

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2017

Bc. Dušan Král



# 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

## **STUDIUM VYUŽITÍ THORIA V JADERNÝCH REAKTORECH ŘÍZENÝCH URYCHLOVAČEM**

INVESTIGATION OF THORIUM UTILIZATION IN ACCELERATOR DRIVEN NUCLEAR REACTORS

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

MASTER'S THESIS

**AUTOR PRÁCE**

AUTHOR

**Bc. Dušan Král**

**VEDOUCÍ PRÁCE**

SUPERVISOR

**Ing. Miroslav Zeman**

**BRNO 2017**



# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

**Student:** Bc. Dušan Král

**ID:** 154923

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2016/17

## NÁZEV TÉMATU:

### Studium využití thoria v jaderných reaktorech řízených urychlovačem

## POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Teoreticky popište fyzikální a technologický princip reaktorů řízených urychlovačem.
2. Zpracujte historickou rešerši výzkumu a vývoje v oblasti urychlovačem řízených systémů; přehledně zpracujte aktuální stav světového výzkumu v této oblasti.
3. Osvojte si metodiku aktivačních měření reakčních rychlostí, jaderné gama-spektrometrie, práci s HPGe detektory a zpracování experimentálních dat. Zúčastněte se experimentálních měření na podkritickém ADS stendu QUINTA.
4. Zpracujte experimentální data transmutačních reakčních rychlostí thoria ozářeného v urychlovačem řízeném podkritickém souboru QUINTA v SUJV Dubna.
5. Výsledky přehledně zpracujte a porovnejte s teoretickými predikcemi.

## DOPORUČENÁ LITERATURA:

1. Lukáš Závorka: Transmutace aktinidů pomocí spalačních reakcí, dizertační práce, FJFI ČVUT, 2015.
2. Chitra Bhatia, Vinod Kumar: Role of  $(n,xn)$  reactions in Accelerator Driven Sub-critical Systems, LAP LAMBERT Academic Publishing, 2011.
3. Status of Accelerator Driven Systems Research and Technology Development, International Atomic Energy Agency TecDoc, 2015.

**Termín zadání:** 6.2.2017

**Termín odevzdání:** 22.5.2017

**Vedoucí práce:** Ing. Miroslav Zeman

**Konzultant:** Ing. Karel Katovský, Ph.D.

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

## UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové 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.

## ABSTRAKT

V této práci je rozvíjena především myšlenka použití urychlovačem řízených systémů pro transmutaci thoria na štěpný materiál, který je možné využít jak v samotných urychlovačem řízených systémech, tak i v klasických jaderných reaktorech. Thorium se na Zemi vyskytuje pouze ve formě štěpitelného izotopu  $^{232}\text{Th}$ . Ten, aby mohl být efektivně využit, musí být nejprve přeměněn na štěpný materiál, v tomto případě záchytem neutronu na štěpný izotop  $^{233}\text{U}$ .

Experimentální část práce zpracovává data naměřená z ozařování čtyř thoriových vzorků polem sekundárních neutronů ve spalační sestavě QUINTA, která byla ozařována protony o energii 660 MeV. Reakční rychlosti pro štěpné a spalační produkty byly stanoveny pomocí gama spektroskopie a následné analýzy naměřených dat. Dále byly ve všech vzorcích stanoveny reakční rychlosti produkce  $^{233}\text{Pa}$  a byly provedena simulace reakčních rychlostí pro štěpení a produkci  $^{233}\text{Pa}$  pomocí kódu MCNPX a knihoven evaluovaných jaderných dat pro vysokoenergetické reakce.

Získané experimentální výsledky jsou důležité pro budoucí použití thoria v urychlovačem řízených systémech, validaci výpočetních kódů založených na metodě Monte-Carlo a validaci vysokoenergetických jaderných modelů.

## KLÍČOVÁ SLOVA

Jaderná energie, thorium, ADS, spalační reakce, transmutace, gama spektrometrie

## ABSTRACT

This thesis deals with the idea of using accelerator driven systems for thorium transmutation into the fissile material, which can be utilized in the accelerator driven systems and in thermal nuclear reactors. Thorium occurs on Earth only in fertile isotope  $^{232}\text{Th}$ . It can be converted to fissile  $^{233}\text{U}$  by neutron capture and subsequent beta decay.

The experimental part handles the data measured by the irradiation of four thorium samples by the secondary neutrons in the QUINTA spallation target, which was irradiated with 660 MeV protons. Reaction rates for the fission and spallation products were estimated using gamma spectroscopy and activation techniques. Furthermore,  $^{233}\text{Pa}$  production rates were also determined in all experimental samples.  $^{233}\text{Pa}$  and fission production rates were calculated in all experimental samples using the MCNPX transport code and evaluated nuclear data for high-energy reactions.

The experimental results are of a great importance for the future investigation of thorium in the accelerator driven system concept, validation of Monte Carlo-based calculation codes and validation of high-energy nuclear models.

## KEYWORDS

Nuclear energy, thorium, ADS, spallation reaction, transmutation, gamma-ray spectrometry

KRÁL, Dušan *Studium využití thoria v jaderných reaktorech řízených urychlovačem*: diplomová práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky, 2017. 92 s. Vedoucí práce byl Ing. Miroslav Zeman

## PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Studium využití thoria v jaderných reaktorech řízených urychlovačem“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové 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 diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Brno .....

.....

podpis autora

## PODĚKOVÁNÍ

Rád bych poděkoval vedoucímu diplomové práce panu Ing. Miroslavu Zemanovi a konzultantu panu Ing. Karlu Katovskému, Ph.D. za odborné vedení, konzultace, trpělivost a podnětné návrhy k práci. Také bych jim rád poděkoval za možnost pracovat na své práci ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Rusku ve městě Dubna. Dále bych rád poděkoval Ing. Radku Vespalci a Ing. Pavlu Tichému za pomoc a podnětné připomínky při zpracovávání experimentálních dat a za pomoc se simulacemi v kódu MCNP.

Brno .....

.....

podpis autora

# OBSAH

<b>Seznam zkratk</b>	<b>12</b>
<b>Úvod</b>	<b>15</b>
<b>1 Jaderná energetika</b>	<b>16</b>
1.1 Problémy jaderné energetiky . . . . .	16
1.1.1 Ekonomická náročnost a délka výstavby . . . . .	16
1.1.2 Palivo . . . . .	17
1.1.3 Odpad . . . . .	19
1.2 Typy jaderných reaktorů . . . . .	20
<b>2 Urychlovačem řízené systémy</b>	<b>21</b>
2.1 Urychlovačem řízené neutronové zdroje . . . . .	21
2.1.1 Třířtivé reakce . . . . .	22
2.2 Komponenty urychlovačem řízených systémů . . . . .	23
2.2.1 Urychlovač . . . . .	23
2.2.2 Terč . . . . .	25
2.2.3 Reaktor . . . . .	26
2.2.4 Klady a zápory ADS . . . . .	27
<b>3 Projekty spojené s ADS</b>	<b>28</b>
3.1 Energetický zesilovač . . . . .	28
3.2 YALINA . . . . .	29
3.3 RACE . . . . .	30
3.4 MEGAPIE . . . . .	30
3.5 OMEGA . . . . .	30
3.6 Experimentální zařízení pro transmutaci . . . . .	30
3.7 Spalační neutronový zdroj . . . . .	31
3.8 Evropský spalační zdroj . . . . .	31
3.9 GUINEVERE . . . . .	32
3.10 MYRRHA . . . . .	32
3.11 Čínský urychlovačem řízený systém . . . . .	33
<b>4 ADS výzkum v SÚJV Dubna</b>	<b>34</b>
4.1 GAMMA-2 . . . . .	34
4.2 GAMMA-3 . . . . .	34
4.3 Energie + Transmutace . . . . .	35
4.4 QUINTA . . . . .	36
4.5 BURAN . . . . .	37



4.6	Urychlovače používané v SÚJV Dubna . . . . .	37
4.6.1	Nuklotron . . . . .	37
4.6.2	Fázotron . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Thorium a jeho použití v jaderné energetice</b>	<b>39</b>
5.1	Palivový cyklus využívající thorium . . . . .	41
5.1.1	Otevřený palivový cyklus . . . . .	41
5.1.2	Uzavřený palivový cyklus . . . . .	41
5.1.3	Použití thoria v ADS . . . . .	42
5.2	Historické a současné použití thoria v jaderných reaktorech . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Aktivační měření</b>	<b>45</b>
6.1	Fyzikální princip . . . . .	46
6.1.1	Reakční rychlost . . . . .	48
<b>7</b>	<b>Spektrometrie gama záření</b>	<b>51</b>
7.1	Detekce gama záření . . . . .	53
7.1.1	Fotoelektrický jev . . . . .	53
7.1.2	Comptonův rozptyl . . . . .	53
7.1.3	Tvorba párů elektron-pozitron . . . . .	54
7.1.4	Druhotné efekty . . . . .	54
7.2	Kalibrace HPGe spektrometru . . . . .	55
7.2.1	Energetická kalibrace . . . . .	55
7.2.2	Účinnostní kalibrace . . . . .	56
7.3	Opravné faktory . . . . .	58
7.3.1	Korekce na samoabsorpci . . . . .	59
7.3.2	Korekce na koincidenční sumace . . . . .	60
<b>8</b>	<b>Experimentální část</b>	<b>62</b>
8.1	Zpracování dat . . . . .	64
8.1.1	Určení ploch píků . . . . .	65
8.1.2	Korekce deformací píků . . . . .	66
8.1.3	Parametry naměřených spekter . . . . .	67
8.1.4	Korekce energetické nelinearity detektoru . . . . .	67
8.1.5	Odečet pozadí . . . . .	68
8.1.6	Odečet píků jednoduchého a dvojitého výletu . . . . .	68
8.1.7	Korekce na účinnost detektoru . . . . .	69
8.1.8	Oprava na samoabsorpci . . . . .	69
8.1.9	Identifikace izotopů ve spektru . . . . .	69
8.1.10	Stanovení reakčních rychlostí . . . . .	72
8.1.11	Finální zpracování . . . . .	72

8.2 Experimentální výsledky a simulace . . . . .	74
<b>9 Závěr</b>	<b>84</b>
<b>Literatura</b>	<b>86</b>
<b>A Příloha</b>	<b>92</b>

# SEZNAM OBRÁZKŮ

2.1	<i>Průběh spalační reakce.</i>	23
2.2	<i>Schéma ADS.</i>	24
2.3	<i>Výtěžek neutronů ze štěpení a spalace ve wolframovém terči.</i>	25
3.1	<i>Zařízení TEF.</i>	31
3.2	<i>Zařízení MYRRHA.</i>	32
4.1	<i>Terč sestavy Gamma-2.</i>	35
4.2	<i>Spalační terč E+T.</i>	36
4.3	<i>Spalační terč QUINTA.</i>	36
4.4	<i>Spalační terč BURAN.</i>	37
5.1	<i>Účinný průřez pro reakce <math>(n,\gamma)</math> a <math>(n,f)</math> <math>^{232}\text{Th}</math> a <math>^{238}\text{U}</math>.</i>	39
6.1	<i>Účinný průřez pro reakce <math>(n,\gamma)</math> a <math>(n,f)</math> <math>^{232}\text{Th}</math>.</i>	47
7.1	<i>Schéma HPGe detektoru.</i>	52
7.2	<i>Reálný pohled na HPGe detektor a měřicí komoru.</i>	53
7.3	<i>Totální účinnost měřicí pozice P2 detektoru F.</i>	57
7.4	<i>Píková účinnost před a po zavedení opravy na koincidenční sumace měřicí pozice P2 detektoru F.</i>	59
7.5	<i>Kaskádní rozpadové schéma.</i>	60
8.1	<i>QUINTA v bočním pohledu.</i>	62
8.2	<i>Držák se vzorky před čtvrtou sekcí QUINTY.</i>	63
8.3	<i>Fitování spektra v programu Deimos32.</i>	66
8.4	<i>Reakční rychlost vybraných štěpných produktů.</i>	74
8.5	<i>Průběh hustoty neutronového toku v různých pozicích nasimulovaných pomocí MCNPX 2.7.</i>	77
8.6	<i>Průběh účinného průřezu pro štěpení a záchyt neutronu na <math>^{232}\text{Th}</math>.</i>	78
8.7	<i>Reakční rychlosti reakce <math>^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Pa}</math> a <math>^{232}\text{Th}(n,f)</math>.</i>	79
8.8	<i>Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31 (část I.).</i>	80
8.9	<i>Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31 (část II.).</i>	80
8.10	<i>Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31 (část III.).</i>	81
8.11	<i>Výstup z programu RubyDecan.</i>	83

## SEZNAM TABULEK

8.1	<i>Parametry vyhodnocovaných vzorků. . . . .</i>	63
8.2	<i>Reakční rychlost vybraných produktů u vzorků z měřicí pozici P3. . . .</i>	75
8.3	<i>Reakční rychlost vybraných produktů u vzorků z měřicí pozici P3. . . .</i>	76
8.4	<i>Reakční rychlost simulovaná pro reakce <math>^{232}\text{Th}(n,f)</math> a <math>^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Pa}</math> u vzorků v měřicí pozici P3. . . . .</i>	79
8.5	<i>Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31. . . . .</i>	82
A.1	<i>Parametry použitých HPGe detektorů. . . . .</i>	92
A.2	<i>Vzdálenosti měřících pozic použitých detektorů. . . . .</i>	92

## SEZNAM ZKRATEK

ABWR	Advanced Boiling Water Reactor / Pokročilý varný reaktor
ANL	Argonne National Laboratory / Národní laboratoř v Argonne
ADS	Accelerator Driven System / Urychlovačem řízený systém
ADSS	Accelerator Driven Subcritical System / Urychlovačem řízený podkritický systém
ADT	Accelerator Driven Transmutation / Urychlovačem řízená transmutace
ADTS	Accelerator Driven Transmutation System / Urychlovačem řízený transmutační systém
ADTT	Accelerator Driven Transmutation Technology / Urychlovačem řízená transmutační technologie
ARC	The Adiabatic Resonance Crossing
AVČR	Akademie věd České republiky
AZ	Aktivní zóna
BWR	Boiling Water Reactor / Varný reaktor
C-ADS	Chinese Accelerator Driven System / Čínský urychlovačem řízený systém
CANDU	CANada Deuterium-Uranium
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire / Evropská organizace pro jaderný výzkum
ČR	Česká republika
DEP	Double Escape Peak / Pík dvojitého výletu
EA	Energy Amplifier / Energetický zesilovač
EU	Evropská unie
ESS	European Spallation Source / Evropský spalační zdroj
FEAT	First Energy Amplifier Test
FEP	Full Energy Peak / Pík plného pohlcení
FWHM	Full Width at Half Maximum / Pološířka
GUINEVERE	Generator of Uninterrupted Intense Neutron at the lead VENus REactor
HPGe	High Purity Germanium / Vysoce čisté germanium

---

HTGR	High Temperature Gas cooled Reactor / Vysokoteplotní plynem chlazený reaktor
IAEA	International Atomic Energy Agency / Mezinárodní agentura pro atomovou energii
JE	jaderná elektrárna
LFTR	Liquid Fluoride Thorium Reactor / Reaktor s thoriem ve fluoridové soli
LLFP	Long Lived Fission Products / Dlouze žijící štěpné produkty
LWR	Light Water Reactor / Lehkovodní reaktor
MEGAPIE	Megawatt Spallation Target Pilot Experiment / Pilotní experiment megawatového spalačního terče
MOX	Mixed Oxide Fuel / Palivo ze směsných oxidů
MSR	Molten Salt Reactor / Reaktor s rozpuštěnými solemi
MSBR	Molten Salt Breeder Reactor / Množivý reaktor s rozpuštěnými solemi
MSRE	Molten Salt Reactor Experiment / Experimentální reaktor s rozpuštěnými solemi
MTR	Materials Testing Reactor / Reaktor pro testování materiálů
MYRRHA	Multipurpose Hybrid Research Reactor for High-tech Applications / Víceúčelový hybridní výzkumný reaktor pro high-tech aplikace
NEA	Nuclear Energy Agency
OMEGA	Options Making Extra Gain from Actinides
ORNL	Oak Ridge National Laboratory / Národní laboratoř Oak Ridge
PHWR	Pressurised Heavy Water Reactor / Těžkovodní reaktor
PWR	Presuarized Water Reactor / Tlakovodní reaktor
QUINTA	QUasi-INfinite TArget / Kvazi-nekonečný terč
RACE	Reactor accelerator coupling experiments
R&D	Research and Development / Výzkum a vývoj
SEP	Single Escape Peak / Pík jednoduchého výletu
SLFP	Short-Lived Fission Products / Krátce-žijící štěpné produkty
SMR	Small Modular Reactor / Malý modulární reaktor
SNS	Spallation Neutron Source / Spalační neutronový zdroj

SSSR	Svaz sovětských socialistických republik
SÚJB	Státní úřad pro jadernou bezpečnost
SÚJV	Spojený ústav jaderných výzkumů
TEF	Transmutation Experimental Facility / Transmutační výzkumné zařízení
TRADE	The Triga Accelerator-Driven Experiment
TRISO	TRIStructural-ISOtropic
USA	United States of America / Spojené státy americké
ÚJF	Ústav jaderné fyziky
VJP	Vyhořelé jaderné palivo

# ÚVOD

Energetiku čeká v příštích desetiletích nejedna výzva a až čas ukáže, jak se s nimi vyrovná. Čelí ekologickým a ekonomickým tlakům, kdy zejména v Evropě se v současné době vyplatí investovat pouze do dotovaných zdrojů. Dnes je patrné, že klasické elektrárny spalující uhlí čeká v západním světě postupný útlum a jejich výkon bude třeba nahradit novými zdroji. Ve velké míře se v tomto nabízejí a uplatňují obnovitelné zdroje. Pokud však nedojde k zásadnímu průlomů v oblasti ukládání energie, tak nemají potenciál ovládnout energetický sektor. Jako řešení se nabízejí jaderné zdroje, které splňují ekologické požadavky a zároveň dokáží zajistit dostupnost elektrické energie nezávisle na klimatických podmínkách. V současné době, s cenou kolem 30 €/MWh [1] za silovou elektřinu na trhu v pevninské Evropě, není prostor pro novou výstavbu tak komplexních zařízení. Nastává tak situace, kdy bude problém nahradit, již dosluhující jaderné zdroje, které byly postaveny zejména v 70. letech minulého století. Na masovou obnovu jaderné flotily, natož pak na navyšování jejich podílu v energetice, chybí produkční kapacity a know-how.

Jaderná energetika, kromě finanční náročnosti, čelí také problému nakládání s vyhořelým jaderným palivem (VJP). To je dnes umísťováno do mokrých nebo suchých meziskladů, kde čeká na další zpracování a nebo na trvalé uložení do hlubinných úložišť, jež se ale teprve začínají budovat. Ve složení v jakém opustí jaderný reaktor, však stále obsahuje značný energetický potenciál. Proto by bylo chybou jej ukládat přímo do hlubinného úložiště. Zde se dostáváme k samotné myšlence ADS, tzv. urychlovačem řízeným systémům (Accelerator Driven System). Tato zařízení jsou schopna spalovat vysoceaktivní radioaktivní odpad a redukovat tak jeho množství, které je nutno uložit do hlubinných úložišť. Další možné využití, kterým se zabývá tato práce, je použití ADS jako množivého reaktoru pro výrobu paliva z přírodního izotopu thoria  $^{232}\text{Th}$ .

Cíle práce jsou zorientovat se v problematice jaderné energetiky, zejména se zaměřením na její současný stav a budoucí výzvy. To zahrnuje definování hlavních problémů, se kterými se jaderná energetika potýká, a které bude nutné vyřešit. Z celé širší dané problematiky se práce zaměřuje především na technologii ADS, kterou popisuje z fyzikálního a technologického hlediska. Je nutné definovat hlavní problémy, kterým čelí vývoj, a které je nutné vyřešit před stavbou prvních prototypových elektráren. Na to úzce navazuje část zabývající se možnostmi použití thoria v jaderných elektrárnách (JE), což je zároveň nosným tématem této práce. Mimo to jsou krátce popsány historické, současné a budoucí projekty zabývající se touto problematikou.

Praktická část práce si klade za cíl zpracovat experimentální data získaná z experimentu se vzorky přírodního izotopu thoria  $^{232}\text{Th}$  na spalační sestavě QUINTA ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně. Získaná data, je pak třeba porovnat se simulací experimentu. Tu lze provést například metodou Monte-Carlo.



# 1 JADERNÁ ENERGETIKA

Jaderná energetika se po více než 60 letech [2] existence stala nedílnou součástí elektroenergetiky řady zemí. V některých dokonce tvoří většinu energetického mixu dané elektrizační soustavy. V současné době je v provozu 449<sup>1</sup> reaktorů o celkovém výkonu 392 GW. Průměrné stáří jednotlivých bloků činí 30 let [3]. Většina JE (jaderných elektráren), které jsou v současné době v provozu, byla postavena v 60. a 70. letech 20. století. Z toho plyne, že při očekávané životnosti jaderného reaktoru 60 let budou současné JE dožít v 20. a 30. letech 21. století. Na celém světě jaderné elektrárny zajišťují produkci 11 % [4] elektrické energie [5].

V budoucnosti je očekáván výrazný nárůst spotřeby primárních energií zejména z důvodu zvyšování životní úrovně v rozvojových zemích. Naopak ve vyspělých státech bude spotřeba růst pomaleji a bude spojena zejména s elektrifikací dopravy a obecně upouštění od používání fosilních paliv. Vzhledem k celosvětovému konsenzu<sup>2</sup> o nutnosti snižovat produkci znečišťujících látek a skleníkových plynů se jeví jaderná energetika spolu s obnovitelnými zdroji jako jediné možné řešení, které bude schopné uspokojit rostoucí spotřebu. JE dokáží pracovat s vysokým koeficientem využití a používají se v základním režimu zatížení. Naproti tomu výroba z obnovitelných zdrojů je velmi nestálá a dokud nebude vyřešena akumulace elektrické energie v průmyslovém měřítku, tak nebude možné přejít na čistě bezemisní a bezodpadovou energetiku.

## 1.1 Problémy jaderné energetiky

Jaderná energetika se potýká s několika problémy, které jsou aktuální a nebo naopak teprve aktuální budou v nejbližších desetiletích. Tyto výzvy je nutné řešit již teď pokud nechceme do budoucna přijít o možnost získávání energie z tohoto zdroje. V následujících kapitolách jsou rozvedeny zásadní problémy.

