izotopů současně. Mezi nevýhody bychom potom mohli zařadit omezené možnosti a nakládání s aktivními vzorky aktivačního detektoru, protože jsou po pobytu v neutronovém poli radioaktivní. Další z nevýhod je nemožnost změřit všechny možné produkty, ať už z důvodu velice krátkého poločasu přeměny nebo, naopak kvůli jeho dlouhému trvání.

Literatura

- [1] HLAVÁČ, Martin. *Návrh neutronového ozařovače* [pdf]. Praha, 2001 [cit. 22. 12. 2018]. Bakalářská práce. ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE. Vedoucí práce Ing. Vít Vorobel, Ph.D. Dostupné z: <https://physics.fjfi.cvut.cz/publications/ejcf/BP_Martin_Hlavac.pdf>
- [2] Skupina ČEZ. *Sborník přednášek pro LETNÍ UNIVERZITU*. Jaderná elektrárna Dukovany, 2017.
- [3] BRANDOS, Otakar. Neutron. Treking [online]. 2013 [cit. 19. 2. 2019]. Dostupné z: <<https://www.treking.cz/astroonomie/neutron.htm>>
- [4] WAGNER, Vladimír. *Interakce neutronů s hmotou* [ppt]. ÚJF AV ČR, 2005 [cit. 18. 1. 2019]. Přednáška. ČVUT v Praze.
- [5] VYHLÁŠKA Ministerstva průmyslu a obchodu o základních měřicích jednotkách a ostatních jednotkách a o jejich označování. Praha: doc. Ing. Grégr v.r., 14. 8. 2000.
- [6] Ing. BOHŮN, Pavel. *Vstupní školení do Jaderné Elektrárny Dukovany: Periodická příprava a příprava dodavatelů JE*. Jaderená elektrárna Dukovany, únor 2016.
- [7] JEDLIČKA, Václav. *ProfiCAD: Editor elektronických schémat*. verze 9.4.0. 2018.
- [8] ADAM, J., J. MAREŠ a V. WAGNER. *Cesta k jádru věci* [pdf]. Ústav jaderné fyziky AV ČR, 2005 [cit. 2. 1. 2019]. Dostupné z: <<http://hp.ujf.cas.cz/~wagner/popclan/reklama/brozuraall.pdf>>
- [9] RNDr. ULMANN, Vojtěch. *Radioaktivita* [online]. [cit. 12. 3. 2019]. Dostupné z: <<http://astronuklfyzika.cz/strana2.htm>>
- [10] Mgr. FREITINGER, Skalická, Zuzana, Ing. HALAŠKA, Jiří, Ph.D., Mgr. HAVRÁNKOVÁ, Renata, Ph.D., MUDr. KUBEŠ, Jiří, Ph.D., prof. MUDr. NAVRÁTIL, Leoš, CSc., Bc. NAVRÁTIL, Václav, DrSc. Doc. Ing. SABOL, Josef, Bc. SIROVÝ, Ladislav, Dr. Doc ZÖLZER, Friedo, Ph.D.. *Radiobiologie: Druhy radioaktivních přeměn* [online]. [cit. 12. 3. 2019]. Dostupné z: <<http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/13/133.html>>
- [11] MUSÍLEK Ladislav. *Zdroje ionizujícího záření* [pdf]. Materiály poskytnuty z jaderné elektrárny Dukovany

- [12] WAGNER, Vladimír. *Skupina studující tříštvivé reakce jako zdroj neutronů pro přeměnu nuklidů: Výzkumný program skupiny* [online]. [cit. 2019-03-25]. Dostupné z:
<<https://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/uvod/uvodcz.html>>
- [13] ANS Centre for Nuclear Science and Technology information. *Nuclear Fusion* [online]. [cit. 18. 4. 2019]. Dostupné z:
<<http://nuclearconnect.org/know-nuclear/science/nuclear-fusion>>
- [14] KJR FJFI ČVUT v Praze. *Školní reaktor VR-1* [online]. 2017 [cit. 18. 4. 2019]. Dostupné z: <<http://www.reaktor-vr1.cz/cz/reaktor>>
- [15] *Reaktor LVR-15* [online]. Řež: ÚJF AVČR [cit. 8. 5. 2019]. Dostupné z:
<<http://reaktory.cvrez.cz/reaktor-lvr-15/>>
- [16] *Velké výzkumné infrastruktury: Jaderné reaktory LVR-15 a LR-0* [online]. Řež: Centrum výzkumu Řež [cit. 9. 5. 2019]. Dostupné z:
<<https://www.vyzkumne-infrastruktury.cz/energetika/experimentalni-jaderne-reaktory-lvr-15-a-lr-0/>>
- [17] Ing. ORLÍK, Miloš a Ing. VARGOVÁ, Brigita. *Cyklotron-základní princip* [online]. ÚJV Řež, 2016 [cit. 10. 5. 2019]. Dostupné z:
<http://www.csfm.cz/userfiles/file/Udalosti_2016/orlik_vargova.pdf>
- [18] *Ústav jaderné fyziky AVČR: Oddělení urychlovačů* [online]. Řež u Prahy [cit. 10. 5. 2019]. Dostupné z:
<<http://www.ujf.cas.cz/cs/oddeleni/oddeleni-urychlovacu/index.html>>
- [19] *Řež u Prahy* [online]. ČEZ [cit. 10. 5. 2019]. Dostupné z:
<https://www.cez.cz/edee/content/file/static/encyklopedie/encyklopedie-energetiky/03/rez_10.html>
- [20] *Atominstitut: The TRIGA Mark II Reactor* [online]. Vídeň: Technische Universität Wien, 2019 [cit. 10. 5. 2019]. Dostupné z:
<<https://ati.tuwien.ac.at/reactor/EN/>>
- [21] *SÚJV - Spojený ústav jaderných výzkumů: Experimentální a teoretický výzkum v oboru jaderné a částicové fyziky* [online]. Praha: MŠMT, 2013 [cit. 12. 5. 2019]. Dostupné z:
<<http://www.msmt.cz/vyzkum-a-vyvoj-2/sujv-spojeny-ustav-jadernych-vyzkumu>>

- [22] *FL'NP: IBR-2* [online]. Russia: SÚJV Dubna [cit. 13. 5. 2019]. Dostupné z: <http://flnph.jinr.ru/en/facilities/ibr-2>
- [23] SÚJV DUBNA, MŠMT ČR a Martin HRNDINA. *Spojený ústav jaderných výzkumů* [pdf]. Praha: MŠMT, 2012.
- [24] ÚJF AV ČR. *Centrum urychlovačů a jaderných analytických metod (CANAM)* [pdf]. 2018, 1 – 6 [cit. 7. 1. 2019]. Dostupné z: <https://s-ic.cz/wp-content/uploads/2018/10/Centrum-urychlova%C4%8D%C5%AF-a-jadern%C3%BDch-analytick%C3%BDch-metod-CANAM.pdf>
- [25] ÚJF AV ČR. *Cyklotron TR-24* [online]. [cit. 7. 1. 2019]. Dostupné z: <http://www.ujf.cas.cz/cs/oddeleni/oddeleni-urychlovacu/TR-24/>
- [26] ČEZ, a. s. *Historie a současnost EDU* [online]. [cit. 8. 1. 2019]. Dostupné z: <https://www.cez.cz/cs/vyroba-elektriny/jaderna-energetika/jaderne-elektrarny-cez/edu/historie-a-soucasnost.html>
- [27] ČEZ a. s. *Technické provedení JE Temelín* [online]. [cit. 8. 1. 2019]. Dostupné z: <https://www.cez.cz/cs/vyroba-elektriny/jaderna-energetika/jaderne-elektrarny-cez/ete/technologie-a-zabezpeceni/8.html>
- [28] JANOŠEC, Jiří a Jan ŠAROUN. *Ve švédském Lundu vzniká Evropský spalačnický zdroj: Výzkumné centrum založené na nejsilnějším neutronovém zdroji* [online]. 8. 9. 2015 [cit. 8. 1. 2019]. Dostupné z: <https://www.tc.cz/cs/publikace/publikace/seznam-publikaci/ve-svedskem-lundu-vznika-evropsky-spalacni-zdroj-vyzkumne>
- [29] JELÍNEK, Martin. *Analýza neutronového pole laboratorního AmBe zdroje s využitím měřicího stendu*. FEKT, 2017. Diplomová práce. VUT v Brně. Vedoucí práce Ing. Karel Katovský, PhD.
- [30] *Jaderně energetická zařízení - Laboratorní cvičení*. VUT v Brně, 2018.
- [31] JUNA, Jaromír. *Neutronová spektrometrie: Písemná práce k aspirantskému semináři* [pdf]. Dostupné z: <https://www.ujv.cz/cs/o-spolecnosti/historie>
- [32] WAGNER, Vladimír. *Detektory a spektrometry neutronů* [ppt]. ÚJF AV ČR, 2005 [cit. 10. 1. 2019]. Přednáška. ČVUT v Praze. Dostupné z: <https://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/prednasky/spektroskopie/neutrony/detektory.ppt>