### 1.1.1 Ekonomická náročnost a délka výstavby

Jak již bylo zmíněno v předchozí části, tak většina JE bude dožít v relativně krátkém období a výrobu z nich bude nutné nahradit. Bohužel zejména velké západní společnosti přišly o schopnost hromadné výstavby JE z důvodu stagnace na tomto poli v posledních desetiletích. V současné době se v západní Evropě a USA buduje šest jaderných bloků, které se ale potýkají s prodlužováním a prodražováním výstavby. Dalších třináct bloků se buduje ve střední a východní Evropě. O poznání lepší situace panuje v Rusku a Číně, kde Rusko dlouhodobě podporuje jak domácí tak i zahraniční výstavbu JE státní společnosti Rosatom. Odlišná situace je v Číně, která se na pozici

---

<sup>1</sup>Hodnota platná k 20.5.2017.

<sup>2</sup>Mezinárodní dohoda z pařížské klimatické konference

jaderné mocnosti dostává až v posledním desetiletí a výstavbou JE se snaží řešit domácí environmentální problémy spojené s těžbou a spalováním uhlí.

Dalším faktorem ovlivňujícím JE je to, že se jedná o velmi sofistikovaná zařízení, která musí splňovat velmi přísná kritéria daná různými domácími organizacemi, které zajišťují jadernou bezpečnost. V ČR je touto institucí SÚJB (Státní úřad pro jadernou bezpečnost). V mezinárodním prostoru působí organizace IAEA (Mezinárodní agentura pro atomovou energii), která dohlíží na dodržování smlouvy o nešíření jaderných zbraní. V otázce jaderné bezpečnosti má poradní a doporučující funkci.

Stav na trhu s elektřinou a emisními povolenkami v EU vede k tomu, že není ekonomicky výhodné stavět žádné nové nedotované zdroje. Tato situace se netýká pouze JE, ale i všech ostatních zdrojů. Na JE má však větší vliv, protože v jejich případě se jedná o zařízení s projektovou životností až 60 let, resp. u moderních reaktorů 3+ generace se uvažuje až o 100 letech [6]. Toho může být dosaženo díky pokroku v materiálovém inženýrství a metalurgii. Průměrná délka výstavby od zahájení projektu dosahuje 20 let. Z toho je patrné, že JE potřebují velmi stabilní ekonomické a legislativní prostředí. Tyto faktory do budoucna ohrožují energetickou bezpečnost EU. Jako možným řešením se jeví sériovost výroby, což je cílem zejména SMR (Small Modular Reactor). Jejich nástup je ale stále otázkou.

### 1.1.2 Palivo

Pokud budou překonány problémy z předchozí kapitoly a nastane jaderná renesance nabízí se otázka dostatku paliva za přijatelnou cenu. V současné době činí cena 22,75 \$<sup>3</sup> za libru U<sub>3</sub>O<sub>8</sub>[7]. Vlastní cena paliva pro JE, tak v současné době tvoří relativně zanedbatelnou položku. I při postupném nárůstu počtu JE bude ještě nějakou dobu trvat, než cena uranu začne hrát významnou roli. Navíc při jeho rostoucí ceně bude tlak na průzkum nových nalezišť a otevírání nových dolů, což bude po určitou dobu udržovat jeho cenu v rozumných mezích.

Palivem tzv. tepelných reaktorů je izotop uranu <sup>235</sup>U. Ten však tvoří jen 0,72 % vytěženého uranu. Zbytek je izotop <sup>238</sup>U. Téměř všechny energetické reaktory patří mezi tepelné reaktory, u nichž štěpení zajišťují tepelné neutrony o energii přibližně 0,025 eV, které jsou vhodné pro štěpení <sup>235</sup>U z hlediska účinného průřezu pro tuto reakci.

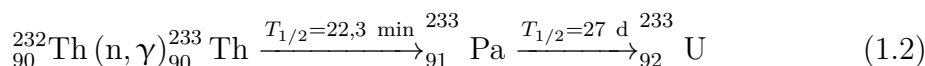
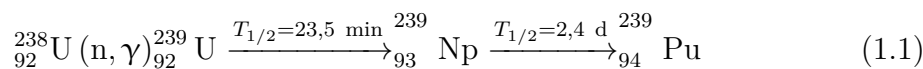
Spotřeba uranu je cca 65 000 t/rok z čehož těžba pokrývá cca 63 % zbytek je pokrýván zejména přepracováním vysoce obohaceného uranu zbraňové kvality. Toto přepracování má původ v Rusko-americké dohodě známé jako „*Megatons to Megawatts*“ (megatuny na megawatty), která měla za cíl snížit zásoby uranu a plutonia zbraňové kvality<sup>4</sup>. Odhaduje se, že obě mocnosti mají cca 2 000 t vysoce

<sup>3</sup>Hodnota platná k 21.5.2017.

<sup>4</sup>Jedná se o materiál s mírou obohacení přes 90 % u <sup>235</sup>U a přes 93 % v případě <sup>239</sup>Pu. U plutonia je ale zejména důležitý obsah dalších jeho izotopů, které vznikají při produkci <sup>239</sup>Pu, a které jsou

obohaceného uranu a 260 t  $^{239}\text{Pu}$ . Množství zbraňového uranu je ekvivalentem 500 000 t přírodního uranu (stav k roku 2008) a množství plutonia odpovídá 45 000 t přírodního uranu. Tato dohoda byla v platnosti 20 let od roku 1993 až do roku 2013. Během této doby bylo 500 t ruského vysoce obohaceného uranu konvertována na níže obohacený uran, který je vhodný pro použití v klasických reaktorech [8, 9].

Izotopy prvků vhodných pro použití jako palivo dělíme do dvou kategorií. První jsou tzv. štěpné izotopy. Ty lze přímo štěpit v jaderném reaktoru. Jedná se o izotopy  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$ . Z nichž se ale v přírodě vyskytuje pouze  $^{235}\text{U}$ . Další štěpné izotopy lze vyrobit pomocí jaderné transmutace z tzv. štěpitelných (množivých) izotopů. Sem řadíme  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  a  $^{240}\text{Pu}$ . Důležitá je především produkce z  $^{232}\text{Th}$  a  $^{238}\text{U}$ , protože tyto materiály se běžně vyskytují v zemské kůře v dostatečném množství. Štěpný materiál lze produkovat dle následujících reakcí:



Zkušenosti z reálného provozu máme s  $^{238}\text{U}$ , resp. jeho produktem  $^{239}\text{Pu}$ . Ten vzniká během provozu ve všech jaderných reaktorech a zvyšuje tak využití paliva. Jeho podíl na celkové produkci energie může být až jedna čtvrtina. Především ke konci kampaně než má dojít k výměně daného palivového souboru. Tato produkce je ovšem zanedbatelná, protože účinný průřez pro radiační záchyt tepelného neutronu jádrem  $^{238}\text{U}$  a nebo  $^{232}\text{Th}$  je velmi nízký oproti účinnému průřezu pro štěpení jader  $^{235}\text{U}$ ,  $^{233}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$  těmito neutrony. Pro vyšší produkci je nutná vyšší energie neutronů a i vyšší hustota neutronového toku. Toho lze dosáhnout v jiných typech reaktorů, viz Kap. 1.2.

V současné době jsou na Zemi známé zásoby uranu vhodné pro současně používaný palivový cyklus na cca 100 let<sup>5</sup>. Nutno ale podotknout, že geologické znalosti zásob uranu jsou mnohem menší než například ropy nebo uhlí. Z tohoto důvodu je pravděpodobné, že při zvýšené poptávce by následoval i rozsáhlý geologický průzkum v nových oblastech, a tím pádem i výrazný nárůst potencionálních lokalit vhodných pro těžbu. Nemělo by se zapomínat, že zanedbatelným zdrojem uranu a thoria je mořská voda. Koncentrace zde činí  $10^{-7}$  až  $10^{-9}$  g/l. Což nejsou dostatečné hodnoty pro to aby jejich získávání bylo rentabilní, ale v případě nárůstu ceny cca  $10\times$  by se situace změnila. Celkové odhady hovoří o zásobách  $10^{14}$  t uranu v zemské kůře nežádoucí [8].

<sup>5</sup>Bráno pro v současné době ekonomicky využitelné zásoby uranu při jeho použití v současné době používaných typech reaktorů.

do hloubky 25 km. Přičemž u thoria se odhaduje, že jeho zásoby jsou asi  $4\times$  větší [9, 10].

### 1.1.3 Odpad

Posledním a neméně důležitým problémem je radioaktivní odpad, resp. VJP. Radioaktivní odpad vzniká v mnoha oblastech lidské činnosti, ale ten nejproblémovější je spojen právě s JE. Při provozu klasické JE, využívající  $^{238}\text{U}$ , resp.  $^{235}\text{U}$ , vzniká velké množství radioizotopů s různou dobou poločasu přeměny. Na konci kampaně lze v každé tuně VJP nalézt 955,4 kg  $^{238}\text{U}$ , který tvoří největší část. Nevyužito také zůstalo cca 1 %  $^{235}\text{U}$ . To je pořád více než je jeho obsah v přírodní rudě. Dále se vyprodukovalo 8,5 kg plutonia, resp. izotopické směsi  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  a  $^{242}\text{Pu}$ . Podíl jednotlivých izotopů je dán tzv. plutoniovým vektorem. Uran a plutonium řadíme mezi tzv. majoritní aktinoidy.

Dále vznikají minoritní aktinoidy, které jsou charakteristické především dlouhým poločasem přeměny. 0,5 kg  $^{237}\text{Np}$ , 0,6 kg Am ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Am}$ ,  $^{243}\text{Am}$ ) a 0,02 kg Cm ( $^{243}\text{Cm}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{245}\text{Cm}$ ).

Poslední složkou jsou štěpné produkty. Ty mohou být stabilní nebo nestabilní. Štěpné produkty dělíme na dlouze a krátce žijící. Dlouze žijící štěpné produkty (LLFP, Long Lived Fission Products) jsou zejména 0,2 kg  $^{129}\text{I}$ , 0,8 kg  $^{99}\text{Tc}$ , 0,7 kg  $^{93}\text{Zr}$ , 0,3 kg  $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{79}\text{Se}$ ,  $^{107}\text{Pd}$ ,  $^{126}\text{Sn}$ . Z krátce žijících pak (SLFP, Short-Lived Fission Products) 1,0 kg  $^{137}\text{Cs}$ , 0,7 kg  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{89}\text{Sr}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{148}\text{Pm}$ . Stabilní izotopy: 10,1 kg lanthanoidy a 21,8 kg ostatních stabilních izotopů [10, 11].

Z výše uvedeného plyne, že VJP je stále velmi hodnotnou surovinou, která ale vyžaduje další zpracování, což se provádí jen v několika zemích na světě. Jmenovitě se jedná o Francii, Velkou Británii, Rusko a Japonsko. Největší kapacity má Francie, která dokáže zpracovat 1 700 t/rok, ale samotný proces není v současné době příliš ekonomicky výhodný vzhledem k cenám čerstvého paliva. Důvody pro jeho udržování jsou zejména politické. Proto je většina VJP skladována v tzv. meziskladech. Ty mohou být suché či mokré a jejich hlavním úkolem je udržet VJP oddělené od životního prostředí a odvádět přebytečné teplo uvolňované radioaktivní přeměnou [12].

Do budoucna se plánuje uložení tohoto odpadu do trvalých hlubinných úložišť. To sebou nese velmi nákladnou výstavbu a odpor obyvatelstva dotčených území. Navíc při přímém uložení VJP se zbavujeme potencionálně velmi hodnotného materiálu. Pokud by se v budoucnu více uplatnilo přepracování VJP a spalování transuranů v rychlých reaktorech a ADS, mohlo by řádově poklesnout množství materiálu, který bude nutné uložit. Navíc po řádově kratší dobu [10, 13].

## 1.2 Typy jaderných reaktorů

Jaderné reaktory můžeme rozdělit podle řady hledisek. Základní dvě jsou:

- Fyzikální princip,
- technologické (konstrukční) řešení.

Dále podle účelu:

- Experimentální,
- energetické,
- množivé,
- vojenské.

Takto by bylo možné pokračovat dále. V oblasti zájmu této práce jsou především typy vhodné pro výrobu elektrické energie, tedy tzv. energetické reaktory s přesahem do množivých, kdy se nevyklučuje spojení obou funkcí do jednoho zařízení. Do budoucna se plánuje užívání následujících tří typů:

1. Klasický reaktor (na tepelných neutronech),
2. rychlý (množivý) jaderný reaktor,
3. ADS.

Mezi v současnosti rozšířené jaderné reaktory patří první typ. Využívá přírodního nebo obohaceného paliva<sup>6</sup>. Využití paliva není příliš efektivní, ale jedná se o vyzkoušený a zavedený typ, u kterého jsou dobře známy jeho provozní vlastnosti a ekonomika provozu.

Rychlé reaktory se objevují po celou dobu využívání jaderné energie. Vzniklo několik prototypů elektráren z nichž ale většina byla z ekonomických a technických důvodů postupně odstavena. V současné době je na tomto poli nejdále Ruská federace, která provozuje reaktory řady BN. Výhodou těchto reaktorů je, že při svém provozu produkují štěpné palivo ze štěpitelných izotopů. Čehož lze využít jak pro provoz samotného rychlého reaktoru, tak i pro zásobování klasických tepelných reaktorů. Důvodem proč již nejsou běžně rozšířené je technologická a hlavně materiálová náročnost samotného jaderného reaktoru. Oproti tepelným reaktorům je nutné použít chladiivo, které nedomoduje neutrony a přitom dokáže odvést vysoký tepelný výkon. Jako nejvhodnější se ukázaly tekuté kovy, zejména pak sodík nebo olovo.

Poslední typ je nejmladším, i když jeho koncept je znám už velmi dlouho. Oproti předchozím dvěma dosud nevznikl prototyp elektrárny, protože se jedná o technologicky nejnáročnější typ, jehož ekonomická rentabilita je velkou otázkou, na kterou ale nebudeme znát odpověď dokud se nepostaví první demonstrační elektrárna.

---

<sup>6</sup>Až do hranice 5 % <sup>235</sup>U.

## 2 URYCHLOVAČEM ŘÍZENÉ SYSTÉMY

V předchozích částech bylo zmíněno několik možných designů jaderných zařízení. Nejméně rozvinutým designem je ADS někdy také označované zkratkami ADSS (Accelerator Driven Subcritical System), ADT (Accelerator Driven Transmutation), ADTS (Accelerator Driven Transmutation System) a ADTT (Accelerator Driven Transmutation Technology). Zásadní rozdíl oproti reaktorům fungujících na tepelných nebo rychlých reaktorech je podkritičnost systému.

Rozeznáváme tři možné stavy systému:

1. Kritický systém – u tohoto systému je hustota toku neutronů v čase konstantní, tzn. že je udržována řízená štěpná řetězová reakce. V tomto režimu fungují všechny jaderné reaktory za standardního provozu. Takovýto systém je velmi citlivý na uspořádání paliva a jeho chemické složení. To také zabraňuje dosažení vyššího stupně vyhoření v klasických reaktorech. Rozdíl je také u klasických a rychlých reaktorů, kde pro štěpení rychlými neutrony je nutná vyšší hustota toku neutronů.
2. Nadkritický systém – v tomto případě hustota toku neutronů v čase roste. Systém se do tohoto stavu dostává např. při zvyšování výkonu jaderného reaktoru. Při vysoce nadkritických stavech může dojít ke ztrátě kontroly nad reaktorem a nastává tzv. neřízená řetězová štěpná jaderná reakce.
3. Podkritický systém – neutrony vznikající štěpením nestačí k udržení průběhu štěpné reakce. Pro udržení reakce je nutný externí zdroj neutronů [14].

### 2.1 Urychlovačem řízené neutronové zdroje

Existuje několik možných zdrojů neutronů, které lze použít pro různé aplikace a dalo by se o nich uvažovat i pro ADS. Všechny využívají urychlovač částic přičemž, ale pracují na různých fyzikálních základech.

- Fúzní neutronový generátor – využívá především reakcí d-T a d-d.
- Neutronový generátor nefúzní – lineární urychlovač nebo cyklotron a terč z berylia, těžké vody, lithia nebo uhlíku je ostřelován protony, deuterony, nebo alfa částicemi.
- Foto-jaderné neutronové zdroje – jde o kombinaci elektronového urychlovače, terče z těžkého kovu a beryliového nebo těžkovodního reflektoru. Urychlený svazek elektronů je v terči bržděn za vzniku brzdného záření, které způsobuje emisi neutronů pomocí reakcí  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, f)$  na těžkém terči, případně  $(\gamma, n)$  na Be nebo D<sub>2</sub>O. Nejvhodnějšími terči jsou wolfram nebo uran.
- Neutronové generátory navržené C.D. Bowmanem – kombinace fúzních a nefúzních neutronových generátorů. Dochází ke komplexní reakci (d-d-n- $\gamma$ -Be).

- Spalační neutronový zdroj – využívá urychlovače protonů, deuteronů nebo těžších iontů, kdy dopadající částice na terči způsobují spalačně-tříštvými reakcemi emisi neutronů.

Z výše uvedených možností je nejperspektivnějším poslední uvedená. Její princip je podrobně rozveden v následujících kapitolách [11].

### 2.1.1 Tříštvé reakce

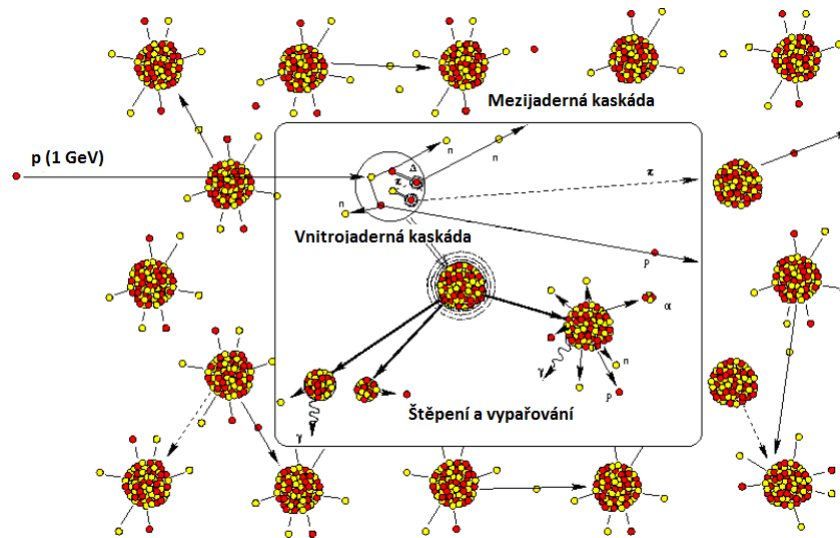
Také označované jako spalační, patří mezi základní jaderné reakce. Účastní se jí proton, neutron, deutron nebo jiný těžší iont a terčové jádro prvku s vysokým nukleonovým číslem. Urychlování deuteronů a těžších iontů je náročnější než protonů, a proto jsou perspektivní především protony. Potřebná kinetická energie, na kterou je třeba částici urychlit, závisí na účinném průřezu pro zvolenou kombinaci částice-materiál terče. V případě protonu se jako vhodná ukazuje být energie cca 1 GeV. U těžších iontů se pak uplatňuje 1 GeV na nukleon. Terčové jádro po dopadu iontu emituje neutrony a nachází se v nestabilním stavu. De-Broglieho vlnová délka dopadající částice je velmi malá, a proto dopadající částice nereaguje s jádrem jako celkem, ale namísto toho s jednotlivými nukleony.

Reakci můžeme rozdělit do tří fází. V první fázi se v čase  $10^{-22}$  s nalétávající proton sráží v sérii kaskádních srážek s jednotlivými nukleony a postupně tak ztrácí energii. Jedná se o tzv. vnitro-jadernou kaskádu, během srážek vnikají  $\Delta$  rezonance, které se dále rozpadají na  $\pi$  mezony a nukleony. Tyto procesy nakonec vedou k roztržení jádra na několik fragmentů a neutronů. Neutrony, protony, piony a fragmenty dále způsobují tzv. mezi-jadernou kaskádu, kde se jedná o soubor reakcí s okolními terčovými jádry. V první fázi je produkována přibližně 1/3 neutronů.

V čase  $10^{-18}$  s nastává předrovnovážná emise nukleonů během níž se energie předaná ve vnitro-jaderné kaskádě jednotlivým nukleonům rovnoměrně rozprostře mezi všechny nukleony v jádře. Během této fáze mohou být emitovány jednotlivé nukleony.

Poslední fází spalační reakce se nazývá de-excitační a skládá se ze dvou souběžných procesů a to vypařování a vysokoenergetického štěpení. Během vypařování jsou emitovány neutrony, protony být vypařovány nemohou, protože jejich energie není dostatečná pro překonání coulombovské bariéry. V této fázi vzniká největší množství neutronů. Celkem může vzniknout až několik desítek neutronů. V případě použití protonů s energií 1 GeV v tlustém terči z olova může vznikat až 20 neutronů na jeden dopadající proton [14]. Průběh reakce viz Obr. 2.1

Energetické spektrum vyprodukovaných neutronů je velmi široké a do určité míry i velmi podobné spektru ze štěpných reaktorů. Většina neutronů je emitována v přechodné fázi a během vypařování, kdy jsou vyzařovány izotropně. Naproti tomu neutrony emitované v první fázi jsou vyzařovány výrazně anizotropně a mohou dosahovat až energie primární částice. Nejpravděpodobnější energie spalačního spektra



Obr. 2.1: Průběh spalační reakce [11].

dosahuje 1 MeV. [11, 14, 15].

## 2.2 Komponenty urychlovačem řízených systémů

Urychlovačem řízený systém se skládá ze tří základních komponent, jsou jimi vlastní urychlovač, terč a reaktor. Na každou z těchto komponent jsou kladeny velmi vysoké požadavky, které mohou být i navzájem protichůdné. Urychlovač částic produkuje protony, kterými je ostřelován terč z těžkého materiálu. U terče záleží především na provedení chlazení z důvodu vysokého vývinu tepla. Poslední částí je samotný reaktor, který obklopuje terč. Řešení konfigurace materiálu v aktivní zóně (AZ) závisí na režimu, ve kterém bude reaktor provozován. Základní schéma systému viz Obr. 2.2.