- [33] KREJČÍ, Vladimír. *Scintilační detektory*. 2002. Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, Měřicí a výpočetní technika.
- [34] BLAŽKOVÁ, Irena. *Jaderné elektrárny, jejich perspektivy a nové koncepce: Detektory ionizujícího záření* [online]. Brno, 2008 [cit. 18. 5. 2019]. Dostupné z: <http://www.physics.muni.cz/~blazkova/dp/Radiace5.htm>
Diplomová práce. MUNI. Vedoucí práce Doc. RNDr. David Trunc, CSc.
- [35] RNDr. ULMANN, Vojtěch. *Detekce a spektrometrie ionizujícího záření* [online]. [cit. 18. 4. 2019]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm#3>
- [36] KRÁL, Dušan. *Hodnocení vlivu tepelných elektráren na životní prostředí s využitím radioanalytických metod*. Brno, 2015. Bakalářská práce. VUT v Brně. Vedoucí práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [37] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström a R.B. Firestone. *WWW Table of Radioactive Isotopes: Nuclide search* [online]. 1999. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp>

Seznam symbolů, veličin a zkratek

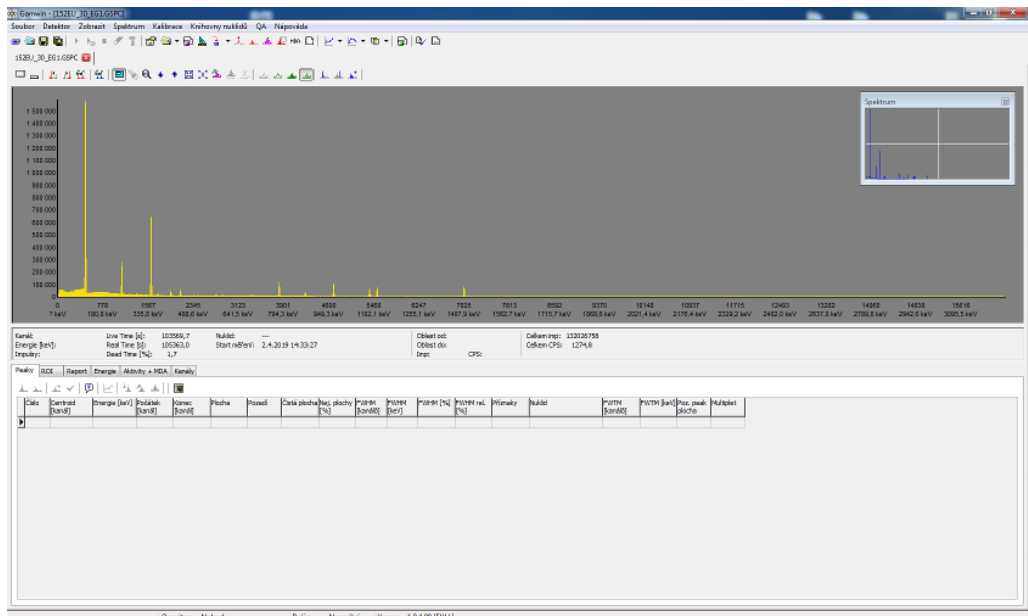
ADTT	Accelerator Driven Transmutation Technologies (Urychlovačem řízené transmutační technologie)
²⁴¹AmBe	Americium beryllium 241
AV ČR	Akademie věd České republiky
AZ	Aktivní zóna
ESS	European Spallation Source (Evropský spalační zdroj)
FEP	Full Energy Peak (pík úplného pohlcení)
FL'NP	Frank Laboratory of Neutron Physics (Frankova laboratoř neutronové fyziky)
HPGe	High Purity Germanium (germanium s vysokou čistotou)
IAEA	International Atomic Energy Agency (Mezinárodní agentura pro atomovou energii)
I. O.	Primární okruh
II. O.	Sekundární okruh
IZ	Ionizující záření
NAA	Neutronová Aktivační Analýza
NEA	Nuclear Energy Agency (Agentura pro jadernou energii)
²³⁹PuBe	Plutonium beryllium 239
SELČ	Středoevropský letní čas
SÚJV Dubna	Spojený ústav jaderných výzkumů v Dubně
TRIGA	Training, Research, Isotope Production, General Atomic (Školení, Výzkum, Produkce izotopů, Obecná atomová věda)
²³⁵U	Uran 235
ÚJF	Ústav Jaderné Fyziky (Akademie věd ČR)
Z	Atomové číslo
ŽP	Životní prostředí

Seznam příloh

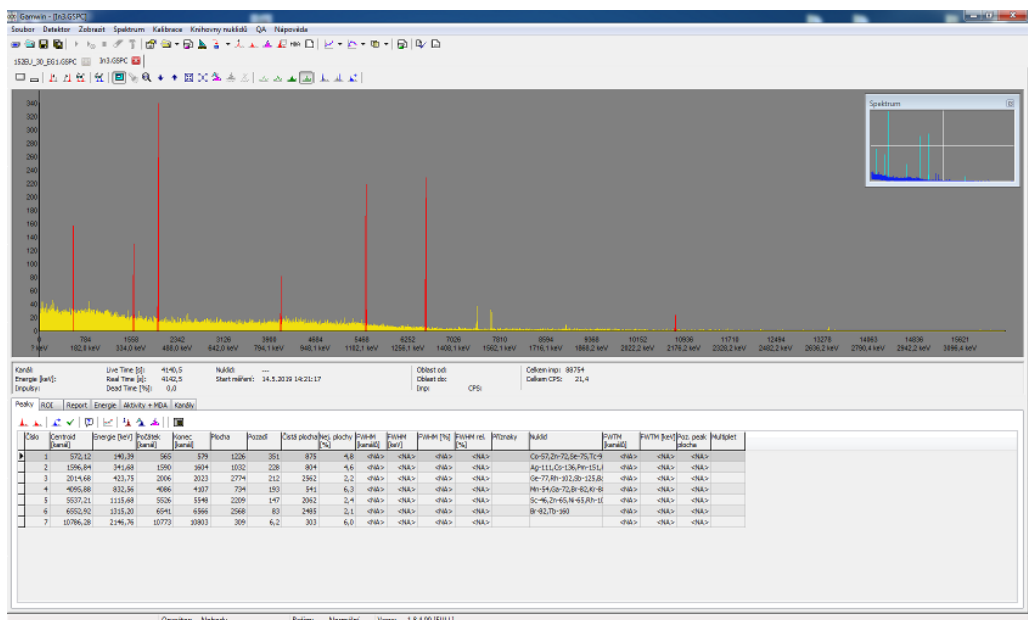
A	Obrázková příloha k bakalářské práci	56
A.1	Program Gamwin	56
A.2	Dokumentace měření	57
B	Pomocné tabulky pro výpočty	63

A Obrázková příloha k bakalářské práci

A.1 Program Gamwin



Obr. A.1: Grafické rozhraní programu GAMWIN (spektrum nuklidu ^{152}Eu .)

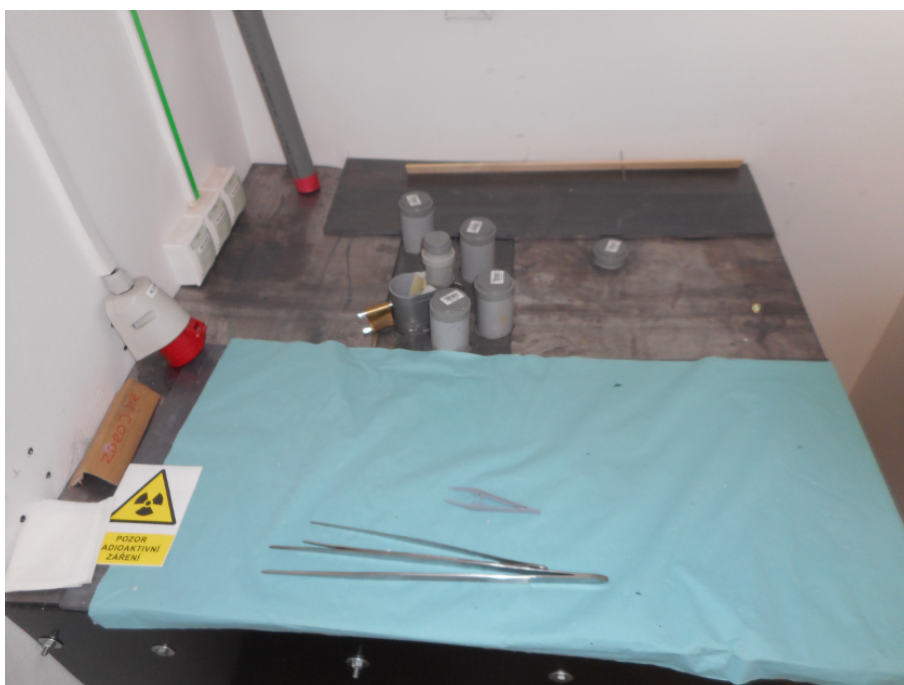


Obr. A.2: Grafické rozhraní programu GAMWIN s označenými a vypočítanými píky (spektrum aktivní fólie india).