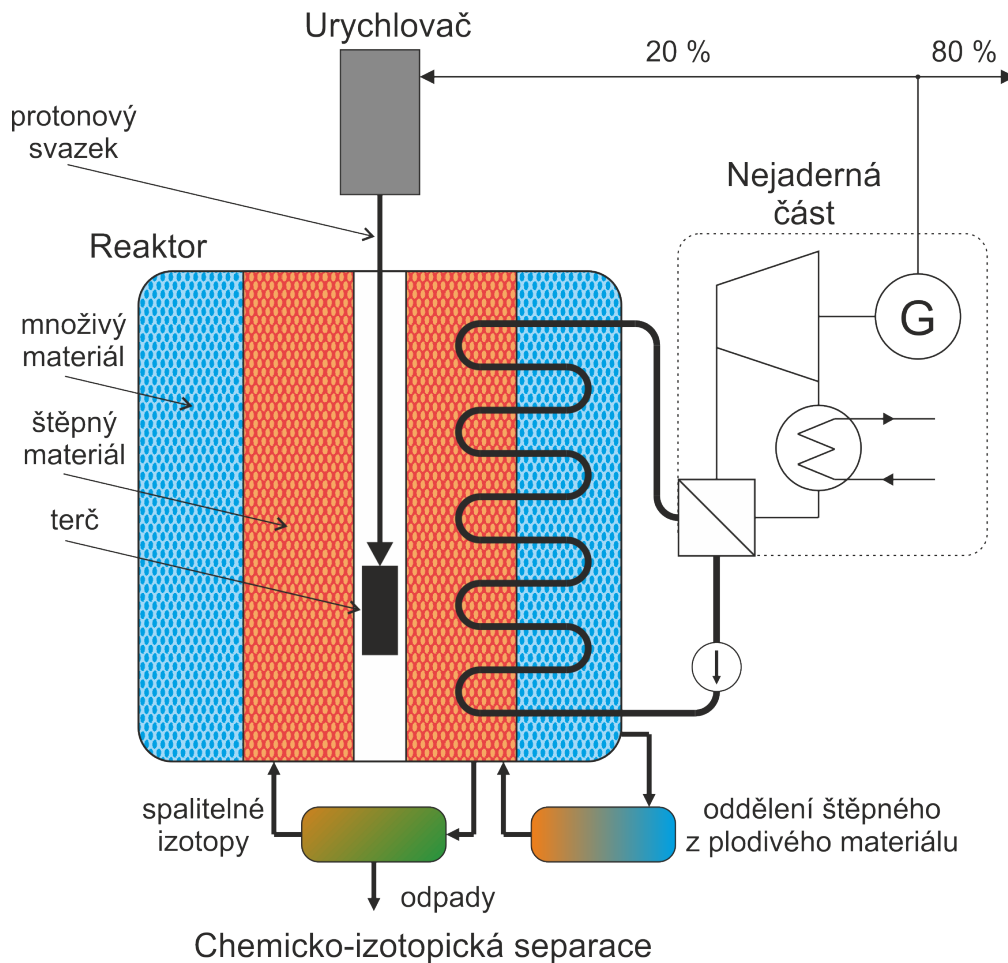
### 2.2.1 Urychlovač

V ADS systémech lze použít různé typy urychlovačů a urychlovaných částic, resp. iontů. V současnosti se používají dva základní urychlovací koncepty, ze kterých pak vychází jednotlivé podtypy. Jedná se o

1. lineární urychlovač;
2. kruhový urychlovač (cyklotron, synchrociklotron, synchrotron).

Jak již bylo dříve zmíněno, tak použití těžších iontů komplikuje konstrukci urychlovače a při vyšších hodnotách jeho náboje začínají převažovat negativa. Uplatňují se zejména ionizační ztráty, ke kterým dochází v materiálu terče. Rostou s kvadrátem náboje iontu. Místo tvorby neutronů tak dochází k mohutnější produkci tepla. Z toho plyne, že nejhodnější částicí jsou protony, které umožňují i oproti deuteronům použití jednoduššího systému. Jak bylo uvedeno v Kap. 2.1.1 ideální kinetická energie



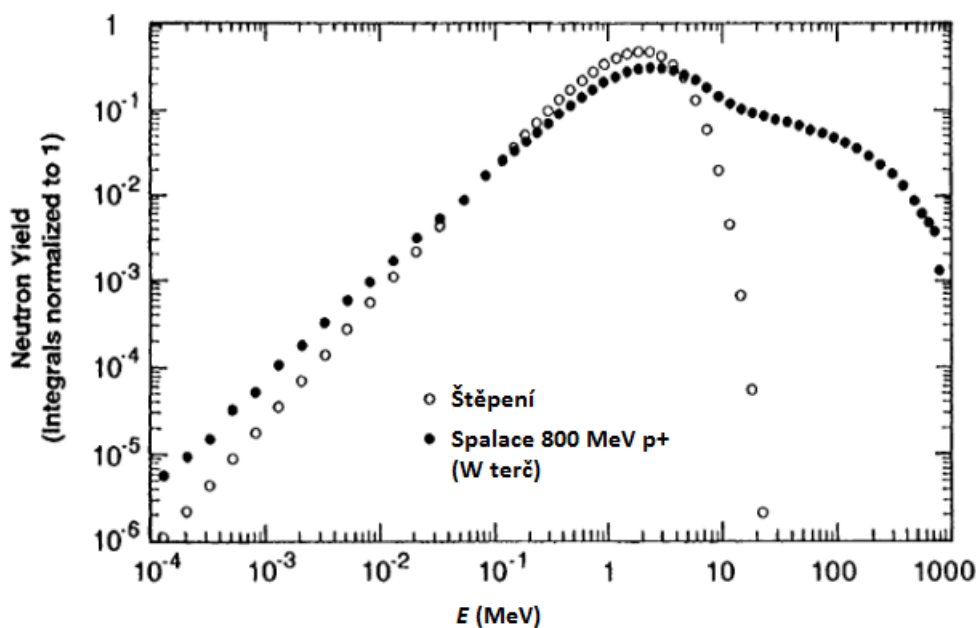


Obr. 2.2: Schéma ADS.

pro protony je 1 GeV. Důvodem je to, že závislost změny počtu produkovaných neutronů na jeden přilétající proton je nejvyšší kolem hodnoty 1 GeV, viz Obr. 2.3.

Jestliže máme danou energii protonů a výtěžek spalační reakce nelze zvýšit jejím navyšováním pak jediným možným řešením, jak dosáhnout požadované hustoty toku neutronů, je zvyšování hodnoty proudu svazku protonů, kde elektrický proud je definován jako náboj, který proteče vodičem, v tomto případě proletí evakuovanou trubicí urychlovače, za daný čas. Reálný tříštivý zdroj bude vyžadovat velké hustoty neutronového toku, což znamená velké proudy protonů, které by měly dosahovat desítek až stovek miliampér. Při přepočtu na množství protonů se jedná o  $10^{17}$  až  $10^{18}$  protonů o energii 1 GeV za sekundu. Výkon uvolňovaný v terči pak dosahuje desítek megawatt.

Z výše uvedených typů urychlovačů se pro ADS více hodí lineární urychlovače. U obou typů jsou částice urychlovány ve shlucích mezi nimiž jsou mezery. Terč je tedy v čase zatěžován velmi nerovnoměrně. Lineární urychlovač nabízí jednodušší konstrukci a zejména umožňuje dosahovat vyšších proudů než lze u kruhových urychlovačů, které jsou vhodné spíše pro urychlování částic na co nejvyšší energie,



Obr. 2.3: Výtěžek neutronů ze štěpení a spalace ve wolframovém terči [15].

čehož se využívá zejména v experimentální fyzice.

U několika koncepcí ADS elektráren bylo uvažováno použití cyklotronů. Jedná se o specifický typ kruhového urychlovače relativně jednoduché konstrukce a přiměřené spolehlivosti. Jeho hlavní nevýhodou je nízká hodnota dosahovaného proudu. Systém je stále podkritický, ale hodnota koeficientu násobení se musí více blížit jedné, tedy kritickému stavu.

Vývoj potřebných urychlovačů teprve probíhá a v blízkých letech by měly dosáhnout energií a proudů potřebných pro ADS. To ale nejsou jediné důležité parametry. Pro ekonomické použití bude nutné dosáhnout co nejvyšší efektivity využití energie na urychlování protonů, tedy poměr výkonu v terči ku příkonu urychlovače. V současnosti se účinnost podobných urychlovačů pohybuje pod 20 %. Dále je důležitá co nejnižší poruchovost a nároky na četnost a složitost údržby. Dnešní urychlovače zrovna neoplývají vysokou spolehlivostí. Možným řešením pro reálný provoz by bylo použití dvojice urychlovačů, kdy jeden by byl vždy v odstávce, a buď by na něm probíhala údržba a nebo by byl připraven pro případ výpadku prvního urychlovače [14, 16].

### 2.2.2 Terč

Pro terč jsou vhodné zejména atomy s vysokým protonovým číslem, protože počet produkováných neutronů závisí lineárně na protonovém čísle a hustotě materiálu terče. Použití protonů o energii 1 GeV odpovídají následující rozměry válcového terče: přibližně 1 m na délku a 0,5 m v poloměru. S dalším zvětšováním rozměrů již neroste

výtěžek neutronů, ale pouze se zvětšují rozměry reaktoru. Vzhledem k vysokému vývinu tepla v terči je nutné vybírat materiály, které budou dobře odolávat velkému tepelnému namáhání.

Uvažují se tři vhodná uspořádání a odpovídající materiály:

- Tekuté neštěpitelné terče – terč je z Hg, Pb, Bi nebo eutektické slitiny Pb-Bi. Jelikož jsou kovy v kapalném skupenství, tak velmi dobře odvádějí teplo. Hlavním nedostatkem je, že jejich ozařováním se produkují dlouho žijící radionuklidy, zejména  $^{205}\text{Pb}$ ,  $^{208}\text{Bi}$ ,  $^{210\text{m}}\text{Bi}$  a  $^{210}\text{Po}$ .
- Pevné neštěpitelné terče – terč je z W nebo Ta, resp. jejich plátů. Hlavní výhodou je oproti předchozím materiálům jejich nízká aktivita a tedy i zbytkové teplo po ozařování. Navíc v případě wolframu se jedná o materiál s jednou z nejvyšších hustot.
- Pevné terče z přírodního uranu nebo thoria – na rozdíl od výše uvedených prvků se zde mnohem více uplatňuje štěpení, které tak výrazně přispívá k produkci neutronů. Nevýhodou je vznik dlouho žijících radionuklidů, hlavně  $^{236}\text{U}$ .

Jelikož odváděný výkon bude dosahovat desítek megawatt, tak se jako nejvhodnější uspořádání jeví s terčem v kapalném fázi z olova nebo eutektické slitiny olovo-bismut, která má výhodu především v nižší teplotě tavení. Výhodou olova je zejména skutečnost, že jsou dobře známy jeho vlastnosti a chování z experimentů a reálného provozu u rychlých reaktorů.

V současné době používané materiály terčů jsou např. rtuť u neutronového zdroje SNS (Spallation Neutron Source) v Laboratoři v Oak Ridge, tantal u zdroje ISIS ve Velké Británii nebo výše zmiňované olovo u zdroje v Ústavu Paula Scherrera (PSI) ve švýcarském Villigen. Jedná se o neutronové zdroje pro materiálový a biotechnologický výzkum, proto je velkou neznámou jaké bude chování terče v dlouhodobém měřítku. Důležitá je zejména funkčnost, spolehlivost a celkově ekonomická náročnost [14, 15, 17].

### 2.2.3 Reaktor

Reaktor je poslední součástí celé sestavy. Obklopuje spalační terč, aby co nejlépe zužitoval vyprodukované neutrony. Uspořádání paliva, jaderného odpadu, množivého materiálu a moderátoru pro případnou změnu energetického spektra neutronů závisí právě na použití daného systému. Jedná se o tyto tři režimy:

- Výroba energie, resp. paliva transmutací  $^{232}\text{Th}$  nebo  $^{238}\text{U}$  na  $^{233}\text{U}$  a  $^{239}\text{Pu}$  a následně jejich štěpení;
- transmutace jaderného odpadu z VJP a jeho štěpení;
- spalování zbrojního plutonia.

Majoritním zdrojem neutronů je spalační terč. Díky kterému je možno dosahovat až o dva řády vyšší hustoty neutronového toku. Za takovýchto podmínek už jsou účinné průřezy pro štěpení a záchyt u řady transuranů a štěpných produktů dostatečně

vysoké pro jejich efektivní štěpení, resp. transmutaci na stabilní prvky. Díky tomu je možné radikálně snížit jejich množství. Aby ale výše zmíněné procesy byly efektivní bude nutné provádět průběžnou separaci různých izotopů z paliva, a to z důvodu, aby se zabránilo vzniku nových radionuklidů s dlouhými poločasy přeměny [14].

#### 2.2.4 Klady a zápory ADS

Z hrubé charakteristiky v předchozích kapitolách plynou základní výhody a nevýhody systému.

Výhodou je trvalá podkritičnost samotné AZ, a tím pádem mnohem nižší závislost na neutronech ze štěpné reakce oproti klasickým reaktorům. Štěpná reakce je tedy řízena proudem protonů, resp. výkonem urychlovače. Proto jsou principiálně vyloučeny nehody způsobené poruchou reaktivity<sup>1</sup>. Hlavním přínosem je možnost zásadním způsobem redukovat množství transuranů a některých štěpných produktů, a tím i snížit množství VJP, které bude nutné uložit do hlubinného úložiště. To povede k významnému snížení nákladů nutných na vybudování těchto úložišť, čímž by finance vyhrazené pro tyto účely mohly být vynaloženy efektivněji. Přičemž ve všech konfiguracích by se vždy mělo zároveň jednat o elektrárnu. Využitím štěpitelných izotopů uranu a thoria se nabízí navýšení využitelných zásob energetických surovin pro celé lidstvo na tisíce let dopředu. Zejména z tohoto důvodu se o tyto systémy zajímá Indie, která nedisponuje na svém území zásobami uranu, zato má velké zásoby thoria.

Mezi nevýhody patří nutnost průběžné separace různých izotopů z paliva, tzn. pracovat s velmi aktivními materiály, což sebou nese nutnost výstavby a provozu nákladných a složitých zařízení, která nejsou u klasických reaktorů nutná. Menší spolehlivost dodávky elektřiny do sítě z důvodu použití urychlovače částic. Extrémní namáhání materiálů na rozhraní urychlovače, terče a reaktoru<sup>2</sup> [14, 16, 18].

---

<sup>1</sup>Jedná se o nehodu černobylského typu. Další možná porucha je porucha odvodu tepla. Pak by se jednalo o havárie, které nastaly v zařízeních Three Mile Island nebo Fukushima.

<sup>2</sup>To se týká zejména okénka urychlovače, které udržuje vakuum v urychlovací trubici a zároveň umožňuje průchod primárních částic do terče.

## 3 PROJEKTY SPOJENÉ S ADS

Jak již bylo dříve zmíněno, myšlenka ADS je poměrně stará. Poprvé se objevuje ve 40. letech, v 50. letech pak chtěl E. O. Lawrence pomocí ADS produkovat  $^{239}\text{Pu}$  a  $^{233}\text{U}$ , čímž by řešil nedostatek materiálu pro výrobu jaderných zbraní. USA v té době neměly dostatek známých domácích nalezišť uranu, jelikož se ale po pár letech ložiska našla, tak byl výzkum zastaven. Co ale pokračovalo byl výzkum vlastností tříštvých reakcí, produkce a transport neutronů různými materiály a pravděpodobnosti různých transmutačních reakcí. Díky výzkumu v oblasti částicové fyziky byly zdokonaleny protonové urychlovače. Nová vlna zájmu započala v 90. letech v Japonsku následovaným Spojenými státy a Evropou. Rozvíjela se dvojice konceptů využití ADS. Projekt C. Bowmana zaměřený na spalování dlouhodobých radioizotopů z VJP na němž pracoval v Los Alamos. A projekt C. Rubbia z CERN zaměřený na výrobu štěpného materiálu z přírodního uranu, thoria a jeho následné štěpení. Projekty studovaly současnou realizovatelnost daných koncepcí a provedly i řadu experimentálních testů. Načež se ve světě rozběhla řada projektů studujících dílčí problémy, které je nutné pro realizaci celého systému vyřešit [14].

### 3.1 Energetický zesilovač

S konceptem energetického zesilovače (EA) přišel začátkem 90. let nositel Nobelovy ceny Carlo Rubbia. Vychází z koncepce ADS a razí myšlenku čisté a nevyčerpatelné jaderné energie. Návrh zařízení vycházel z pěti tezí.

1. Nutnost vysoké inherentní bezpečnosti;
2. zabránění možnosti zneužití jaderného materiálu;
3. vysoce efektivní využití přírodních zdrojů bez nutnosti současného obohacování paliva;
4. minimalizace produkce dlouze žijících radionuklidů;
5. schopnost pracovat ve vysokoteplotním režimu z důvodu vyšší efektivity.

Energetický zesilovač měl pracovat v uzavřeném palivovém cyklu s palivem tvořeným přírodním thoriem. Jeho zásadní výhoda je vyšší energetický zisk při nižší produkci dlouze žijících aktinoidů oproti standardním LWR v otevřeném palivovém cyklu. Řízení systému je zajištěno protonovým urychlovačem. Protony dosahují optimální energie 1 GeV a proudu 12,5 mA. Spektrum v reaktoru je nemoderované a koeficient násobení dosahuje hodnoty  $k_{ef} = 0,98$ . Tepelný výkon 1 500 MW<sub>t</sub> je v souladu s 5. bodem využít velmi efektivně a to díky termodynamické účinnosti dosahující 45 %. S tím souvisí vysoká teplota chladiva dosahující 600 °C. Jedno zařízení mělo sestávat z celkem tří bloků a produkovat 2 000 MW<sub>e</sub>. Oproti ADS jsou u EA mnohem nižší požadavky na výkony urychlovače. Díky tomu by mohl být použit cyklotron, který je menší a cenově levnějším zařízením než lineární urychlovač.

Jako chladivo bylo vybráno olovo. Později byla olovo nahrazeno eutektikem Pb-Bi. Kromě již zmiňované nižší teploty tavení má také nižší účinný průřez pro záchyt a vyšší výtěžek spalační reakce. Nevýhodou je produkce radioaktivního polonia.

Palivový cyklus reaktoru počítal se zavezením směsi přírodního thoria a aktinoidů z VJP. To vše v podobě pelet ve formě oxidů. Během provozu mělo dojít k vyhoření aktinoidů a produkci  $^{233}\text{U}$  z thoria. Takto vzniklé thorium postupně nahrazuje aktinoidy a pokud by došlo k jeho separaci šlo by použít v LWR. Z tohoto důvodu se počítalo s přepracováním. Odhady na stavbu jednoho bloku činili jednu miliardu amerických dolarů v cenách z roku 1997.

V rámci konceptu EA byla provedena řada experimentálních studií. Jmenovitě a v tomto pořadí to byly FEAT, ARC a TRADE. První zkoumala energetický zesílení, tj. kolik energie lze získat navíc, na výstupu ze systému, pro danou hodnotu vstupní energie. Test probíhal na terči z přírodního uranu, který byl ostřelován protony až do energie 3 GeV. Spektrum neutronů bylo moderováno pomocí lehké vody. Z výsledků vyplynulo, že je možné dosáhnout hodnoty zesílení až 30.

V oblasti zájmu druhé bylo studium transmutace dlouze žijících štěpných produktů. Experimenty proběhly v CERN. Na olověném terči ozařovaném protony o energii 2,5 GeV nebo 3,75 GeV. Emitované spektrum neutronů bylo upraveno pro co nejlepší hodnoty záchytu na některých štěpných produktech. Hlavně  $^{99}\text{Tc}$  a  $^{129}\text{I}$ .

Posledním experiment byl opět zaměřený na transmutaci. Zkoumal funkčnost sestavy urychlovač, terč a podkritický reaktor v italském středisku ENEA Casaccia. Zde se nachází výzkumný reaktor TRIGA RC-1. Protony dodával cyklotron na hladinách energií 140 MeV nebo 300 MeV do terče z tantalu chlazeného vodou. Projekt byl v roce 2004 opuštěn přesto přinesl výpočty a měření neutroniky a termo-hydrauliky [19, 20, 21, 22].

## 3.2 YALINA

Jednalo se o projekt v Minsku v Bělorusku, který probíhal mezi roky 1997 až 2008. Milníkem bylo v roce 2005 připojení Argonne National Laboratory (ANL) z USA. Experimentální zařízení sestávalo z podkritického reaktoru nulového výkonu, řízeným urychlovačem, který dodával neutrony o energii 14 MeV, při proudu 1  $\mu\text{A}$  až 12 mA. Doba trvání pulsu byla 1  $\mu\text{s}$  až 12 ms. Ve středu reaktoru se nacházel terč emitující převážně tepelné spektrum neutronů (vyšších energií nebylo možno dosáhnout z důvodu nízkého výkonu urychlovače). Vlastní reaktor byl tvořen oxidem uraničitým s obohacením 10 %  $^{235}\text{U}$ . Výzkum byl zaměřen na studium vlastností podkritického systému, vyšetřování statických a dynamických vlastností neutronových polí, jaderných reakcí a částečně také transmutace jader minoritních aktinoidů. Po připojení ANL byl výzkum přeorientován na ověřování výpočetních kódů, postupů a fyziky spojené s ADS [16, 20, 23].

### 3.3 RACE

Reactor accelerator coupling experiments označuje iniciativu amerických univerzit pro výzkum v oblasti pokročilého palivového cyklu a urychlovačem řízených podkritických systémů. Podílela se na něm univerzita v Idaho, texaská A&M z College Station, ISU z Pocatello a UNLV z Las Vegas. Experimenty proběhly na univerzitě v Pocatellu s využitím elektronového urychlovače, který produkoval neutrony pomocí reakcí  $(\gamma, n)$  na terčích z těžkých kovů. V podkritickém systému pak docházelo ke štěpení paliva. Účelem bylo zejména studium přechodových jevů v soustavě. Dále pak validace a testování nových výpočetních kódů [16, 24].