A.2 Dokumentace měření



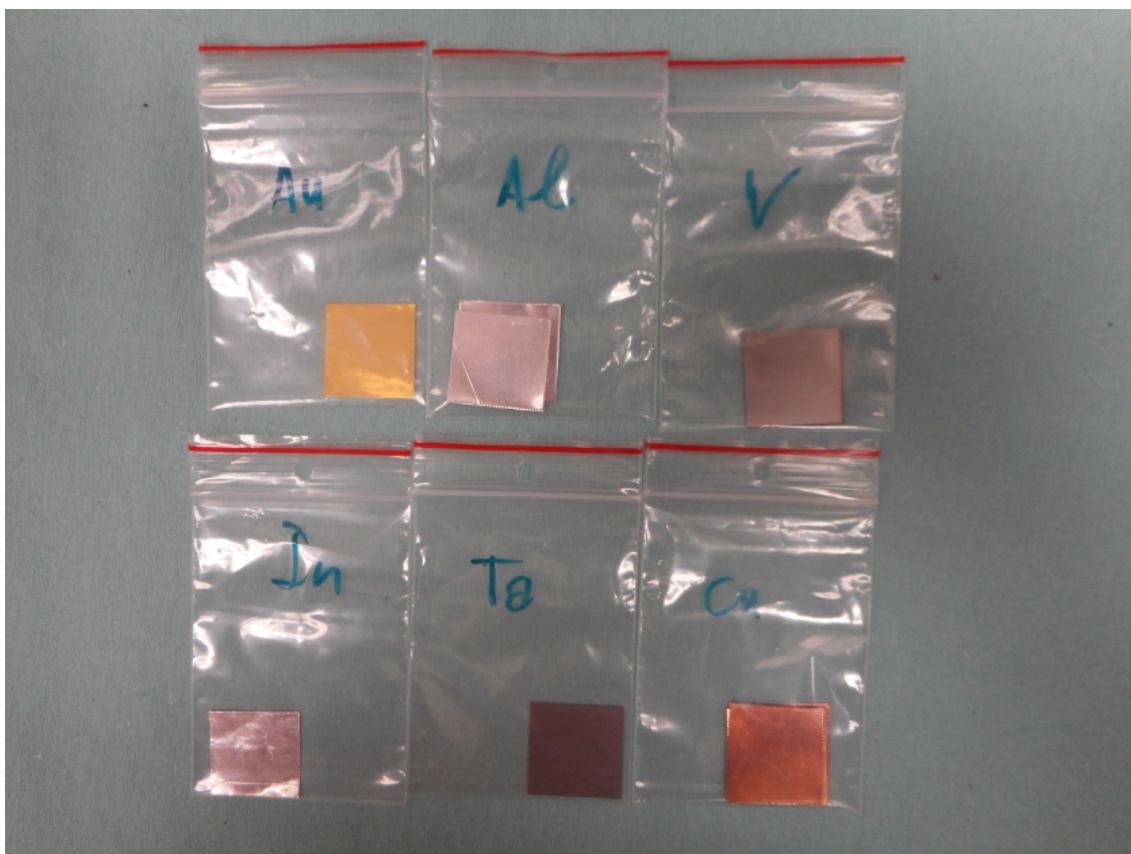
Obr. A.3: Pohled na box ukrývající $^{241}\text{AmBe}$ neutronový zdroj.



Obr. A.4: Detailní záběr měřících šachet stendu.



Obr. A.5: Fólie prvního aktivačního detektoru a háček k jejich upevnění.