### 3.4 MEGAPIE

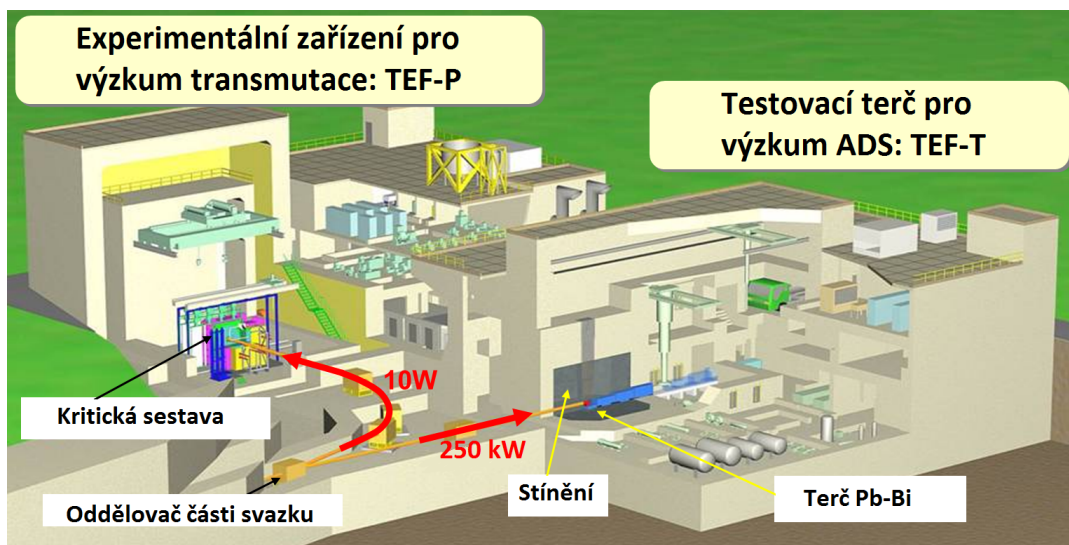
Megawatt Spallation Target Pilot Experiment byl projekt s cílem otestovat možnost trvalého provozu spalačního terče pro potřeby ADS. Testován byl kapalným terčem z eutektiky Pb-Bi, na který byl přiveden svazek o příkonu cca 1 MW. Experimenty byly prováděny v Paul Scherrer Institut (PSI) ve Švýcarsku na zařízení Swiss Spallation Neutron Source. Poslední experimenty byly provedeny ke konci roku 2006. Experimenty poskytly informace nejen z vlastních měření, ale zpětně přispěly k pochopení materiálových a konstrukčních nároků na vlastní terč [15, 25].

### 3.5 OMEGA

Options Making Extra Gain from Actinides je japonským projektem. Spuštěn byl v roce 1998 a hlavní oblastí zájmu je výzkum transmutačních technologií pro řešení problému s VJP. To zahrnuje výzkum protonového urychlovače vhodného pro ADS, rychlé reaktory a pokročilé separační technologie. U separace je problém především její dostatečná efektivita a dosažení únosné náročnosti jejího provedení [16, 28].

### 3.6 Experimentální zařízení pro transmutaci

Zařízení TEF se má nacházet v komplexu Japan Proton Accelerator Research Complex. Bude se skládat ze dvojice experimentů. První z nich má být tvořen podkritickým souborem, který bude sloužit ke zkoumání fyzikálních vlastností ADS. Jako palivo se bude testovat uran, plutonium a minoritní aktinoidy. Druhý experiment je zaměřen na technické problémy ADS. Jde zejména o testování chování kapalného terče z Pb-Bi, který je ozařován protony s energií 400 MeV. Výkon svazku bude 250 kW [26]. Část svazku bude vedena do prvního zařízení, viz Obr. 3.1. Jedná se ale pouze o 10 W z celkového výkonu [15, 16, 19, 27].



Obr. 3.1: Zařízení TEF [27].

### 3.7 Spalační neutronový zdroj

Mezi lety 1999 až 2006 bylo v americkém Oak Ridge vybudováno zařízení SNS, které sestává z protonového urychlovače schopného urychlit částice až na energii 1 GeV a terče z kapalné rtuti. Celkový výkon svazku je 1,4 MW. Kapalná rtuť zároveň odvádí uvolňované teplo. Emitované neutrony lze moderovat pomocí vody až na tepelné hodnoty a při použití kapalného vodíku lze dosáhnout až tzv. chladných neutronů o energii v intervalu  $(10^{-6} \div 0,0005)$  eV [29]. Výzkum je zde zaměřen na studium struktury a vlastností různých materiálů, makromolekul, biologických systémů a neutronové fyziky [20, 30].

### 3.8 Evropský spalační zdroj

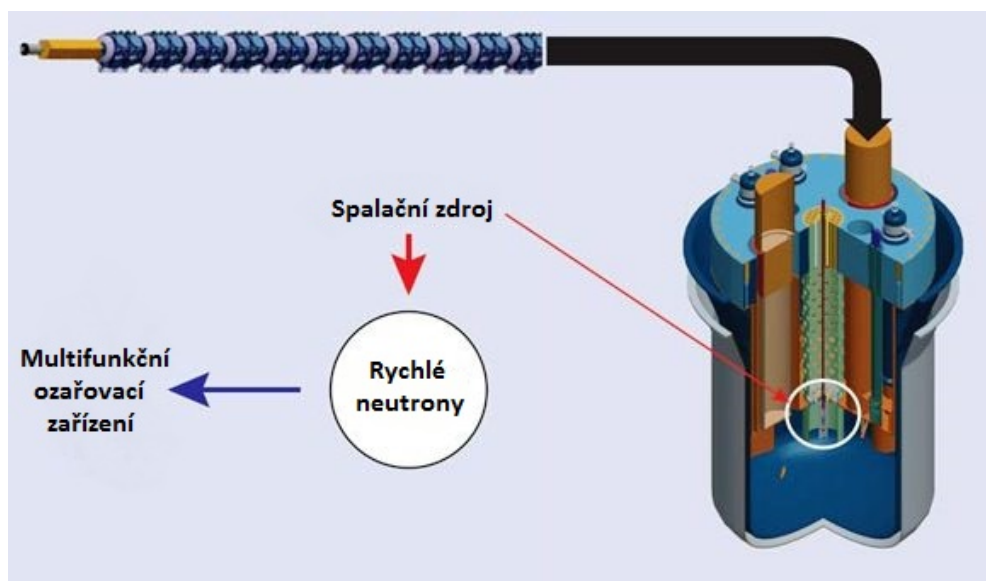
Jedná se o evropský projekt na němž participuje 17 evropských států včetně ČR. Výstavba započala v roce 2014, první neutrony jsou očekávány v roce 2019 a plné uvedení celého areálu do provozu až v roce 2025. Zařízení je budováno ve švédském městě Lund s výraznou participací dánské strany, kde v Kodani bude umístěno výpočetní centrum. Použit zde bude lineární urychlovač protonů, kdy energie protonů bude 2 GeV, průměrný výkon svazku 5 MW při proudu 62,5 mA v jednom pulzu, špičkový až 125 MW. Terč bude rotující wolframový válec chlazený tekutým héliem. Pro moderaci neutronů bude sloužit kapalný vodík. Účinnost urychlovače by měla dosahovat k 20 %. Účel projektu je materiálový, medicínský a fyzikální výzkum. Z hlediska ADS je důležité, že zejména ve špičkovém pulzu se dostáváme k parametrům jakých by bylo třeba u urychlovače pro elektrárnu na principu ADS [16, 20, 33].



Na tomto projektu se podílí i ČR přes ÚJF AVČR a přímo na výstavbě je zainteresovaná česká společnost NUVIA, která získala zakázky za celkem 300 000 korun. Hlavními komponenty, které má dodat jsou systémy chlazení spalačního terče [32].

### 3.9 GUINEVERE

Celým názvem Generator of Uninterrupted Intense Neutron at the lead VENUS REactor, je projekt v belgickém městě Mol zaměřený na studium ADS. Zkoumáno je chování neutronů během různých provozních fází, ve kterých může operovat podkritická aktivní zóna olovem chlazeného reaktoru VENUS-F. V podkritickém režimu je reaktor řízen urychlovačem deuteronů, které jsou sráženy v terči z tritia. To znamená, že neutrony v tomto případě nejsou generovány spalačními reakcemi, ale ve fúzní D-T reakci. Neutrony z této reakce mají energii 14 MeV. Urychlovač je schopen pracovat v kontinuálním tak i pulzním režimu. V období let 2008–2009 byl reaktor VENUS upraven pro on-line měření reaktivity [19, 31]



Obr. 3.2: Zařízení MYRRHA [35].

### 3.10 MYRRHA

Multipurpose Hybrid Research Reactor for High-tech Applications v belgickém centru jaderného výzkumu SKC·CEN ve městě Mol by měla být rychlým reaktorem schopným pracovat jak v kritickém, tak i podkritickém režimu. V případě podkritického stavu bude řízen 600 MeV urychlovačem protonů schopným dosahovat proudu 4 mA. Kolem spalačního terče by měl být umístěn blanket z paliva MOX, ve kterém by se

produkovaly štěpné neutrony, které by zvyšovaly hustotu neutronového toku v reaktoru. Schéma zařízení viz Obr. 3.2. Reaktor bude v podkritickém režimu dosahovat 50–100 MW<sub>t</sub> tepelného výkonu, kde jeho odvod zajistí kapalné eutektikum Pb-Bi. Stejný materiál bude tvořit i vlastní terč. Účel reaktoru je nahradit stávající reaktor BR2, který je v provozu již od roku 1962. Studovány zde budou možnosti transmutace radioaktivního odpadu, systémy pro rychlé reaktory a možnost produkce paliva ze štěpitelného materiálu. Kromě toho bude produkovat radioizotopy pro medicínské a průmyslové využití.

Zahájení provozu je naplánováno na rok 2025, kdy bude spuštěn urychlovač částic. Spuštění reaktoru bylo odloženo až na rok 2035 [15, 16, 34].

### 3.11 Čínský urychlovačem řízený systém

Tento čínský projekt, zkráceně jen C-ADS, si klade za cíl vybudovat ADS o výkonu 1 000 MW před rokem 2032. Urychlovač by měl dosahovat proudu 10 mA a energie 1,5 GeV. V první fázi by měl být vybudován urychlovač dosahující pouze 50 MeV. Do roku 2022 by měl být výkon navýšen na 600 MeV. Finálního výkonu by mělo být dosaženo ve výše zmíněném roce 2032 [36].

## 4 ADS VÝZKUM V SÚJV DUBNA

Spojený ústav jaderných výzkumů v Dubně je velký mezinárodní výzkumný institut v Rusku na hranici Moskevské a Tverské oblasti. Vybudován byl po druhé světové válce na popud I. V. Kurčatova. Ústav je téměř od počátku otevřený velkému počtu zemí, které mohou participovat na prováděném výzkumu. Z počátku se jednalo o země bývalého východního bloku. Po rozpadu sovětského svazu se následně otevřel i ostatním zemím. Nicméně stále spojuje zejména země východní Evropy a Asie. V současné době se skládá z 18 členů, mezi něž patří i ČR, přičemž zaměstnává okolo 1 200 fyziků a 2 000 inženýrů a techniků [11, 20].

V SÚJV probíhá spolupráce se skupinou „Energy and Transmutation of Radioactive Waste project“ (Projekt energie a transmutace radioaktivního odpadu), zkráceně jen E&T RAW. Skupina byla založena koncem 90. let 20. století. Zahrnuje pracovníky z devíti zemí, kdy z ČR zde působí skupina pod patronátem Ústavu jaderné fyziky Akademie věd ČR. Ta se zabývá studiem produkce a transportu neutronů v modelových sestavách ADS, dále studiem vysokoenergetických neutronů, parametrů svazku a měření účinných průřezů vysokoenergetických deuteronů s různými materiály. Výzkum probíhá na níže uvedených spalačních terčích a sestavách ozařovaných urychlovači Nuclotron a Fázotron [15, 20].

### 4.1 GAMMA–2

GAMMA-2 byl spalační terč, který měl podobu válce o průměru 8 cm a délce 20 cm. Kolem něj byl umístěný parafínový moderátor o tloušťce 6 cm. Později vznikla prodloužená verze o délce 50 cm, viz Obr. 4.1. Terč sloužil ke studiu spalačních reakcí, transportu neutronů o vysoké energii a jejich moderaci v parafínu. Ozařován byl protony o energiích od 0,65–7,4 GeV na urychlovačích Synchrofázotron a Nuclotron. Vzorky a aktivační detektory se umísťovaly na povrch terče. GAMMA–2 byla jedním z prvních spalačních terčů, které se v SÚJV používaly. Během experimentů bylo zjištěno, že maximum produkce neutronů je cca 100 mm od místa vniku svazku do terče a to nezávisle na energii, kterými byl terč ozařován [15, 19, 20].

### 4.2 GAMMA–3

Sestava GAMMA–3 byla tvořena olověným válcem. Jako moderátor tentokrát sloužil masivní grafitový blok. Rozměry terče byly 8 cm v průměru a 60 cm na délku. Rozměry grafitového bloku činily  $110 \times 110 \times 60 \text{ cm}^3$ , přičemž se nejednalo o jednolitý blok, ale moderátor byl vystavěn z celkem 25 cihel různých tvarů. Dále se zde nacházely čtyři válcové otvory pro vzorky. Účelem sestavy bylo studium transmutace radioaktivních izotopů v intenzivním poli moderovaných neutronů. Její ozařování



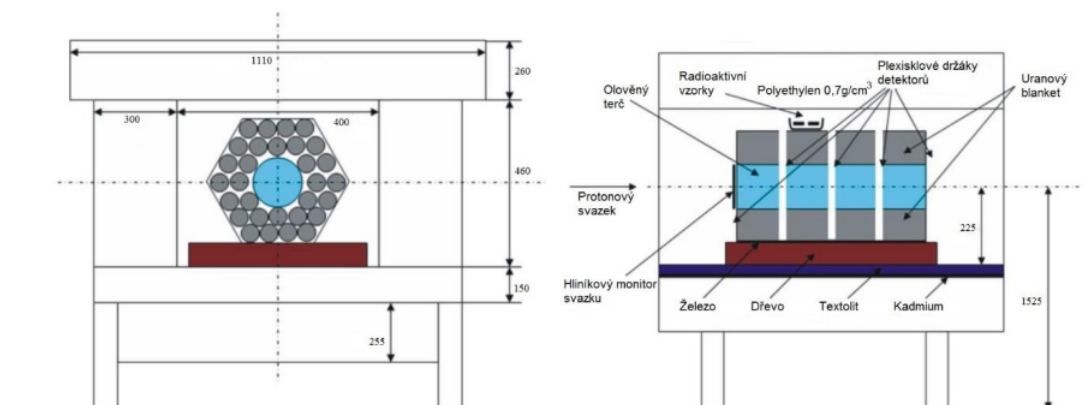
Obr. 4.1: Terč sestavy Gamma-2 [15].

probíhalo na urychlovači Nuclotron. Sestava byla naposledy použita v roce 2013 [15, 19, 20].

### 4.3 Energie + Transmutace

Po počátečních jednoduchých sestavách bylo přistoupeno ke konstrukci složitějších sestav. „Energie + Transmutace“ (E+T) se skládala z válcového olověného terče o průměru 84 mm, který byl obklopen přírodním uranem umístěným v hliníkových tyčích. Ty byly uspořádány do sekcí s hexagonálním průřezem, kde vlastní terč byl umístěn uprostřed. Celkově byla sestava složena z čtyř identických sekcí, viz Obr. 4.2, kde každá je dlouhá 114 mm. Jednotlivé sekce oddělují 8 mm mezery, do kterých se umísťovaly držáky se vzorky. Dohromady bylo ve všech sekcích 206,4 kg uranu. Kolem sestavy se nacházelo stínění vyplněné granulovaným polyethylenem a jeho vnitřní stěna byla tvořena kadmiovými plechy zatímco vnější dřevěnými deskami [15].

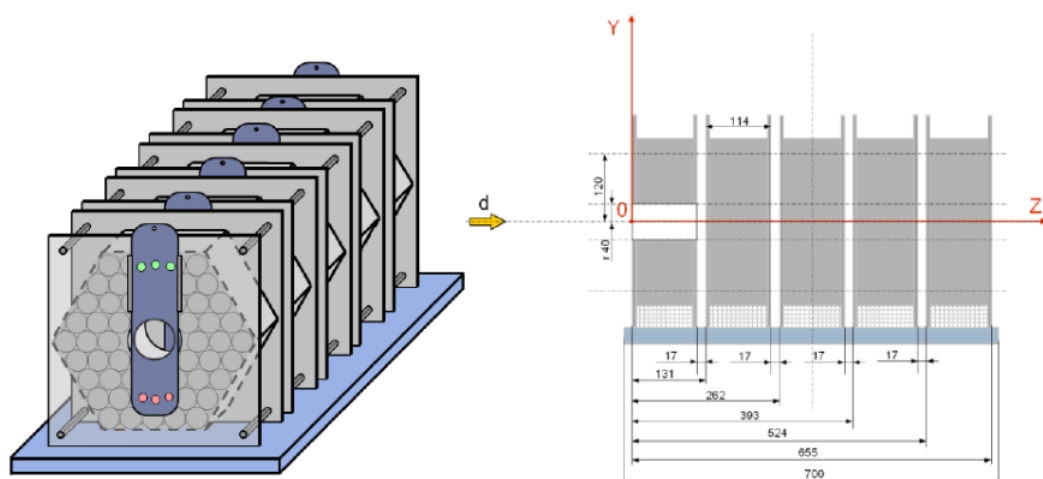
Na sestavě probíhalo studium transportu a multiplikace vysokoenergetických neutronů, měření hustoty neutronového toku a charakteristiky terče Pb-U v závislosti na typu a energii iontového svazku, měření množství generovaného tepla a koeficientu zesílení a zkoumání účinnosti transmutace aktinoidů s dlouhým poločasem přeměny. Ozařování probíhalo protony o energii 0,7–4 GeV a deuterony na Synchrofázotronu, resp. Nuclotronu. Jeho využívání skončilo v roce 2009 [15, 20].



Obr. 4.2: Spalační terč E+T [20].

## 4.4 QUINTA

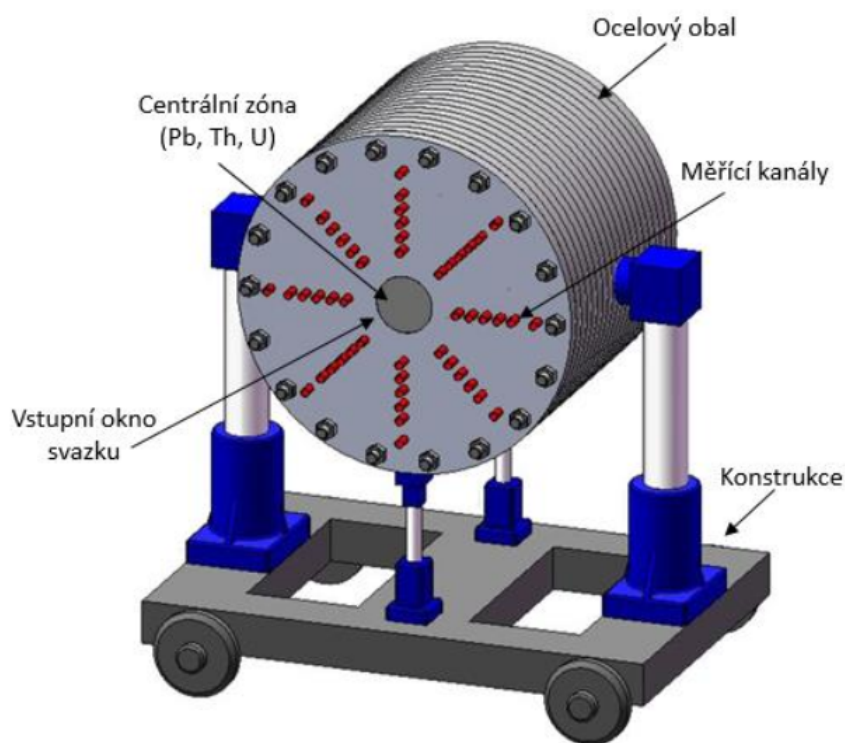
Sestava QUINTA se stala nástupcem sestavy E+T. Stejně jako ona je tvořena hexagonálními sekcemi, které obsahují hliníkové trubice vyplněné přírodním uranem. Hmotnost uranu je 512 kg a hmotnost celé sestavy 540 kg. Celkem se v sestavě nachází pět sekcí z čehož čtyři jsou stejné. První sekce oproti ostatním má ve svém středu otvor o průměru 80 mm pro přivedení svazku do terče. Místo 61 tyčí je složen pouze z 54 tyčí. Délka jednotlivých sekcí činí 114 mm a mezery mezi nimi jsou 17 mm. Celková délka sestavy je 700 mm. Do mezer lze umístit hliníkové držáky se vzorky, detektory či jinou instrumentací. Sestava je během experimentů umístěna v olověném stínění. Používá se od roku 2009. Tehdy byla tvořena pouze třemi sekcemi bez otvorů. Od roku 2011 se přidaly další dvě. Jedna identická s předchozími třemi a pak již zmíněná první s otvorem. Aktuální podoba sestavy viz Obr. 4.3 [15, 20].



Obr. 4.3: Spalační terč QUINTA [15].

## 4.5 BURAN

Zatím posledním terčem, který by měl být využíván je zařízení BURAN. Vyroběn je z ochuzeného uranu o celkové hmotnosti 20 t. Uran je umístěn ve válcovém ocelovém pouzdře o průměru 120 cm a hloubce 100 cm. Z přední strany se nachází kruhový otvor o průměru 20 cm, který umožňuje přivedení svazku do terče, viz Obr. 4.4. Do tohoto otvoru lze vkládat různé terčové materiály. Dále se v terči nachází osm řad axiálních kanálů, které jsou rozmístěny radiálně od středového otvoru. Ty umožňují vkládání experimentálních vzorků na dvacet měřících pozic každém z nich [20].



Obr. 4.4: Spalační terč BURAN [20].

## 4.6 Urychlovače používané v SÚJV Dubna

V SÚJV se nachází několik urychlovačů, které se používají pro různá účely z nichž jedním je i ozařování spalačních terčů. Pro tyto účely slouží zejména následující dva:

### 4.6.1 Nuklotron

Urychlovač Nuclotron je v současné době schopen dosáhnout nejvyšší energie urychlovaných částic ze všech urychlovačů, které se nacházejí v SÚJV. Spadá pod Laboratoř

vysokých energií a typem se jedná o synchrotron se supravodivými magnety. Vybudován byl mezi lety 1987 až 1992 a nahradil Synchronofázotron, přičemž využil jeho budovu. Průměr urychlovače je 251,5 m. Dokáže urychlovat protony a různě těžké ionty na energie 12,8 GeV, resp. 5 GeV na nukleon. Nejtěžší prvek, který lze použít je  $^{238}\text{U}$ . Při použití protonů lze dosáhnout fluence až  $10^{11}$  protonů v jednom pulzu, interval mezi jednotlivými pulzy je 5–10 s. Příkon urychlovače činí 1,5 MW. Výzkum zde prováděný je velmi široký a zahrnuje jadernou a částicovou fyziku. Dále se zde provádějí dozimetrické a lékařské experimenty [11].