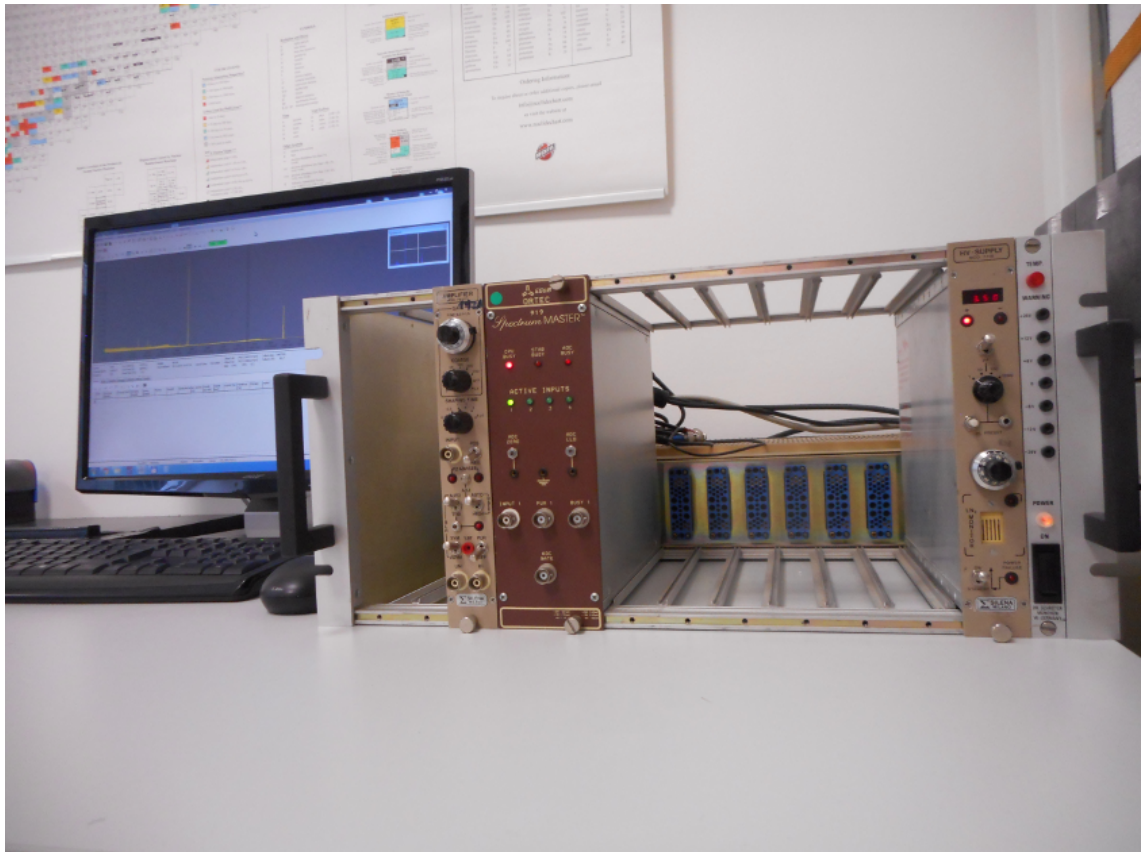
Obr. A.6: Fólie druhého aktivačního detektoru.



Obr. A.7: Kalibrační zářiče v laboratoři IZ na VUT v Brně.



Obr. A.8: Pohled na sestavu HPGe spektrometru.



Obr. A.9: Elektronika HPGe spektrometru.



Obr. A.10: Pohled dovnitř HPGe spektrometru.

B Pomocné tabulky pro výpočty

Tab. B.1: Pomocná tabulka pro výpočet píkové efektivity HPGe spektrometru na měřící geometrii 5 mm.

Zářič	λ [s^{-1}]	A_0 [Bq]	Ref. datum	$E(\gamma)$ [keV]	$I(\gamma)$ [%]	Start měření	t_{REAL} [s]	t_{LIVE} [s]	$S(\gamma)$ [-]
^{57}Co	$2,95 \cdot 10^{-8}$	151 700	01.02.2015	122,06	85,6	27. 3. 2019 09:23:25	469,4	467,1	109 015
^{57}Co	$2,95 \cdot 10^{-8}$	151 700	01.02.2015	136,47	10,7	27. 3. 2019 09:23:25	469,4	467,1	13 433
^{60}Co	$4,17 \cdot 10^{-9}$	11 480	01.02.2015	1 173,24	100,0	27. 3. 2019 10:01:41	501,6	494,0	33 421
^{60}Co	$4,17 \cdot 10^{-9}$	11 480	01.02.2015	1 332,50	100,0	27. 3. 2019 10:01:41	501,6	494,0	29 315
^{65}Zn	$3,58 \cdot 10^{-8}$	816 800	30.12.2018	1 115,55	50,6	28. 3. 2019 14:52:06	300,0	204,1	760 790
^{54}Mn	$2,57 \cdot 10^{-8}$	237 400	01.02.2015	834,85	100,0	27. 3. 2019 10:56:42	395,0	390,6	48 462
^{22}Na	$8,44 \cdot 10^{-9}$	5 072	01.02.2015	1 274,53	99,9	27. 3. 2019 11:08:27	390,3	387,9	5 437
^{109}Cd	$1,73 \cdot 10^{-8}$	671 700	01.02.2015	88,04	3,6	27. 3. 2019 11:42:02	301,1	300,2	50 064
^{133}Ba	$2,09 \cdot 10^{-9}$	3 380	01.02.2015	81,00	34,1	27. 3. 2019 11:42:02	456,0	453,9	18 774
^{133}Ba	$2,09 \cdot 10^{-9}$	3 380	01.02.2015	276,40	7,2	27. 3. 2019 11:42:02	456,0	453,9	3 819
^{133}Ba	$2,09 \cdot 10^{-9}$	3 380	01.02.2015	302,85	18,3	27. 3. 2019 11:42:02	456,0	453,9	9 182
^{133}Ba	$2,09 \cdot 10^{-9}$	3 380	01.02.2015	356,02	62,1	27. 3. 2019 11:42:02	456,0	453,9	25 912
^{133}Ba	$2,09 \cdot 10^{-10}$	3 380	01.02.2015	383,85	8,9	27. 3. 2019 11:42:02	456,0	453,9	3 659
^{137}Cs	$7,30 \cdot 10^{-10}$	16 630	01.02.2015	661,66	85,1	27. 3. 2019 12:03:55	301,7	296,4	74 359
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	121,78	28,4	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	163 072
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	244,70	7,6	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	27 178
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	344,28	26,6	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	70 782
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	778,90	13,0	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	14 033
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	964,08	14,5	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	12 775
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	1 085,84	10,1	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	7 903
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	1 112,08	13,4	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	10 659
^{152}Eu	$1,62 \cdot 10^{-9}$	32 750	30.09.2014	1 408,01	20,9	27. 3. 2019 14:15:53	301,4	285,5	13 201
^{88}Y	$7,52 \cdot 10^{-8}$	70 040	30.12.2018	898,04	93,7	29. 3. 2019 09:29:03	31 963,7	29 343,6	14 352 471
^{88}Y	$7,52 \cdot 10^{-8}$	70 040	30.12.2018	1 836,06	99,2	29. 3. 2019 09:29:03	31 963,7	29 343,6	7 415 211
^{241}Am	$5,08 \cdot 10^{-11}$	467 000	01.02.2015	59,54	35,9	27. 3. 2019 16:19:52	301,1	289,7	719 460

Tab. B.2: Pomocná tabulka pro výpočet píkové efektivity HPGe spektrometru na měřící geometrii 30 mm.

Zářič	λ [s ⁻¹]	A ₀ [Bq]	Ref. datum	E(γ) [keV]	I(γ) [%]	Start měření	t _{REAL} [s]	t _{LIVE} [s]	S(γ) [-]
⁵⁷ Co	2,95·10 ⁻⁸	151 700	01.02.2015	122,06	85,6	27. 3. 2019 14:56:06	301,0	300,5	20 933
⁵⁷ Co	2,95·10 ⁻⁸	151 700	01.02.2015	136,47	10,7	27. 3. 2019 14:56:06	301,0	300,5	2 570
⁶⁰ Co	4,17·10 ⁻⁹	11 480	01.02.2015	1 173,24	100,0	27. 3. 2019 15:06:19	446,7	444,5	9 550
⁶⁰ Co	4,17·10 ⁻⁹	11 480	01.02.2015	1 332,50	100,0	27. 3. 2019 15:06:19	446,7	444,5	8 554
⁶⁵ Zn	3,58·10 ⁻⁸	816 800	30.12.2018	1 115,55	50,6	28. 3. 2019 14:43:52	300,0	264,8	296 655
⁵⁴ Mn	2,57·10 ⁻⁸	237 400	01.02.2015	834,85	100,0	27. 3. 2019 12:27:28	302,1	301,0	11 524
²² Na	8,44·10 ⁻⁹	5 072	01.02.2015	1 274,53	99,9	27. 3. 2019 15:35:36	2 020,6	2 016,5	9 841
¹⁰⁹ Cd	1,73·10 ⁻⁸	671 700	01.02.2015	88,04	3,6	27. 3. 2019 16:31:28	301,5	301,2	15 071
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	81,00	34,1	27. 3. 2019 16:38:34	648,3	647,4	8 912
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	276,40	7,2	27. 3. 2019 16:38:34	648,3	647,4	1 716
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	302,85	18,3	27. 3. 2019 16:38:34	648,3	647,4	3 921
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	356,02	62,1	27. 3. 2019 16:38:34	648,3	647,4	10 869
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	383,85	8,9	27. 3. 2019 16:38:34	648,3	647,4	1 500
¹³⁷ Cs	7,30·10 ⁻¹⁰	16 630	01.02.2015	661,66	85,1	27. 3. 2019 16:54:34	725,8	721,8	54 273
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	121,78	28,4	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	121 082
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	244,70	7,6	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	21 040
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	344,28	26,6	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	53 258
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	778,90	13,0	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	10 708
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	964,08	14,5	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	9 802
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	1 085,84	10,1	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	5 694
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	1 112,08	13,4	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	8 289
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	1 408,01	20,9	27. 3. 2019 17:10:14	691,1	679,3	10 114
⁸⁸ Y	7,52·10 ⁻⁸	70 040	30.12.2018	898,04	93,7	27. 3. 2019 13:30:14	536,2	521,7	80 556
⁸⁸ Y	7,52·10 ⁻⁸	70 040	30.12.2018	1 836,06	99,2	27. 3. 2019 13:30:14	536,2	527,7	42 291
²⁴¹ Am	5,08·10 ⁻¹¹	467 000	01.02.2015	59,54	35,9	27. 3. 2019 17:42:09	527,1	519,9	432 271