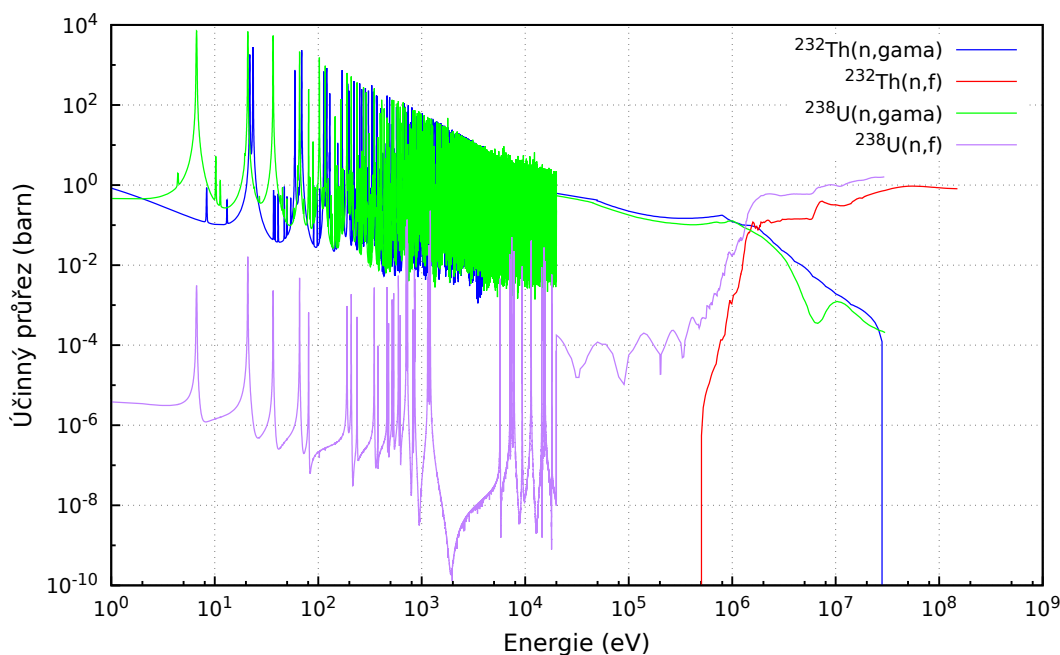
### 4.6.2 Fázotron

Fázotron je urychlovač spadající pod Laboratoř jaderných problémů. Vznikl rekonstrukcí Synchronocyklotronu, jež byl prvním urychlovačem v SÚJV. Rekonstrukce proběhla mezi lety 1979–1984 a po ní je schopný dosáhnout energie protonů 660 MeV při fluenci částic  $10^{13}$  protonů za sekundu, což odpovídá proudu 1,6  $\mu\text{A}$ . Urychlovač je využíván k výzkumu jaderných reakcí, struktury jádra, fyziky pevných látek atd. Mimo to také slouží k medicínskému a biologickému výzkumu [11].

## 5 THORIUM A JEHO POUŽITÍ V JADERNÉ ENERGETICE

Zájem o využití thoria v jaderné energetice panuje dlouhá léta. Jak již bylo uvedeno, thorium se na Zemi vyskytuje v cca  $4\times$  větším množství než-li uran a to zejména v minerálu monazitu, který obsahuje průměrně 6–7 % thoria. Monazit je fosfát céru a lze jej nalézt ve vyvřelých horninách na všech kontinentech. Oproti uranu má thorium pouze jeden přírodní izotop  $^{232}\text{Th}$ .

Fyzikální a chemické vlastnosti thoria jsou následující: teplota tavení je  $1755\text{ }^\circ\text{C}$ , což je značně více než-li u uranu  $1132\text{ }^\circ\text{C}$ , dále má oproti uranu lepší tepelnou vodivost, vyšší radiační odolnost, menší náchylnost k napuchání a pomalejší uvolňování štěpných produktů z  $\text{ThO}_2$ <sup>1</sup>. Další výhodou  $\text{ThO}_2$  vůči  $\text{UO}_2$  je jeho inertnost a nižší náchylnost k oxidaci. Jeho vysoká chemická stabilita je ale zároveň i nevýhodou, protože komplikuje jeho přepracování v zadní části palivového cyklu, protože chemické reakce použitelné pro uran u thoria nefungují.



Obr. 5.1: Účinný průřez pro reakce  $(n,\gamma)$  a  $(n,f)$   $^{232}\text{Th}$  a  $^{238}\text{U}$  [42].

Štěpný materiál lze z thoria vyrobit pomocí záchytu neutronu, jak je naznačeno v Kap. 1.1.2. Cílovým izotopem je  $^{233}\text{U}$ . Hlavní nevýhodou oproti transmutaci  $^{238}\text{U}$  je o řád delší poločas přeměny. Zatímco radionuklid  $^{239}\text{Np}$  se na štěpný materiál přeměňuje s poločasem přeměny 2,4 dne u  $^{233}\text{Pa}$  se jedná o 27 dní, během kterých

<sup>1</sup>Rychlost uvolňování je až o řád pomalejší při porovnání oxidického paliva vyrobeného z thoria vůči palivu z uranu.

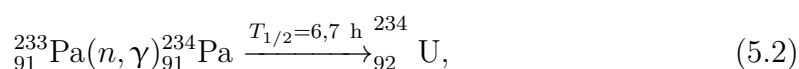


může docházet k různým reakcím. Nežádoucí je zejména následující reakce



kde reakcí protaktinia s rychlým neutronem vzniká izotop uranu  ${}^{232}\text{U}$ . Produkce tohoto izotopu není žádoucí, protože se nejedná o štěpný izotop. Jeho přítomnost v namnoženém  ${}^{233}\text{U}$  má však i určité výhody. Jelikož se jedná o silný gama zářičem, tak komplikuje nakládání s jaderným materiálem, ze kterého by jinak bylo relativně snadné získat  ${}^{233}\text{U}$  pro vojenské využití. Kromě reakce s  ${}^{233}\text{Pa}$  vzniká i z izotopů  ${}^{232}\text{Th}$  a  ${}^{233}\text{U}$ .

Kromě izotopu  ${}^{232}\text{U}$  vzniká z  ${}^{233}\text{Pa}$  izotop  ${}^{234}\text{U}$  a to dle následující reakce



jedná se o štěpitelný izotop, u kterého dalším záchytem neutronu dochází k přeměně na štěpný izotop  ${}^{235}\text{U}$ . Přesto, že se na konci tohoto řetězce nachází štěpný izotop jde o nežádoucí reakce a ideální stav je pokud z  ${}^{233}\text{Pa}$  vznikne přímo  ${}^{233}\text{U}$ .

Další výhodou  ${}^{232}\text{Th}$  oproti  ${}^{238}\text{U}$  je téměř třikrát vyšší účinný průřez pro záchyt v tepelné oblasti, viz Obr. 5.1. Jelikož je poměr neutronů zachycených vůči uvolněným u  ${}^{233}\text{U}$  větší než-li dva, pro tepelné spektrum, lze cyklus  ${}^{232}\text{Th}$ – ${}^{233}\text{U}$  využít v tepelných a epitermálních reaktorech, což je zásadní rozdíl oproti  ${}^{238}\text{U}$ – ${}^{239}\text{Pu}$  cyklu, jež lze využít pouze v rychlých reaktorech [20, 37, 40].

Izotop  ${}^{233}\text{U}$  lze použít v různých typech reaktorů. Proces výroby štěpného materiálu nazýváme množení. To spotřebovává velké množství neutronů, které tak nemohou udržovat vlastní štěpnou reakci. Tím pádem máme dvě možnosti. Použití klasických reaktorů, kde je nutné použití plutonia nebo vysoce obohaceného uranu pro udržování štěpné reakce. Nebo použití rychlých reaktorů a ADS. Zejména ADS má výhodu v nezávislosti na neutronech ze štěpení. Většina neutronů je dodávána spalačným terčem a menší část pochází ze štěpení. Oba typy pracují s rychlým spektrem neutronů, což je výhodné pro množení a také to umožňuje štěpení štěpitelných izotopů  ${}^{238}\text{U}$  a  ${}^{232}\text{Th}$ , ke kterému v klasických reaktorech s tepelným spektrem dochází jen minimálně. To je dobře vidět z Obr. 5.1, kde nad energií 1 MeV nabývá účinný průřez pro štěpení vyšší hodnoty než účinný průřez pro radiační záchyt. To, že klesá hodnota účinného průřezu pro záchyt, je výhodné zejména z důvodu omezení vzniku vyšších aktinoidů oproti použití termalizovaného spektra [37].

Jelikož je uran přímo použitelný v současných reaktorech a jsou ho zatím známy dostatečné zásoby, není používání thoriového cyklu ekonomicky efektivní. V současné době tvoří cena paliva relativně nízkou položku v provozních nákladech JE. Je zde tedy stále potenciál růstu jeho ceny aniž by bylo nutné uvažovat o využívání thoria. Navíc použití thoria sebou nese potřebu dalšího vývoje. Zejména je nutné podstoupit různá testování, analýzy, licencování a schvalování než bude možné jakékoliv thorium



### 5.1.3 Použití thoria v ADS

Hlavní vlastnosti ADS byly shrnuty v Kap. 2.2.4. Za současného stavu se jeví jako výhodnější použít menší, resp. méně výkonný urychlovač. To vede k nutnosti pracovat s koeficientem násobení lehce pod hodnotou jedna. Stále je zachována výhoda vysoké bezpečnosti a možnosti dosažení vysokého stupně vyhoření oproti klasickým reaktorů, které jsou omezeny vlastnostmi paliva. Ty se zhoršují v průběhu kampaně a musí být kompenzovány různými prostředky jako např. postupným vysouvání kompenzačních tyčí z AZ nebo změnou koncentrace kyseliny borité v moderátoru, aby mohl být stále udržován kritický stav. Řízení urychlovačem však na něj klade velmi vysoké nároky a potřebu regulovat proud svazku v širokém rozsahu hodnot. Při použití thoria se klade důraz na co nejnižší produkci vyšších aktinoidů a naopak na vysokou produkci  $^{233}\text{U}$  z  $^{232}\text{Th}$ .

Palivo lze použít v podobě:

- směsi oxidů plutonia a thoria nebo ve formě nitridů;
- směsi thoria a  $^{233}\text{U}$  pro produkci „čisté“ energie;
- směsi oxidů vysoce obohaceného uranu a thoria, případně nitridů pro spalování tohoto uranu.

Výhodou použití nitridů je lepší vyhořívání plutonia a o cca 20 % vyšší produkci  $^{233}\text{U}$ . S vyšším vyhořením však roste i vyšší produkce minoritních aktinoidů. Navíc v nitridovém palivu dochází v reakci (n,p) k produkci radionuklidu  $^{14}\text{C}$ , který do systému vnáší další nežádoucí radioaktivitu. Proto je preferováno použití oxidických paliv, které tímto problémem netrpí [40].

## 5.2 Historické a současné použití thoria v jaderných reaktorech

O použití thoria se uvažovalo už od samotného počátku jaderné energetiky. Nahrával tomu zejména vyšší výskyt jeho známých zásob oproti uranu. Jelikož ale došlo relativně rychle k objevení rozsáhlých zásob uranu, u kterého se v přírodě nachází štěpný izotop, tak nikdy nedošlo k jeho masovému použití.

Již 50 let probíhají experimenty a testování chování thoria v jaderných reaktorech a to včetně jeho prvních generací. Pokusy proběhly na jeho různých typech. Zapojeny do něj byly a jsou Belgie, Brazílie, Čína, Indie, Japonsko, Kanada, Německo, Nizozemí, Norsko, Rusko, Spojené Království a USA [38].

Rozdělení dle typu reaktoru:

- HTGR – High Temperature Gas cooled Reactor: Jedná se o do budoucna velmi slibný typ, který se zatím nedočkal většího rozšíření. Reaktor používá obohacené palivo moderované grafitem. Odvod tepla zajišťuje plyn, resp. helium. Hlavní výhodou je vysoká teplota chladiwa, která umožňuje dosažení vysoké účinnosti

tepelného cyklu případně použití tepla v průmyslové výrobě. Jako palivo se zde používají tzv. TRISO částice (TRIStructural-ISOtropic), což je de facto vysoce obohacený  $\text{UO}_2$  obalený různými vrstvami (grafit, pyrolytický grafit, karbid křemíku). Tyto částice se umísťují do grafitové matrice ve formě koulí nebo tyčí. Do těchto částic se zároveň přidával  $\text{ThO}_2$ . Ve světě bylo v provozu několik zařízení o různém výkonu. V USA to byly bloky Peach Bottom a Fort St Vrain, v Německu AVR, THTR a Lingen a v Británii Dragon.

Německý AVR byl po několik let provozován s palivem sestávajícím z vysoce obohaceného uranu a thoria ve formě koulí naplněných TRISO částicemi. Celkově bylo použito 1360 kg thoria a dosáhlo se stupně vyhoření 150 GWd/t. Naproti tomu v reaktoru Dragon bylo z hlediska složení podobné palivo jako v AVR, ale mělo formu 45 mm dlouhých elementů. Testoval se provoz v režimu „breed and feed“, kdy vznikající  $^{233}\text{U}$  nahrazoval ubývající  $^{235}\text{U}$  [39].

- LWR – Light Water Reactor: V současné době nejrozšířenější typ reaktoru. K moderaci neutronů využívá lehkou vodu. Dva jeho nejrozšířenější typy jsou PWR a BWR. Testy a experimenty na těchto reaktorech probíhaly v řadě zemí. V 60. až 80. letech probíhalo testování thoriového paliva na reaktorech Shippingport, Borax IV, Elk River a Indian Point v USA a Lingen v Německu. Palivo bylo ve formě sintrované směsi oxidů Th a U se zirkoniovým pokrytím. Množství uranu ve směsi bylo do 10 % zbytek tvořilo thorium. Hlavním výsledkem bylo ověření kladného výnosu neutronů pro množení a štěpení  $^{233}\text{U}$ . Německo spolu s Brazílií studovalo možnost recyklace plutonia a  $^{233}\text{U}$ , což by vedlo k snížení potřeby nového paliva. Bohužel byl program ukončen bez toho aniž by se dostal do fáze zkoušek, které měly být provedeny na brazilské elektrárně Angra-1. Provedeno bylo pouze ozařování thoriového paliva v Německu.

Řada skupin provádí ověřovací výpočty pro použití thoria ve varných reaktorech se sníženou moderací, které navrhli v Japonsku. V reaktoru se vyskytuje převážně epitermální spektrum, které je výhodné pro transmutaci thoria na uran. Kromě produkce uranu je vhodný pro spalování vyšších aktinoidů. Konstrukčně pak vychází z reaktoru ABWR Advanced Boiling Water Reactor.

- MSR – Molten Salt Reactor: Jedná se o velmi specifické zařízení naprosto se odlišující od ostatních typů jaderných reaktorů. Palivo je zde rozpuštěno v solích, které jsou kapalné při vysokých teplotách a atmosférickém tlaku. Moderaci zajišťuje grafit. Toto uspořádání je výhodné zejména pro průběžné čištění paliva, ze kterého tak lze separovat štěpné produkty. Kromě výhod však přináší i komplikace spojené zejména s vysokou korozní agresivitou solí za daných provozních podmínek, což klade vysoké materiálové nároky. Opomenout se také nesmí bezpečnostní riziko spočívající v možnosti úniku štěpného materiálu mimo primární okruh. Výzkum chování tohoto reaktoru s thoriovým palivem probíhal

v 70. letech v USA na zařízení MSRE (Molten Salt Reactor Experiment) v ORNL (Oak Ridge National Laboratory). Zde se testovala všechna hlavní štěpná paliva, tj.  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ . Výzkum přinesl velké množství dat a ověřil vynikající flexibilitu tohoto typu reaktoru. Navázat na něj měl reaktor MSBR (Molten Salt Reactor), který by ověřoval režim množení nového paliva. Bohužel se ale nedočkal realizace.

Od roku 2011 v Číně běží R&D (Research and Development) program, který má za cíl vyvinout LFTR<sup>2</sup> (Liquid Fluoride Thorium Reactor). V současné době je ve výstavbě prototyp MSR, který měl být v provozu již od roku 2015, ale vlivem zpoždění je spuštění naplánované na rok 2020. Využití thoria se plánuje ve dvou podtypech MSR. První má palivo ve formě TRISO částic zatímco druhý je má rozpuštěné přímo v chladiči. Varianta s palivem v pevné formě bude využívat otevřeného cyklu. Demonstrační elektrárna o výkonu 100 MW<sub>t</sub> by měla vzniknout někdy kolem roku 2025. Druhá varianta naproti tomu využije uzavřeného cyklu. Jelikož se jedná o mnohem náročnější řešení, tak je spuštění demonstrační elektrárny o výkonu 100 MW<sub>t</sub> naplánováno až na rok 2035. Nejbližší cíle jsou příprava ThF<sub>4</sub> a ThO<sub>2</sub> paliv v kvalitě vhodné pro použití v reaktoru a jejich testování v MSR.

- PHWR – Pressurised Heavy Water Reaktor: Hlavním zástupce této kategorie jsou kanadské reaktory CANDU. Moderace je zajištěna těžkou vodou, což přispívá k vynikající neutronové bilanci. Díky tomu v nich lze využívat přírodní uran. Testovalo a testuje se thorium ve formě ThO<sub>2</sub>, tak i jeho směsi ThO<sub>2</sub>-UO<sub>2</sub> a ThO<sub>2</sub>-PuO<sub>2</sub> s vysokým i nízkým stupněm obohacení v případě uranu. Zkoušky proběhly na kanadských reaktorech NRX, NRU a WR-1. Na výzkumu se také podílí čínské skupiny. Těžkovodní reaktory by měly hrát klíčovou roli v uzavřeném palivovém cyklu zejména díky jejich palivové flexibilitě. Rozsáhlý výzkum probíhá také v Indii. Plánuje se využít thorium ve směsi s  $^{233}\text{U}$  nebo  $^{239}\text{Pu}$  ve formě oxidů, kde 75 % energie bude poskytovat thorium. Zkoušky v tomto směru probíhaly zejména na blocích KAPS 1 a 2, KGS 1 a 2 a RAPS 2, 3 a 4. Dalším krokem by měla být stavba pokročilého těžkovodního reaktoru, který navrhly indické firmy a jejíž začátek je plánován na konec roku 2017. V provozu by měl být kolem roku 2022.
- MTR – Materials Testing Reactor: Jedná se o experimentální a výzkumné reaktory, které slouží především pro testování různých materiálů. V Indii je v provozu reaktor KAMINI, který využívá  $^{233}\text{U}$  v hliníkového pokrytí. Zajímavý je zejména, protože jako jediný reaktor na světě používá jako palivo pouze  $^{233}\text{U}$ . Další zkoušky a ozařování probíhá a probíhalo na reaktorech CIRUS a DHRUVA [38, 40, 41].

---

<sup>2</sup>Jedná se o typ MSR reaktoru využívající thorium.

## 6 AKTIVAČNÍ MĚŘENÍ

Metoda je založena na ozařování zkoumané látky částicemi<sup>1</sup> nebo zářením gama. Tyto částice, nebo záření, reagují s terčovými jádry řadou různých reakcí. U většiny z nich dochází ke vzniku nestabilního radionuklidu. Vše závisí na účinném průřezu reakce dané částice nebo záření s terčovým prvkem. Ten se následně přeměňuje přeměnami  $\alpha$ ,  $\beta$  a  $\gamma$  na stabilní izotop po danou dobu, která je určena poločasem přeměny. Jak probíhající reakce tak radioaktivní přeměny jsou často doprovázeny emisí gama záření. To lze měřit a zpětně tak zjišťovat informace o radioizotopu a proběhlé reakci.

Aktivační měření, použité v této práci, uvažuje primárně reakce neutronů, které pocházejí ze spalačnických reakcí, štěpení a reakcí protonů z materiálem terče a vzorků. Primárním zájmem této práce je zkoumání možnosti využití thoria v jaderné energetice, resp. v ADS systémech, a proto jsou důležité zejména reakce radiačního záchytu ( $n,\gamma$ ) a štěpení ( $n,f$ ) na  $^{232}\text{Th}$ . Intenzita těchto reakcí závisí především na hustotě toku neutronů, resp. rozložení jeho spektra, což je dané parametry protonového svazku a vlastnostmi spalačnické sestavy.

Gama záření, které se uvolňuje již během jaderných reakcí, se nazývá okamžité. Během přeměn  $\alpha$  a  $\beta^-$  (výjimečně  $\beta^+$  nebo K-záchyt) se emituje zpožděné záření, které je snáze detekovatelné.

Aktivační měření lze rozdělit podle řady hledisek:

1. Podle úpravy vzorků:
  - (a) radiochemická – po ozáření se provede chemická separace z důvodu odstranění rušivých radioizotopů nebo kvůli zkoncentrování požadovaných radioizotopů. Tato metoda je pracná a laboratorně náročná, proto není moc obvyklá;
  - (b) instrumentální – aktivovaný vzorek se přímo měří na gama spektrometru. Jedná se o nejjednodušší a nejčastější provedení aktivačního měření.
2. Z časového hlediska měření:
  - (a) on-line – měření gama záření probíhá během ozařování. Je vhodné pro krátce žijící radioizotopy, které už nelze po ozařování zachytit. Její provedení je ovšem náročné;
  - (b) off-line – měření se provádí po skončení ozařování. Použití je vhodné pro radioizotopy s poločasy přeměny v řádu minut a delší.
3. Podle energie použitých částic.
4. Podle způsobu vyhodnocení:
  - (a) absolutní;
  - (b) poloporovnávací;
  - (c) srovnávací.

---

<sup>1</sup>Používají se např. protony, deuterony, různé ionty těžších prvků, aj.

Hlavní výhodou aktivačního měření je vysoká citlivost. Metoda dokáže velmi přesně určit množství a typ vznikajících produktů, resp. reakční rychlost nebo účinné průřezy probíhajících reakcí. To vše pro více izotopů současně. Naproti tomu nevýhodami jsou nevhodné vlastnosti některých aktivačních produktů, kdy je nelze stanovit z důvodu příliš krátkého poločasu přeměny, nízkého účinného průřezu pro hledané reakce, a nebo emitování gama záření o nízké intenzitě. Dále pak nutnost pracovat s radioaktivním materiálem, který je potřebné transportovat mezi místem aktivace a spektroskopickou laboratoří.

Terčové materiály mohou být v různé skupenské fázi, nejčastěji jsou však zkoumány pevné materiály, kdy se jejich hmotnost obvykle pohybuje 0,01–10 g. Pokud by se z terčového materiálu uvolňovaly reakční produkty, tak je nutné je umístit do vhodného obalového materiálu. Nabízí se sklo, hliník, křemen, plastové materiály (polyethylen, polystyren, ad.). Každý z těchto materiálů má své výhody a omezení. Plasty jsou při dlouhém ozařování radiačně nestálé a hliník se zase aktivuje při použití energetičtějších částic. Doba ozařování se pohybuje v řádech sekund až hodin podle poločasů přeměny hledaných produktů reakce [44, 45].

## 6.1 Fyzikální princip

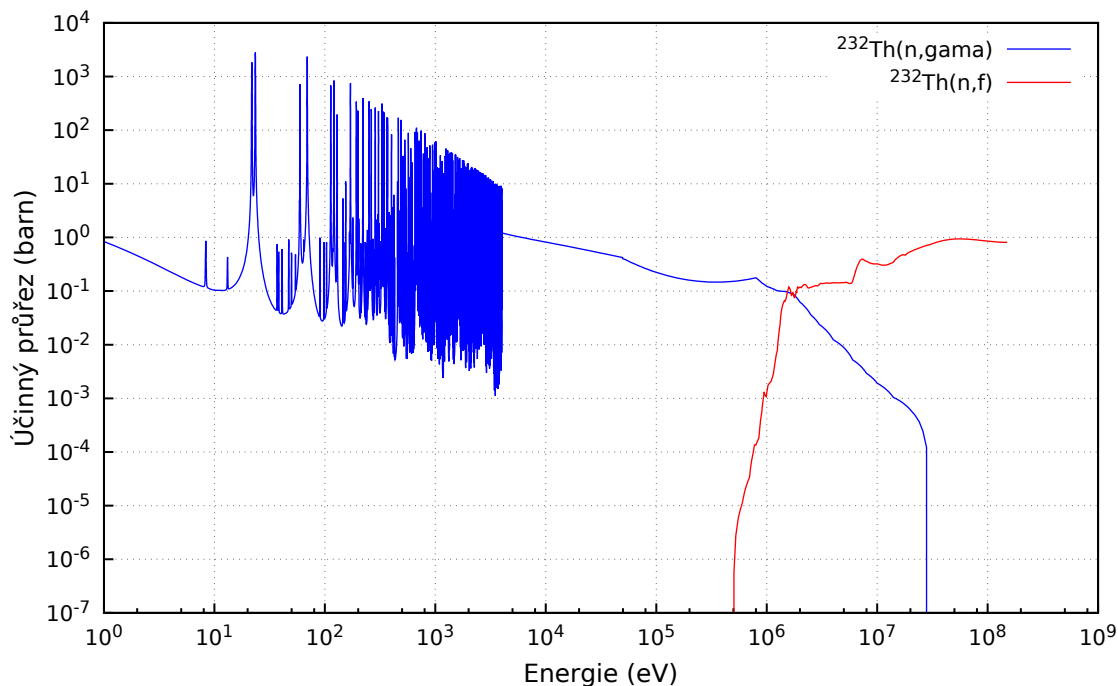
Mezi terčovými jádry, a dopadajícími částicemi, probíhají všechny druhy základních jaderných reakcí. Těmi jsou štěpení, nepružný rozptyl, radiační záchyt a tříštění<sup>2</sup>. Při řadě těchto reakcí dochází ke vzniku jader v excitovaném stavu. Pro využití thoria jsou důležité zejména štěpení a záchyt. Jak je patrné z Obr. 6.1, tak štěpení <sup>232</sup>Th se uplatňuje zejména od energie nad 1 MeV, tedy pro spektrum rychlých neutronů. V protikladu k tomu účinný průřez pro záchyt klesá, a proto je pro množení výhodnější epitermální a tepelné spektrum.

Jak již bylo řečeno, důležité jsou především fotony vznikající při přeměnách nestabilních radionuklidů, které se nacházejí ve vzorcích i po skončení ozařování. Detekcí a následným vyhodnocením je možné určit reakční rychlost pro identifikované izotopy. Odvození vztahu pro reakční rychlost je převzato z literatury [45], přičemž některé vztahy jsou upraveny pro potřeby této práce.

Radionuklidy vznikají ve vzorcích o počátečním počtu částic  $N_0$ , které jsou vloženy do pole neutronů o konstantní hustotě  $\varphi$ , přičemž jejich vznik se řídí následující bilancí

$$\frac{dN(t)}{dt} = \left( \frac{dN(t)}{dt} \right)_{\text{vznik}} + \left( \frac{dN(t)}{dt} \right)_{\text{rozpad}}, \quad (6.1)$$

<sup>2</sup>K tříštění dochází zejména v centrálních částech jednotlivých sekcí spalační sestavy, kde mají přilétající částice (protony) dostatečnou energii. Se zvětšující se hloubkou vniku intenzita spalačnických reakcí klesá.



Obr. 6.1: Účinný průřez pro reakce  $(n,\gamma)$  a  $(n,f)$   $^{232}\text{Th}$  [42].

kde

$$\left(\frac{dN(t)}{dt}\right)_{\text{vznik}} = N_0 \int_0^{+\infty} \varphi(E)\sigma(E)dE = A_{\text{nas}}, \quad (6.2)$$

$$\left(\frac{dN(t)}{dt}\right)_{\text{rozpad}} = -\lambda N(t). \quad (6.3)$$

Z rovnice 6.2 plyne, že nasycená aktivita vzorků  $A_{\text{nas}}$  je úměrná velikosti hustoty neutronového toku  $\varphi$ , mikroskopickému účinnému průřezu  $\sigma$  a počátečnímu počtu částic ve vzorku. Rovnice 6.3 popisuje přeměny těchto radionuklidů v závislosti na čase. Po dosazení rovnic 6.2 a 6.3 do rovnice 6.1 získáme obyčejnou diferenciální rovnici prvního řádu

$$\frac{dN(t)}{dt} = A_{\text{nas}} - \lambda N(t), \quad (6.4)$$

která při uvážení počátečních podmínek  $(t, N(t)) = (0, 0)$  nabývá tvaru

$$N(t) = A_{\text{nas}} \frac{(1 - e^{-\lambda t})}{\lambda}. \quad (6.5)$$

Je-li dosazeno za  $A$  vztah  $A = \lambda N$ , výsledný vztah pro aktivitu vzorku na konci ozařování (tj. v čase  $t_{\text{irr}}$ ) je:

$$A(t_{\text{irr}}) = \lambda N(t_{\text{irr}}) = P_{\text{R}} N_0 (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) = A_{\text{nas}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}), \quad (6.6)$$



kde  $P_R$  je reakční rychlost přepočtená na jeden atom vzorku a  $\lambda$  je rozpadová konstanta.

Pro aktivační měření je důležitým hlediskem poločas přeměny radionuklidů vznikajících během ozařování. Principiálně nastávají dva limitní případy. Pokud platí  $t_{\text{irr}} \gg T_{1/2}$  pak  $\lim_{\lambda t_{\text{irr}} \rightarrow +\infty} (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) \approx 1$  a když je  $t_{\text{irr}} \ll T_{1/2}$  platí pak  $\lim_{\lambda t_{\text{irr}} \rightarrow 0} (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) \approx \lambda t_{\text{irr}}$ . Pro tyto dva limitní případy odpovídá úprava vztahu 6.6 na do následující podoby

$$A(t_{\text{irr}}) = \lambda N(t_{\text{irr}}) = \begin{cases} A_{\text{nas}} & \text{pro } t_{\text{irr}} \gg T_{1/2}, \\ A_{\text{nas}} \lambda t_{\text{irr}} & \text{pro } t_{\text{irr}} \ll T_{1/2}. \end{cases} \quad (6.7)$$

Z rovnice 6.7 plyne, že po uplynutí času, který odpovídá deseti poločasům přeměny vznikajícího radionuklidu, dojde k nasycení vzorku a jeho aktivita se již více nezvyšuje. Tuto aktivitu označujeme za nasycenou  $A_{\text{nas}}$  a lze ji zvýšit jedině zvýšením intenzity toku částic. Na základě tohoto poznatku volíme reálné časy ozařování. Rozhodně, nemá smysl, delší trvání experimentu, než je deset poločasů přeměny, resp. reálně dostačují 2–3 poločasy, kdy je dosaženo dostatečné aktivity zkoumaných vzorků. S přibývajícím časem rychlost aktivace klesá<sup>3</sup>.

V případě vzorků, ve kterých vznikají radionuklidy s krátkými a dlouhými poločasy přeměny, je nutné přistoupit k jejich měření neprodleně po konci ozařování. Jedině tak lze zaručit, že energie radionuklidů s krátkými  $T_{1/2}$  budou naměřeny.

Mezi koncem ozařování a začátkem měření určujeme tzv. dobu vymírání, resp. prodlení  $t_{\text{delay}}$ . Jelikož už nedochází ke vzniku nových radionuklidů, ale pouze k jejich přeměnám, tak se bilanční rovnice zredukuje na tvar

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t). \quad (6.8)$$

Jejíž řešením je rovnice

$$N(t_{\text{delay}}) = N(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda t_{\text{delay}}}, \quad (6.9)$$

kde  $N(t_{\text{irr}})$  je počet částic na konci ozařování. Po dosazení vztahu  $A = \lambda N$  za  $N$  dostáváme vztah pro aktivitu vzorku

$$A(t_{\text{delay}}) = A(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda t_{\text{delay}}}. \quad (6.10)$$

### 6.1.1 Reakční rychlost

V této části je odvozen vztah pro reakční rychlost  $R_R$ , která je vztažena na jedno terčové jádro ozařovaného materiálu a jednu dopadající částici, tj. proton .

<sup>3</sup> $2T_{1/2}$  umožní získat 75 % nasycené aktivity a za  $3T_{1/2}$  lze získat 87,5 % maximální dosažitelné aktivity.

Odvození vychází z předpokladu, že měření na detektoru začalo v čase  $t_z = t_{\text{irr}} + t_{\text{delay}}$  a doba měření odpovídá času  $t_{\text{real}}$ . Čas  $t_{\text{irr}}$  je celková doba ozařování a  $t_{\text{delay}}$  je čas mezi koncem ozařování a začátkem jednotlivých měření. Pro celkový počet rozpadů  $N_r$  za dobu  $t_{\text{real}}$  tedy platí následující vztah

$$N_r = A(t_z) \int_0^{t_{\text{real}}} e^{-\lambda t} dt. \quad (6.11)$$

Jeho zintegrováním je získán vztah pro počet rozpadů

$$N_r = A(t_z) \frac{(1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}{\lambda}. \quad (6.12)$$

Na začátku měření (tedy v čase  $t_{\text{real}} = 0$ ) je určena aktivita vzorku  $A(t_z)$  z rozpadového zákona dle následujícího vztahu

$$A(t_z) = A(t_{\text{irr}}) e^{-\lambda t_{\text{delay}}}. \quad (6.13)$$

Dosazením vztahů (6.13) a 6.6 do rovnice 6.12 je získán vztah pro celkový počet rozpadů  $N_r$

$$N_r = N_0 P_R (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda t_{\text{delay}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}) \frac{1}{\lambda}. \quad (6.14)$$

Z rovnice 6.14 lze vyjádřit reakční rychlost vztaženou na jedno terčové jádro

$$P_R = \frac{N_r \lambda}{N_0 (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda t_{\text{delay}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}. \quad (6.15)$$

Jelikož není znám celkový počet přeměn  $N_r$ , tak je nutné provést jeho substituci veličinami získanými měřením za použití gama spektrometru. Výsledný vztah nabývá následujícího tvaru

$$N_r = \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}} \frac{S(E_\gamma)}{I(E_\gamma) \epsilon_\gamma(E_\gamma)}, \quad (6.16)$$

kde  $t_{\text{live}}$  je tzv. „efektivní“ čas měření, resp. jedná se o celkovou dobu měření  $t_{\text{real}}$  poníženu o tzv. mrtvou dobu, což je čas, po který je detekční systém zahlcen. Dále  $\epsilon_{\text{FEP}}(E_\gamma)$  je účinnost detekce píku plného pohlcení,  $I_\gamma(E_\gamma)$  je intenzita dané linky gama záření a  $S(E_\gamma)$  je plocha naměřeného píku o dané energii.

Dosazením celkového počtu přeměn, ze vztahu 6.16 do vztahu 6.15, získáme vztah pro reakční rychlost přepočtenou na jedno terčové jádro

$$P_R = \frac{S(E_\gamma) \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\epsilon_{\text{FEP}}(E_\gamma) N_0 I_\gamma(E_\gamma) (1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda t_{\text{delay}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}, \quad (6.17)$$

resp. za počáteční počet atomů vzorku  $N_0$  je dosazen následující vztah

$$N_0 = \frac{m}{M} N_A, \quad (6.18)$$

kde  $m$  je hmotnost aktivačního vzorku,  $M$  je molární hmotnost prvku, ze kterého se vzorek skládá a  $N_A$  je Avogadrova konstanta. Takto je získán finální vztah pro reakční rychlost přepočtenou na jedno terčové jádro

$$P_R = \frac{M}{N_A m} \frac{S(E_\gamma) \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\varepsilon_{\text{FEP}}(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}} \frac{1}{e^{-\lambda t_{\text{decay}}}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \quad (6.19)$$

$$[P_R] = (\text{s}^{-1} \cdot \text{atom}^{-1}). \quad (6.20)$$

Reakční rychlost, přepočtenou na jedno terčové jádro a jeden dopadající proton, lze získat z podílu vztahu 6.19 a vztahu  $\frac{I_P}{t_{\text{irr}}}$ , kde  $I_P$  je integrální počet částic, kterými byl experiment vystaven za celou dobu ozařování  $t_{\text{irr}}$  [11, 19, 45, 46].

$$R_R = \frac{M}{N_A m} \frac{S(E_\gamma) \lambda t_{\text{irr}} \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{\varepsilon_{\text{FEP}}(E_\gamma) I_\gamma(E_\gamma) I_P} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}} \frac{1}{e^{-\lambda t_{\text{decay}}}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \quad (6.21)$$

$$[R_R] = (\text{proton}^{-1} \cdot \text{atom}^{-1}). \quad (6.22)$$

## 7 SPEKTROMETRIE GAMA ZÁŘENÍ

Nedílnou součástí aktivační analýzy je spektrometrie gama záření. Tu lze provést pomocí různých typů detektorů mezi jejichž důležité parametry patří citlivost, vysoké časové a energetické rozlišení, nízká mrtvá doba, stabilita, ad.

V současné době patří mezi nejrozšířenější tzv. scintilační detektory, které jsou tvořeny z několika částí. Vlastní gama záření je detekováno v scintilátoru tvořeném anorganickým krystalem, plastem, kapalinou nebo i plynem. Přilétající foton v něm ionizuje atomy a excituje luminiscenční centra, při jejich deexcitaci je emitováno světlo ve viditelné části spektra elektromagnetického záření a to ve formě záblesku. Ten je odveden světlovodem na fotonásobič, který je proudovým zesilovačem a fotočlánkem v jednom. Jeho výstupem je elektrický signál úměrný energii dopadajících fotonů. Pro spektrometrii se používají především anorganické typy jako NaI(Tl), CsI(Tl), BGO atd. Účinnost detekce se pohybuje na úrovni několika desítek procent, zatímco u organických typů činí pouze do 10 %. Hlavním nedostatkem scintilačních detektorů je jejich relativně nízké energetické rozlišení.

Dalším typem používaným pro spektrometrii gama záření je polovodičový detektor. Jedná se o principiálně jednoduché zařízení tvořené monokrystalem polovodiče umístěným mezi dvěma elektrodami, na které je přivedeno vysoké napětí (jednotky kilovolt) v závěrném směru polovodiče. Materiál polovodiče je germanium nebo křemík. Uspořádán je do p-n přechodu, kde n vrstva tvoří jednu elektrodu, zatímco druhá může být tvořena např. tenkou vrstvou zlata. Průchod ionizujícího záření, resp. jeho pohlcení, iniciuje vznik páru elektron-díra. Ten je následně registrován jako proudový impulz, který se převede na napěťový impulz a je odveden do zesilovače, kde je upraven a následně jde do mnohakanálového analyzátoru. Velikost impulzu je úměrná energii, kterou předá ionizující záření krystalu. Pro detekci gama záření se používají zejména germaniové detektory. Detektor je nutné chladit na teplotu kapalného dusíku (-196 °C) kvůli odstranění šumu. S příchodem HPGe (High Purity Germanium) nehrozí zničení detektoru při zvýšení jeho teploty na pokojovou, jak tomu bylo u Ge-Li detektorů, což značně zjednodušuje manipulaci s nimi.

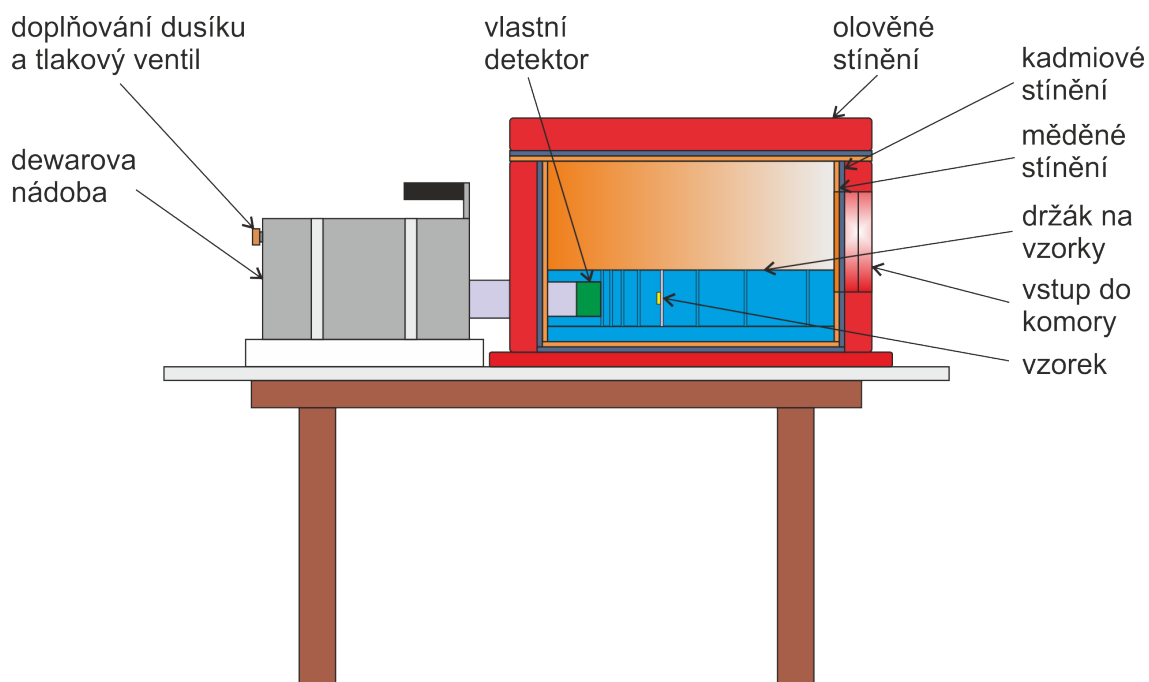
Jako spektrometr můžeme označit aparaturu, která slouží k zjišťování informace o rozložení relativního zastoupení částic, resp. fotonů v energetickém spektru. Základní parametry spektrometrů jsou energetická rozlišovací schopnost, energetický rozsah a účinnost, která se dělí na vnitřní detekční a geometrickou účinnost spektrometru.

Vlastnosti scintilačních a polovodičových spektrometrických systémů jsou následující. Scintilační spektrometry vynikají vysokou účinností, což znamená že mohou pracovat se zdroji o nízké aktivitě, mají vysoké časové rozlišení. To se uplatňuje u radioizotopů s krátkým poločasem přeměny. Dále mají široký energetický rozsah, tzn. že jsou schopné detekovat různé druhy záření. Vynikají jednoduchostí použití a v neposlední řadě i relativně nízkou cenou. Nedostatky jsou nízké energetické

rozlišení, časová nestabilita fotonásobiče, teplotní závislost účinnosti scintilačních krystalů a fotonásobiče.

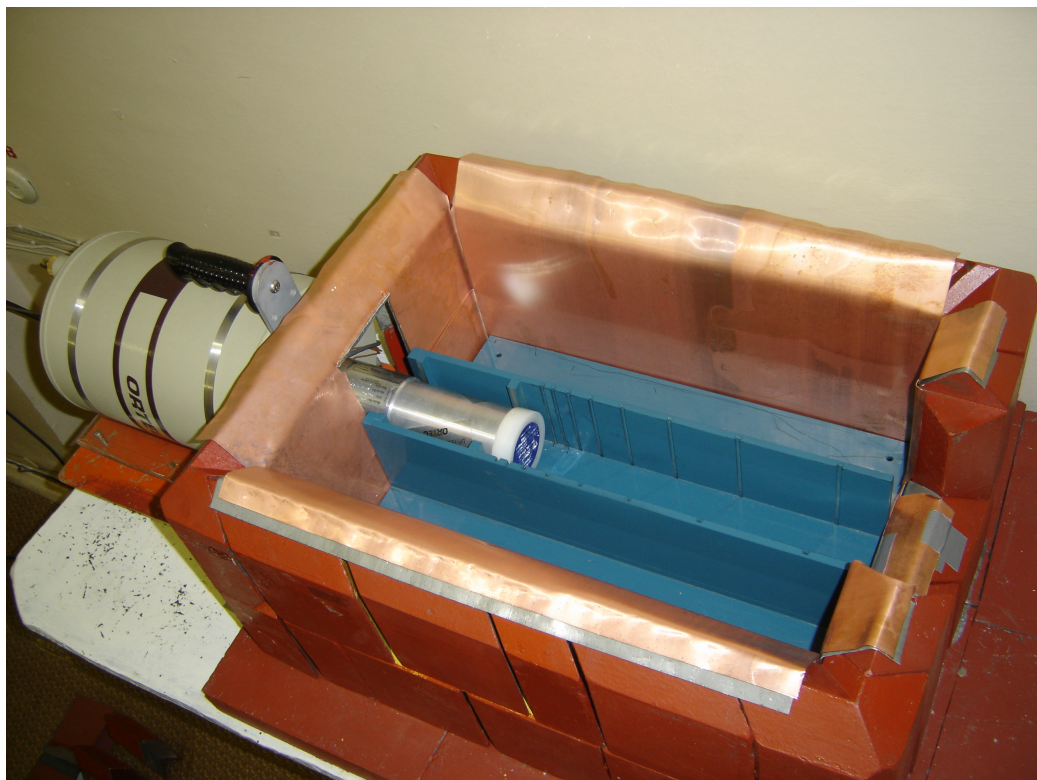
Polovodičové spektrometry vynikají energetickým rozlišením. Účinnost je nižší než-li u scintilačních detektorů a oproti tomuto typu jsou také několikanásobně dražší. Přes to jsou pro přesnou gama spektrometrii nenahraditelné.