Tab. B.3: Pomocná tabulka pro výpočet píkovej efektivity HPGe spektrometru na měřící geometrii 30 mm.

Záříč	λ [s ⁻¹]	A ₀ [Bq]	Ref. datum	E(γ) [keV]	I(γ) [%]	Start měření	t _{REAL} [s]	t _{LIVE} [s]	S(γ) [-]
⁵⁷ Co	2,95·10 ⁻⁸	151 700	01.02.2015	122,06	85,6	27. 3. 2019 17:57:00	564,4	564,1	9 622
⁵⁷ Co	2,95·10 ⁻⁸	151 700	01.02.2015	136,47	10,7	27. 3. 2019 17:57:00	564,4	564,1	1 236
⁶⁰ Co	4,17·10 ⁻⁹	11 480	01.02.2015	1 173,24	100,0	27. 3. 2019 18:10:07	900,8	899,5	5 433
⁶⁰ Co	4,17·10 ⁻⁹	11 480	01.02.2015	1 332,50	100,0	27. 3. 2019 18:10:07	900,8	899,5	4 874
⁶⁵ Zn	3,58·10 ⁻⁸	816 800	30.12.2018	1 115,55	50,6	28. 3. 2019 14:43:52	300,0	289,5	89 074
⁵⁴ Mn	2,57·10 ⁻⁸	237 400	01.02.2015	834,85	100,0	27. 3. 2019 18:38:49	600,0	599,4	6 033
²² Na	8,44·10 ⁻⁹	5 072	01.02.2015	1 274,53	99,9	28. 3. 2019 09:29:33	2 156,7	2 155,3	3 104
¹⁰⁹ Cd	1,73·10 ⁻⁸	671 700	01.02.2015	88,04	3,6	28. 3. 2019 10:06:08	805,2	804,9	9 357
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	81,00	34,1	28. 3. 2019 10:21:33	2 514,2	2 513,0	8 672
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	276,40	7,2	28. 3. 2019 10:21:33	2 514,2	2 513,0	1 733
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	302,85	18,3	28. 3. 2019 10:21:33	2 514,2	2 513,0	4 079
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	356,02	62,1	28. 3. 2019 10:21:33	2 514,2	2 513,0	11 733
¹³³ Ba	2,09·10 ⁻⁹	3 380	01.02.2015	383,85	8,9	28. 3. 2019 10:21:33	2 514,2	2 513,0	1 535
¹³⁷ Cs	7,30·10 ⁻¹⁰	16 630	01.02.2015	661,66	85,1	28. 3. 2019 11:04:35	572,9	572,0	11 620
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	121,78	28,4	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	1 167 789
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	244,70	7,6	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	215 677
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	344,28	26,6	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	532 812
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	778,90	13,0	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	112 071
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	964,08	14,5	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	104 604
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	1 085,84	10,1	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	66 230
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	1 112,08	13,4	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	81 323
¹⁵² Eu	1,62·10 ⁻⁹	32 750	30.09.2014	1 408,01	20,9	28. 3. 2019 11:36:53	1 800,0	1 673,3	106 047
⁸⁸ Y	7,52·10 ⁻⁸	70 040	30.12.2018	898,04	93,7	27. 3. 2019 18:50:40	51 692,2	51 279,0	2 245 444
⁸⁸ Y	7,52·10 ⁻⁸	70 040	30.12.2018	1 836,06	99,2	27. 3. 2019 18:50:40	51 692,2	51 279,0	1 202 187
⁸⁸ Y	7,52·10 ⁻⁸	70 040	30.12.2018	2 734,09	0,71	27. 3. 2019 18:50:40	51 692,2	51 279,0	5379
²⁴¹ Am	5,08·10 ⁻¹¹	467 000	01.02.2015	59,54	35,9	28. 3. 2019 12:10:36	600,3	598,2	116 967