Jak může vypadat měřicí stanice s HPGe detektorem je patrné z Obr. 7.1. Jedná se zjednodušené schéma sestavy detektoru a měřicí komory. Základem je komora vystavěná z olověných šípových cihel. Vnitřní prostor je ze všech stran pokryt kadmiovým a měděným plechem v obou případech o tloušťce 1 mm. Kadmium slouží k odstínění rentgenového záření, které vzniká jako brzdné a rozptylové záření v olovu. Měď pak stíní rentgenové záření vznikající v kadmii. Na jednom konci se nachází otvor, kterým je do komory vsunut HPGe detektor. Jeho vnější část sestává z Dewarovy nádoby, do které je nutné pravidelně dolévat tekutý dusík, který chladí detektor na provozní teplotu. Na druhém konci komory je manipulační otvor, který slouží pro vkládání vzorků. Ty jsou vždy umístěné na plastovém držáku, který se umísťuje do předem určených pozic v plastovém držáku, jež se nachází v ose detektoru a prochází komorou po celé její délce. V samotném detektoru se nachází předzesilovač. Ostatní elektronika je mimo vlastní detektor.



Obr. 7.1: Schéma HPGe detektoru.

Reálný pohled do měřicí komory nabízí Obr. 7.2. Z fotografie je dobře patrná přítomnost stínících plechů z mědi a kadmia. Během měření je komora uzavřena ocelovou deskou, která nese vrstvu stínících olověných cihel.



Obr. 7.2: Reálný pohled na HPGe detektor a měřicí komoru.

## 7.1 Detekce gama záření

Pro správnou interpretaci gama záření musí být popsán mechanismus jeho interakce s citlivou částí detektoru. Základem je předání kinetické energie fotonu detektoru. To se děje pomocí řady fyzikálních dějů. Důležité jsou zejména fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl a tvorba párů elektron-pozitron.

### 7.1.1 Fotoelektrický jev

Tento jev nastává při interakci fotonu s elektronem vázaným v elektronovém obalu. Dochází k předání veškeré jeho energie elektronu, kde část je spotřebována na jeho uvolnění z elektronového obalu a zbytek se přemění na jeho kinetickou energii. Uvolněné místo je zaplněno elektronem z vyšší energetické hladiny za současné emise rentgenového záření. Jelikož je všechna energie uvolněna naráz, tak v impulzním spektru vznikne tzv. pík úplné absorpce (FEP–Full Energy Peak). Fotoelektrický jev nastává zejména u fotonů s nižšími energiemi.

### 7.1.2 Comptonův rozptyl

Jedná se o pružný rozptyl fotonů gama záření na volných elektronech. Míra předané energie závisí na úhlu rozptylu. Vzniká tak spojité spektrum, které se označuje

jako Comptonovské kontinuum, jemuž odpovídá spojité spektrum napěťových pulzů. Odražené fotony mají větší vlnovou délku, a tím pádem nižší frekvenci. Elektron se kterým interagovaly je uvolněn z elektronového obalu.

### 7.1.3 Tvorba párů elektron-pozitron

Od hranice  $1022 \text{ keV}^1$  může docházet k přeměně fotonu na pár elektron-pozitron. Reálně jev nastává až pro vyšší energie. K ději dochází v elektronovém obalu, resp. v blízkosti atomového jádra, které přejímá část hybnosti prolétajícího fotonu. Důležitá je zejména existence elektrického pole. Platí, že čím větší náboj, resp. intenzita elektrického pole tím větší pravděpodobnost přeměny. Což lze interpretovat jako přímou úměru k velikosti protonového čísla  $Z$ . Ta ovšem platí i pro předchozí dvě reakce.

Energie původního fotonu se rozdělí na elektron a pozitron zcela náhodně. Elektron je díky vysokému potenciálu mezi elektrodami okamžitě odveden na anodu zatímco pozitron anihiluje s nejbližším elektronem za vzniku páru fotonů gama záření o energii  $2 \times 511 \text{ keV}$ . Ty odlétají v opačných směrech. Pokud jsou oba zaregistrovány, tak je jejich energie přičtena k energii odevzdané elektronem, což znamená, že se podařilo absorbovat veškerou energii původního fotonu a mluvíme o FEP. Pokud jeden unikne mimo detektor vzniká pík jednoduchého výletu (SEP–Single Escape Peak). V případě, že uniknou oba pak vzniká pík dvojitého výletu (DEP–Double Escape Peak).

### 7.1.4 Druhotné efekty

Kromě výše zmíněných efektů je nutno uvažovat ještě celou řadu dalších jevů. Mezi ty významné patří vícenásobné interakce, interakce mimo citlivý objem detektoru, kaskádní koincidenční sumace a efekt pozadí.

Za vícenásobné interakce označujeme když fotony z Comptonova rozptylu znovu interagují kteroukoliv z výše jmenovaných reakcí. Na druhu reakce pak závisí jaká energie se deponuje v detektoru. U fotoefektu dochází k příspěvku do FEP, zatímco u tvorby páru mohou vznikat opět všechny tři vrcholy, tedy FEP, SEP a DEP. Pokud dojde k dalšímu Comptonovu rozptylu, tak může ve spektru vznikat další Comptonovská hrana, která je ale mnohem menší.

Při interakci primárního záření mimo citlivý objem detektoru dochází ke dvěma jevům:

1. Fotony reagují např. v obalu krystalu a dalších materiálech Comptonovým rozptylem. Rozptýlené fotony vstupující do detektoru mají obvykle nízkou energii a jejich absorbcí vzniká tzv. vrchol zpětného odrazu.
2. Při vyšší energii fotonů dojde mimo citlivý objem detektoru ke vzniku páru elektron-pozitron. Okamžitou anihilací pozitronu vznikají dva fotony gama

---

<sup>1</sup>Energie odpovídající klidové energii dvou elektronů, resp. páru elektron-pozitron.

záření, které letí v opačných směrech. Je vysoká pravděpodobnost, že jeden z nich se dostane do citlivého objemu detektoru, kde reaguje fotoefektem, čímž ve spektru vzniká vrchol o energii 511 keV.

Při všech měřeních je nutno uvažovat efekt pozadí, protože gamaspektrometr registruje veškeré gama záření, které přichází z okolí. Tento efekt se snažíme omezit použitím měřicího boxu. Ten má dva účely. Stíní záření měřeného vzorku a omezuje pronikání nežádoucího záření z okolí na detektor. Toto záření má původ v umělém pozadí laboratoře a v přirozeném pozadí, které je způsobeno výskytem přírodních radionuklidů ve vzduchu a stavebních materiálech. Ty vznikají v radioaktivních přeměnách thoriové a uranové rozpadové řady. Dále jsou to radioizotopy vznikající interakcí stabilních izotopů s kosmickým a slunečním zářením v zemské atmosféře.

Dalším negativním efektem, který je nutné kompenzovat jsou koincidenční sumace. K těm dochází zejména na blízkých měřicích pozicích. Jedná se o problém zářičů se složitějšími gama přechody, kdy dva gama fotony emitované krátce po sobě jsou zaznamenány jako jeden o součtu jejich energií. Takto vniklý FEP vrchol označujeme jako sumační vrchol [45].

## 7.2 Kalibrace HPGe spektrometru

Nedílnou součástí práce s gama spektrometry je jejich kalibrace. Bez ní by nebylo možné správně určit energii a intenzitu dopadajícího gama záření. Provádí se energetická kalibrace, kalibrace energetického rozlišení detektoru a účinnostní kalibrace. První dvě se provádí softwarově pomocí ovládacího rozhraní spektrometru zatímco účinnostní kalibrace je složitější a závisí na daných měřicích podmínkách, resp. tvaru a rozměrech měřeného vzorku, vzdálenosti měřicích pozic a rozměrech a uspořádání měřicího boxu. Výstupem účinnostní kalibrace jsou funkce popisující průběh účinnosti detekce pro pík plného pohlcení  $\varepsilon_{\text{FEP}}^{\gamma}$  v celém energetickém rozsahu detektoru pro danou měřicí pozici.

### 7.2.1 Energetická kalibrace

Bez provedení energetické kalibrace by neodpovídalo měřítko vodorovné osy, na kterou je vynášena energie dopadajících fotonů. Provádí se změřením kalibračních zářičů, které emitují fotony o známých energiích. Daná energie je vždy přiřazena k určitému měřicímu kanálu nebo skupině kanálů. Proložením bodů závislosti energie-kanál s počátkem v souřadnicích [0,0] získáme kalibrační křivku. Její nejjednodušší varianta využívá lineárního prokladu, ten ale většinou neodpovídá, protože reálná závislost energie-kanál není lineární. Je tedy vhodné použít polynom druhého až čtvrtého stupně. Velmi důležité je, aby použité zářiče plně pokrývaly celý rozsah spektrometru



od nejnižších až po nejvyšší energie. Vhodné jsou zejména monoenergetické zářiče jako  $^{54}\text{Mn}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ , ad.

Kalibrace energetického rozlišení je důležitá pro správné odlišení blízkých energií dvou gama fotonů. Udává se jako šířka vrcholu v polovině jeho výšky, tzv. pološířka (FWHM–Full Width at Half Maximum). Opět se kalibruje pomocí polynomu a to druhého nebo třetího stupně [45].

### 7.2.2 Účinnostní kalibrace

Tato kalibrace udává účinnost detekce gama fotonů v závislosti na energii a vzdálenosti zářiče od detektoru. Účinnost detekce pak můžeme definovat jako pravděpodobnost, že dopadající foton zanechá v citlivém objemu detektoru část své energie. Rozdělujeme ji na dva základní typy, tzv. píkovou a totální účinnost. Píková účinnost  $\varepsilon_{\text{FEP}}^{\gamma}$  udává s jakou pravděpodobností předá přilétající foton svoji energii do FEP. Zatímco totální účinnost vyjadřuje pravděpodobnost s níž dojde k registraci jakékoliv energie gama fotonů. Hodnoty těchto účinností závisí na energii gama záření, vzdálenosti detektor-zářič a absorpci v materiálech mezi zářičem a detektorem a kolem nich [15, 45].

Pomocí píkové účinnosti jsou korigovány naměřené hodnoty a ve spojení s totální účinností slouží ke korekci kaskádních koincidenčí. Obě tyto účinnosti nenabývají jedné hodnoty pro celý energetický rozsah detektoru, ale jsou popsány funkcí o následujícím předpisu

$$\varepsilon(E_{\gamma}) = e^{\sum_{i=0}^n a_i \cdot \ln^i(E_{\gamma})} \quad (7.1)$$

kde  $a_i$  jsou koeficienty funkce získané pomocí fitu experimentálně získaných hodnot z měření kalibračních zářičů [15].

V následujících kapitolách je ukázán postup stanovení totální a píkové účinnosti a jejich výstupů. Ty byly provedené autorem práce. Jako příklad jsou uvedeny výsledky z kalibrace detektoru F, což je interní označení pro detektor od společnosti CANBERRA. Jeho typové označení a další parametry se nachází v Tab. A.1 v Příloze A. Ta dále obsahuje parametry detektorů A a C, na kterých byly měřeny vzorky vyhodnocované v této práci.

#### Totální účinnost

Jak již bylo zmíněno do totální účinnosti patří veškeré detekované fotony, tedy i ty jež vytváří tzv. Comptonovu hranu, vrchol a hranu zpětného odrazu, atd. Jednoduše ji můžeme vyjádřit jako podíl všech detekovaných fotonů vůči všem ze

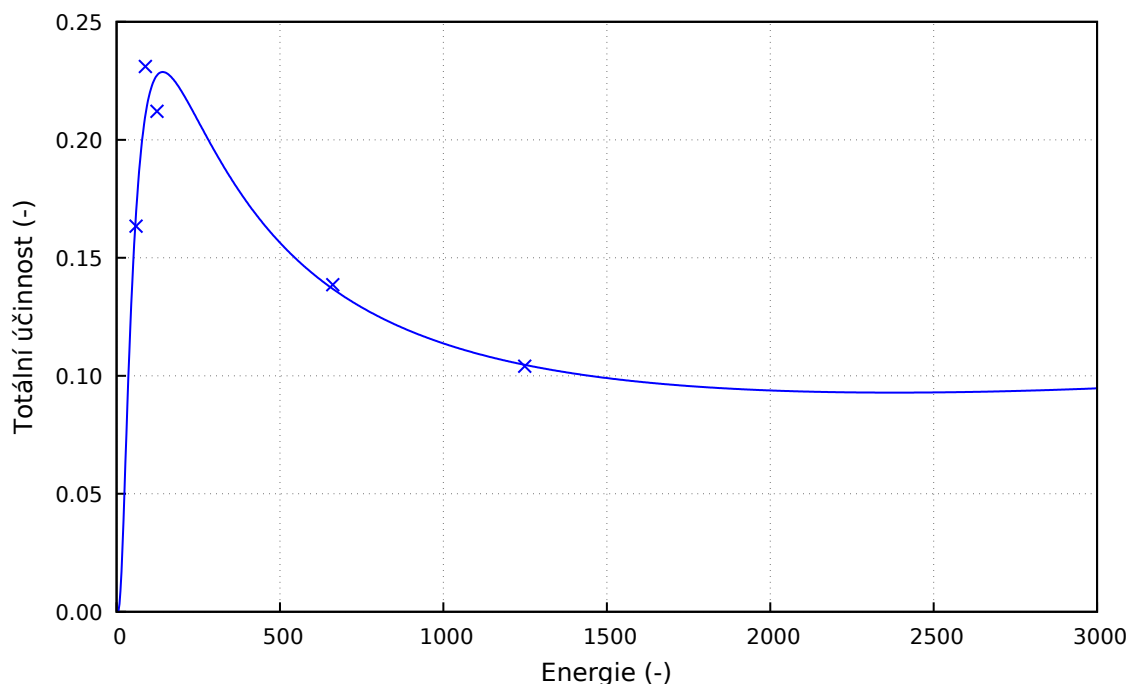
zářiče emitovaným fotonům dle následujícího vztahu

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{P_{\text{total}}}{P_{\text{zdroj}}}. \quad (7.2)$$

Pro její určení se používají monoenergetické kalibrační zářiče, případně zářiče s maximálně dvěma vhodnými vrcholy. Vhodné jsou např.  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{241}\text{Am}$  ad. Při výpočtu se pak uvažují impulzy změřené od počátku spektra až po pík o dané energii  $E_\gamma$  minus pozadí spektra, které nelze zahrnout. Hodnotu účinnosti pro danou energii pak získáme z následujícího vztahu

$$\varepsilon_{\text{tot}} = \frac{S_{\text{tot}} \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}}{A_0 I_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{e^{-\lambda t_0} (1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}})}, \quad (7.3)$$

kde  $S_{\text{tot}}$  je počet impulzů,  $\lambda$  je rozpadová konstanta,  $t_{\text{real}}$  je celkový čas měření,  $t_{\text{live}}$  je čistý čas měření, který získáme jako rozdíl celkového času měření a mrtvé doby detektoru<sup>2</sup>.  $A_0$  je aktivita kalibračního zářiče vztažená k referenčnímu datu, resp. času.  $I_\gamma(E_\gamma)$  je intenzita gama přechodu,  $t_0$  je čas mezi referenčním datem zářiče a začátkem měření. Na Obr. 7.3 je zobrazena totální účinnost pro druhou měřicí pozici detektoru F.



Obr. 7.3: Totální účinnost měřicí pozice P2 detektoru F.

<sup>2</sup>V této době je detektor zahlcen a dopadající fotony nejsou zaznamenány.

### Píková účinnost

U píkové účinnosti pracujeme pouze s FEP píky, resp. jejich plochami. Odpadá omezení na použití pouze monoenergetických zářičů, což se kladně projevuje na přesnosti určení této účinnosti. Píková účinnost je obecně definována následujícím vztahem

$$\varepsilon_{FEP} = \frac{P_{FEP}}{P_{zdroj}}, \quad (7.4)$$

kde  $P_{FEP}$  je počet impulzů zaznamenaných ve FEP píku. Účinnost je pak stanovena podobným vztahem jako je vztah 7.3, viz

$$\varepsilon_{FEP} = \frac{S_{FEP}(E_\gamma)\lambda \frac{t_{real}}{t_{live}}}{A_0 I_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{e^{-\lambda t_0}(1 - e^{-\lambda t_{real}})}, \quad (7.5)$$

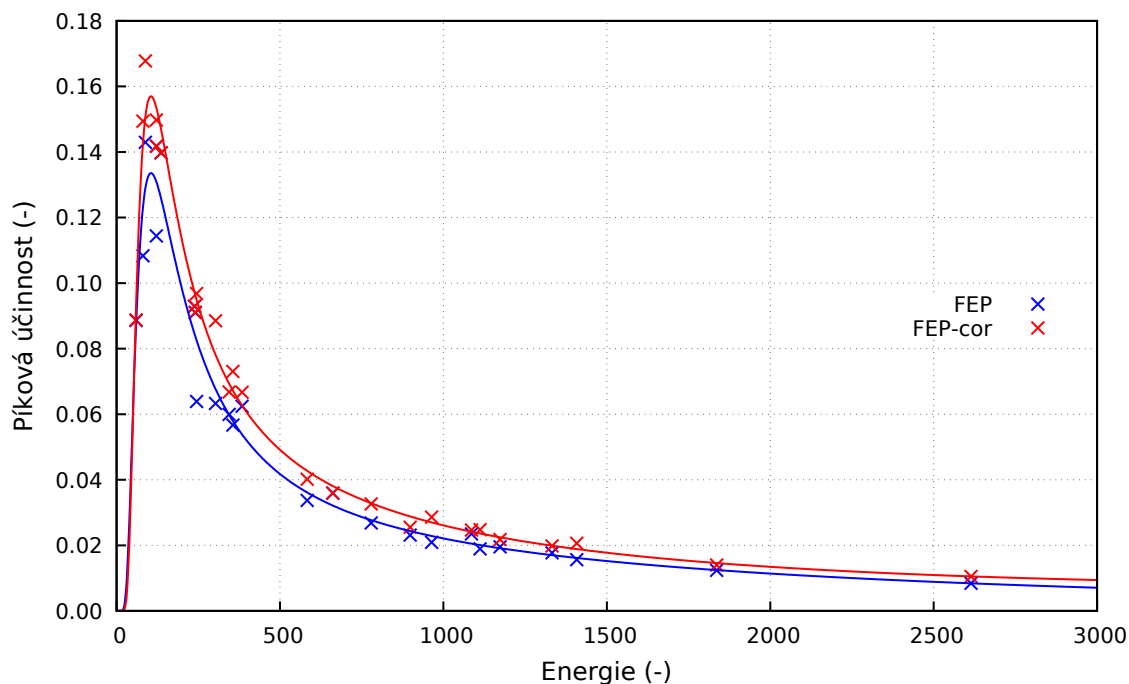
kde rozdíl je pouze v použití plochy  $S_{FEP}$  píku plného pohlcení namísto plochy  $S_{tot}$ . Z hlediska postupu stanovení účinnosti byla nejprve určena píková účinnost bez zahrnutí koincidenčních sumací. Jelikož totální účinnost není tímto efektem ovlivněna nebylo třeba provádět její korekci. Tento postup si vyžaduje použití např. programu TrueCoinc [48], který slouží právě k stanovení korekcí na koincidenční sumace. Jeho vstupem jsou kořeny funkcí popisujících totální a píkovou účinnost. Na výstupu je pak korekční faktor  $\varepsilon_{TC}(E_\gamma)$  pro daný prvek, resp. energii a měřící pozici, kterým se podělí hodnoty píkové účinnosti. Fitem takto korigovaných hodnot získáme finální funkci popisující hledanou píkovou účinnost. V Obr. 7.4 jsou vyneseny průběhy obou píkových účinností a hodnot jejichž proložením vznikly.

## 7.3 Opravné faktory

V kapitole 6.1.1 byl určen vztah pro reakční rychlost, který již v této podobě obsahuje řadu korekcí, se kterými je nutné počítat. Při jejich zanedbání by vznikla nezanedbatelná chyba, a proto se následující část zabývá jejich popisem.

$$R_R = S(E_\gamma)\lambda t_{real} \frac{M}{N_A m} \frac{t_{irr}}{I_P} \frac{1}{t_{live}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{irr}}} \frac{1}{e^{-\lambda t_{decay}}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{real}}} \frac{1}{I_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{\varepsilon_{FEP}(E_\gamma)} \quad (7.6)$$

$\frac{1}{t_{live}}$	korekce na mrtvou dobu detektoru,
$\frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{irr}}}$	korekce na rozpad během ozařování,
$\frac{1}{e^{-\lambda t_{delay}}}$	korekce na rozpad během transportu a mezi měřeními,
$\frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{real}}}$	korekce na rozpad v průběhu měření,



Obr. 7.4: Píková účinnost před a po zavedení opravy na koincidenční sumace měřící pozice P2 detektoru F.

$\frac{1}{I_\gamma(E_\gamma)}$  korekce na intenzitu gama linky,

$\frac{1}{\varepsilon_{\text{FEP}}(E_\gamma)}$  korekce na účinnost detektoru.

Nejedná se ale o finální vztah. Dalšími efekty mohou být samoabsorpce gama záření ve vzorcích s nezanedbatelnou tloušťkou nebo vliv kaskádních koincidenčních sumací. Předchozí vztah pak nabývá následující podoby

$$R_R = \frac{M}{N_A m} \frac{S(E_\gamma) \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}} t_{\text{irr}}}{I_\gamma(E_\gamma) I_P} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}} e^{-\lambda t_{\text{decay}}}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \frac{1}{\varepsilon_{\text{FEP}}(E_\gamma)} \frac{1}{\eta_A} \frac{1}{\eta_{\text{TC}}} \prod_k \frac{1}{c_k} \quad (7.7)$$

kde  $\eta_A$  je korekce na samopohlčení,  $\eta_{\text{TC}}$  je korekce na koincidenční sumace a  $c_k$  jsou případné další opravy [45].

### 7.3.1 Korekce na samoabsorpci

V každém vzorku, u kterého nelze zanedbat jeho tloušťku dochází k absorpci gama záření. Pro získání skutečného počtu fotonů generovaných ve vzorku je třeba zavést příslušnou korekci. Pokud uvažujeme plochý zářič o tloušťce  $t$  s homogenně rozloženou aktivitou  $N_0$  v jeho objemu, pak počet fotonů emitovaných ze vzorku určíme

z následujícího vztahu

$$N = \int_0^t N_0 e^{-\mu x} \frac{dx}{t} = N_0 \frac{1 - e^{-\mu t}}{\mu t}. \quad (7.8)$$

Po úpravě dostaneme opravný faktor dle následujícího vztahu

$$\eta_A(E_\gamma) = \frac{N}{N_0} = 1 - \frac{1 - e^{-\mu(E_\gamma)t}}{\mu(E_\gamma)t}, \quad (7.9)$$

kde  $\mu(E_\gamma)$  je součinitel zeslabení, který je závislý na energii gama záření. Hodnoty součinitele zeslabení jsou tabelované pro určité hodnoty energií a materiály. Jelikož se ve změřeném spektru nachází celá řada energií, tak je nutné určit funkci popisující závislost samoabsorpce na energii gama záření. Tu získáme fitem hodnot samoabsorpce vypočtených pro tabelované hodnoty součinitele zeslabení pomocí následující funkce

$$\eta_A(E_\gamma) = e^{\sum_{i=0}^n c_i \ln^i(E_\gamma)} \quad (7.10)$$

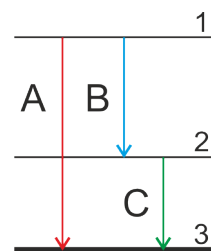
kde  $c_i$  jsou kořeny této funkce.

### 7.3.2 Korekce na koincidenční sumace

Za kaskádní koincidence označujeme jev kdy dojde k záznamu více gama fotonů jako jeden foton o energii odpovídající jejich součtu. Rozeznáváme tzv. pravé a náhodné koincidence. Pravé koincidence vznikají pokud dojde k součtu energií fotonů z přechodů jednoho izotopu zatímco u náhodných koincidenčí se sčítají fotony z různých izotopů. Z hlediska měření na HPGe detektoru se primárně uplatňují pravé koincidence a ty náhodné lze zanedbat. K pravým koincidenčím dochází, protože u většiny izotopů je relativně komplikovaná struktura energetických hladin a rozpadových schémat. Přechod mezi jednotlivými hladinami, resp. mezi emisemi fotonů je zanedbatelně krátký oproti době, po kterou se nabírá signál během měření.

Na Obr. 7.5 je obecné rozpadové schéma, ze kterého je patrné že do základního stavu se jádro může dostat různými způsoby. Jednak může k přechodu využít emise gama kvanta o energii A nebo emise dvojice kvant B a C přes tzv. kaskádu. Pro tento zjednodušený případ<sup>3</sup> pak mohou nastat dva koincidenční jevy.

1. Gama kvanta B a C jsou zaznamenány zároveň. Událost je vyhodnocena jako záznam kvanta o energii rovnající se součtu energií fotonů B+C, což je



Obr. 7.5: Kaskádní rozpadové schéma.

<sup>3</sup>Reálně dochází k jednotkám až desítkám přechodů pro jedno jádro.

vyhodnoceno jako událost A. Poměr mezi počtem událostí A a B+C je dán následujícím vztahem

$$S(A) = S(B + C) = \frac{I_\gamma(B)}{I_\gamma(A)} a_{CC} c \frac{\varepsilon_{\text{FEP}}(C)}{\varepsilon_{\text{FEP}}(A)}, \quad (7.11)$$

kde  $I_\gamma$  energie daného gama přechodu,  $a_{CC}$  je větvičí poměr přechodu C,  $c = \frac{1}{1+\alpha_t}$  a  $\alpha_t$  je totální konverzní koeficient.

2. Dojde-li k pohlcení fotonu B a částečnému pohlcení fotonu C nebo naopak, pak je událost zaznamenána do nového píku, který neodpovídá FEP píkům žádného z uváděných přechodů. Pro tento typ události je nutné stanovit koeficient, který udává zmenšení píku přechodu B

$$L(B) = a_{CC} c \varepsilon_{\text{tot}}(C), \quad (7.12)$$

resp. zmenšení píku přechodu C

$$L(C) = \frac{I_\gamma(B)}{I_\gamma(C)} a_{CC} c \varepsilon_{\text{tot}}(B). \quad (7.13)$$

Výsledná koincidenční korekce pro přechod A má následující podobu

$$\eta_{\text{TC}}(A) = [1 - L(A)] \cdot [1 + S(A)]. \quad (7.14)$$

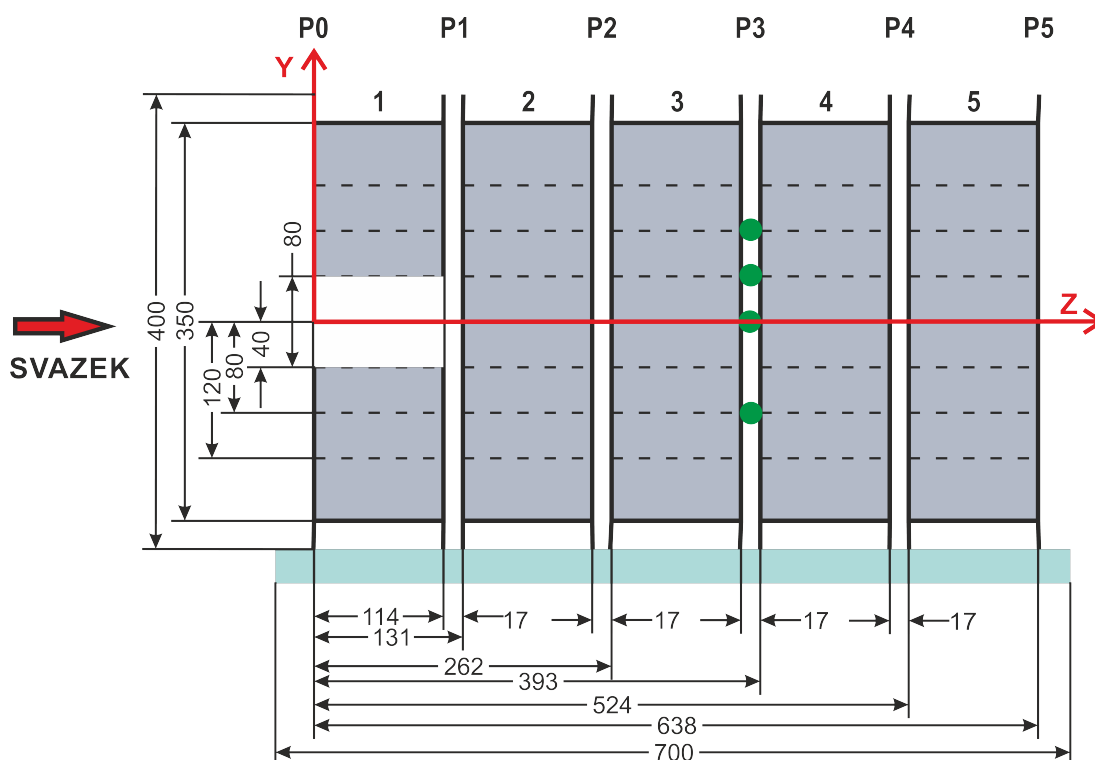
Analogicky probíhá odvození pro přechody B a C. Pro složitější kaskády je pak nutné předchozí postup zobecnit [15].

## 8 EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

Tato část se zabývá experimentem, metodikou zpracování dat, simulací experimentu a na závěr zhodnocením dosažených výsledků.

Experimentální data použitá v této práci vychází z ozařovacího experimentu provedeném na spalační sestavě QUINTA. Sestava byla ozařována protony o energii 660 MeV a intenzitě cca 0,4  $\mu\text{A}$  pomocí urychlovače Fázotron. Po skončení ozařování následovalo měření všech vzorků pomocí HPGe detektorů.

Experiment proběhl za použití čtyř vzorků  $^{232}\text{Th}$ , které byly umístěny v měřící pozici P3 spalační sestavy QUINTA, viz Obr. 8.1. Tato pozice se nachází mezi 3. a 4. sekcí sestavy ve vzdálenosti 376,5 mm od začátku sestavy.



Obr. 8.1: QUINTA v bočním pohledu[47].

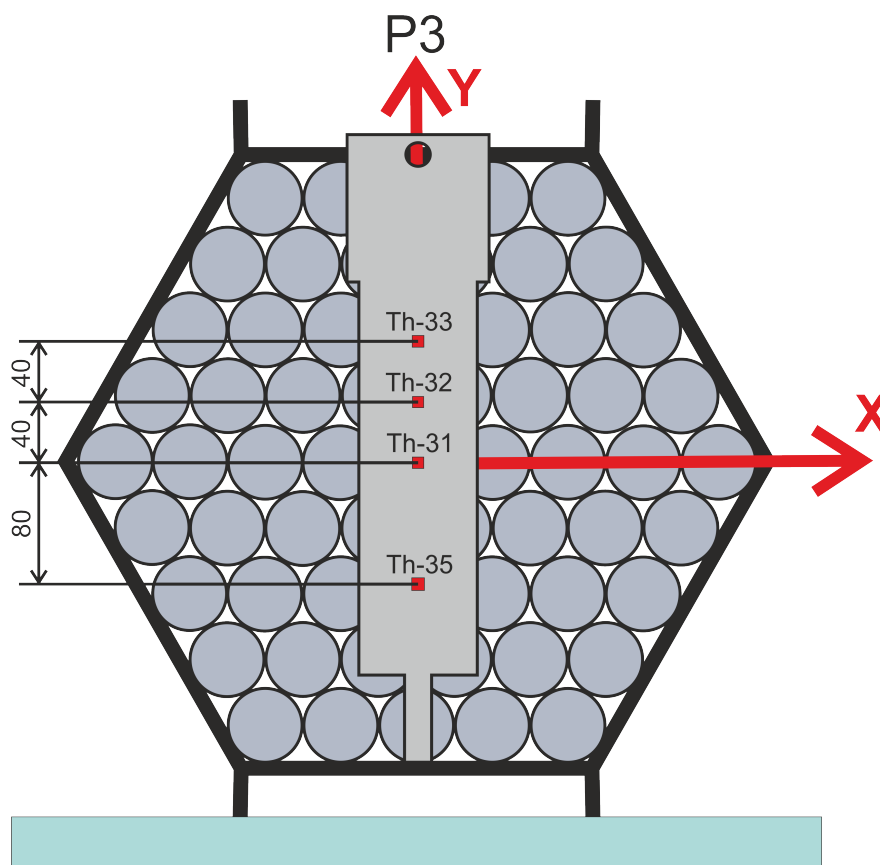
Parametry jednotlivých vzorků jsou uvedeny v Tab. 8.1. Ve spalační sestavě pak byly umístěny na speciálním hliníkovém držáku s vertikálními rozestupy 40 mm, resp. 80 mm, viz Obr. 8.2.

Vlastní experiment lze rozdělit do několika kroků, které na sebe navazují. Před započítáním experimentu je nutné provést přípravu gama spektrometrické laboratoře. Ta spočívá v zajištění chlazení detektorů pomocí tekutého dusíku. Jeho zásobu je nutné v každém detektoru doplňovat v pravidelných intervalech<sup>1</sup>. To je důležité pro udržení stabilních podmínek během měření. Dále je nutné provést kalibraci HPGe detektorů a měření jejich efektivit tomu se věnovala Kap. 7. Správná kalibrace

<sup>1</sup>U HPGe detektorů používaných v místní laboratoři je to standardně jednou za dva dny.

Tab. 8.1: Parametry vyhodnocovaných vzorků.

Sekce	Poloha v sekci	Vzorek	Hmotnost	Rozměr	Měření
	(mm)	(-)	(g)	(mm)	(-)
P3	80	Th-33	2,08954	7,7×7,7×3	3×
	40	Th-32	1,90175	7,4×7,4×3	3×
	0	Th-31	1,96396	7,5×7,5×3	12×
	-80	Th-35	2,45507	8,4×8,4×3	3×



Obr. 8.2: Držák se vzorky před čtvrtou sekci QUINTY[47].

a známá hodnota aktuální účinnosti detektoru jsou důležité pro měření a další zpracování spekter.

Při měření vzorků je nutné si rozvrhnout postup, tak aby došlo co k nejmenšímu ozáření obsluhy detektorů. Zároveň je nutné urychlit měření v jeho počátečních fázích, kdy je žádoucí zachytit co nejvíce radionuklidů s krátkým poločasem přeměny u co největšího množství vzorků.

Všechny vzorky jsou ještě před experimentem důkladně označeny, zváženy a změřeny, protože po ozáření to již nebude možné. Poté jsou umístěny na hliníkový držák. Ten je těsně před ozařováním umístěn do spalační sestavy a zaznamená se jeho



poloha, případně se pořídí fotodokumentace. Před vstupním otvorem sestavy, který se nachází v první sekci, se umísťují tzv. monitory svazku. Ty slouží k zpětnému vyhodnocení celkové fluence dopadajících částic na terč. Jeden monitor se umísťuje těsně před otvor a druhý do vzdálenosti 2 m od sestavy, kde se nachází výstup svazku z magnetu. Vzdálenější monitor slouží ke kompenzaci vlivu odražených částic a částic vylétujících z terče.

Experiment se zahajuje nastavením svazku do požadované pozice. To je činnost, během níž operátoři urychlovače vyšlou pulz s nízkou hodnotou proudu. Do středu vstupního otvoru pro svazek, viz Obr. 8.1, se umísťuje polaroidový film, jenž se po vystavení proudu částic vyvolá. Díky tomu známe fokusaci svazku a přesnost jeho zaměření. Jeho parametry pak lze upravit pomocí magnetů na vývodu svazku a nebo lze upravit polohu experimentálního zařízení. Pokud jeho zaměření vyhovuje lze přistoupit k vlastnímu ozařování. To probíhá po stanovený čas při dané intenzitě svazku<sup>2</sup>.

Po skončení ozařování se přistupuje k transportu vzorků ve stínících kontejnerech do laboratoře. Pokud mají vzorky vysokou aktivitu, tak je nutné vyčkat až aktivita poklesne. V laboratoři jsou vzorky sňaty z držáku a rozebrány ve stínících boxech. Poté následuje jejich měření. Na polovodičových detektorech se volí takové pozice, aby mrtvá doba detektoru nepřekročila 10 %. S klesající aktivitou vzorků se pro měření volí bližší pozice. U těchto pozic, ale dochází k vzniku negativního jevu koincidenčních sumací a k uplatnění efektu nebodovosti vzorku, s čímž je nutno počítat během jejich vyhodnocování. Při volbě délky měření se uplatňuje empirické pravidlo, podle kterého její délka odpovídá přibližně jedné desetina doby, která uběhla od konce ozařování. Měření probíhá od konce ozařování až několik týdnů a to kontinuálně. Zejména krátce po experimentu je nutná stálá přítomnost experimentátorů, protože výměny vzorků jsou velmi časté. V pozdějších fázích, kdy se vzorky mění s hodinovými a delšími intervaly, již není stálá přítomnost experimentátorů nutná [11].

## 8.1 Zpracování dat

Veškerá spektra, změřená pomocí HPGe detektorů, jsou ukládána programem MAESTRO od společnosti EG&G Ortec do formátu \*.chn. Ten obsahuje informace o měření a hodnoty z jednotlivých kanálů. Počet kanálů pak závisí na použitém detektoru a jeho nastavení. Kromě toho soubor obsahuje základní energetickou kalibraci, která se obvykle provádí před každým experimentem pomocí kalibračních zářičů (<sup>57</sup>Co, <sup>60</sup>Co).

Pro zpracování dat je použit balíček programů napsaný v jazyce RUBY, který byl postupně vyvinut v SÚJV v Laboratoři jaderných problémů, resp. Oddělení jaderné

<sup>2</sup>Pokud probíhá více experimentů během jednoho ozařování může docházet ke kolísání intenzity případně k přestávkám v samotném ozařování, což je nutné při vyhodnocování kompenzovat.

spektroskopie a radiochemie. Na jeho vývoji se podílela řada autorů, až dosáhl své současné podoby. Balíček obsahuje řadu podprogramů pomocí, kterých lze postupně zpracovat data a uplatnit na ně potřebné korekce.

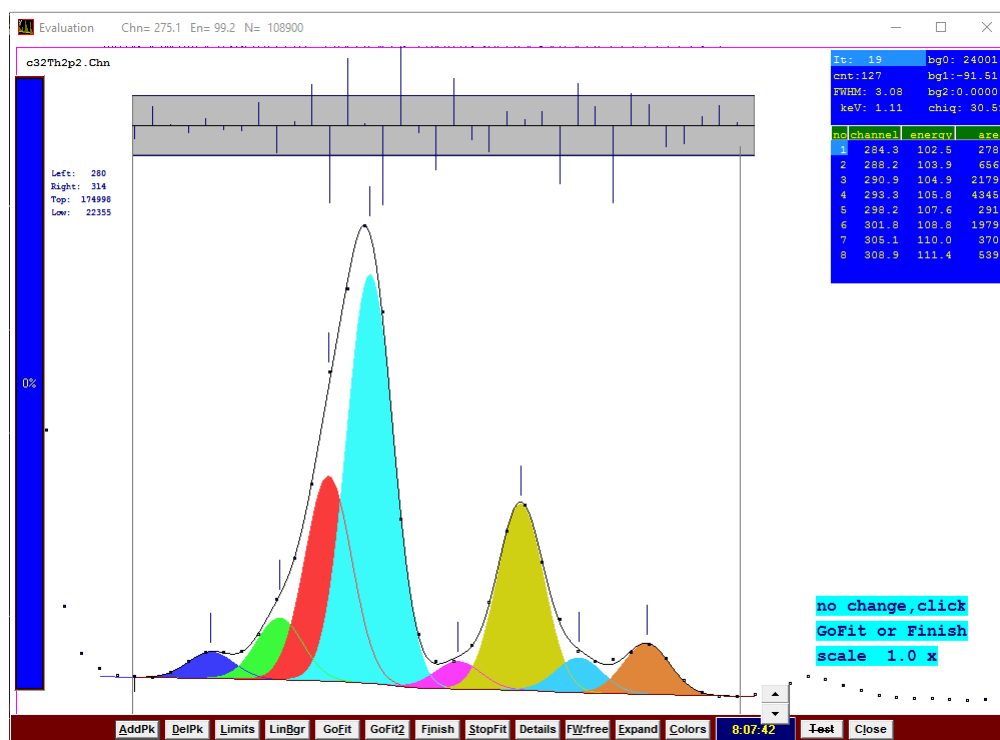
Samotný proces zpracování lze rozdělit do řady kroků:

1. Fitování spektra a určení ploch píků pomocí programu *Deimos32* [49].
  - manuální energetická kalibrace;
  - určení ploch píků ze spekter změřených po ozařování;
  - uložení zpracovaných dat do souborů \*.prn a \*.dsk.
2. Určení efektivity použitých detektorů.
3. Vytvoření knihovny energií a intenzit očekávaných prvků a dále určení koincidenčních sumací pro tyto prvky a jejich jednotlivé energie.
4. RUBY.
  - součet ploch píků a jejich tzv. „tailů“;
  - vytvoření inicializačního souboru pro skupinu spekter pocházejících z jednoho vzorku, který je následně využíván dalšími programy;
  - oprava energetické kalibrace jednotlivých spekter na nelinearitu;
  - odečet pozadí;
  - odečet píků jednoduchého a dvojitého výletu;
  - zavedení účinnostní kalibrace;
  - oprava na samopohlčení ve vzorku;
  - identifikace izotopů ve spektrech;
  - výpočet reakčních rychlostí a jejich nejistot pro jednotlivé prvky a jejich energie;
  - výpočet celkové reakční rychlosti pro každý izotop a její celkové nejistoty.

### 8.1.1 Určení ploch píků

Na počátku procesu zpracování dat se nachází výstupní soubory z HPGe detektorů, resp. jejich obslužných programů. Ty byly zpracovány pomocí programu *Deimos32*, který je vyvíjen v rámci AVČR ÚJF RNDr. Jaroslavem Fránou, CSc. Program slouží k preciznímu určení ploch jednotlivých gama píků. Jelikož je energetické rozlišení detektoru velké, tak není plněn pouze kanál odpovídající přesné energii fotonu, ale jsou plněny i okolní kanály. Píky tedy nabývají tvar Gaussovy křivky, kterou je snaha pomocí programu proložit její symetrickou a nebo asymetrickou verzí. Jeho výhodou oproti automatickému fitování, např. v programech *Genie* nebo *Maestro*, je mnohem větší přesnost výsledného fitu, čehož se dosahuje díky možnostem, které program nabízí. Těmi jsou možnost postupovat mezi jednotlivými píky, nastavovat hranice fitu, přidávat satelitní píky, volit počet iterací, atd. Postup fitování je dobře patrný z Obr. 8.3. Kromě manuálního režimu disponuje *Deimos32* i automatickým režimem, preferován je však ten manuální. Díky tomu mají výsledné plochy píků větší přesnost

a snižuje se tak směrodatná odchylka výsledků, kde právě plocha píku tvoří jejich velkou část.



Obr. 8.3: Fitování spektra v programu Deimos32.

Na počátku fitování se znovu provádí energetická kalibrace každého spektra. K tomu se využívá jeden pík o nízké energii z počátku spektra a jeden o vysoké energii z jeho druhé poloviny. Podmínkou je znalost prvků, resp. energií gama přechodů, které dané píky vytvořily. Přiřazením přesné hodnoty jejich energie, a pološířky ke kanálům, v nichž se aktuálně nacházejí, zpřesní kalibraci spektra. Po tomto kroku již následuje vlastní fitování.

Výsledkem celé procedury je dvojice souborů s příponami \*.prn a \*.dsk, kde prvně uvedený soubor obsahuje informace o měření, jako je čas začátku a konce měření, mrtvá doba, energetická kalibrace apod. Dále obsahuje určené plochy píků jednotlivých energií a parametry s tím spojené. Naproti tomu soubor \*.dsk obsahuje pouze část s plochami píků. Oba tyto soubory dále vstupují do procesu zpracování [11].

### 8.1.2 Korekce deformací píků

Vlivem různých faktorů může docházet k různým deformacím píků. Jednou z nich je vznik tzv. „tailů“. Jedná se protažení náběžné strany píku. Tato plocha patří do hlavního píku, a proto je třeba s ní počítat. Proto během fitování spektra, je nutno tyto deformace zaznamenat. Následně proběhne úprava \*.dsk souborů, ve kterých se

označí takto deformované píky. Upravené \*.dsk soubory jsou zpracovány programem TailCor, který vyznačené píky sečte a nahradí je jedním píkem o energii hlavního píku.

### 8.1.3 Parametry naměřených spekter

Ke každému vzorku přísluší několik spekter v závislosti na počtu jeho měření, viz Tab. 8.1. Jak již bylo uvedeno, zpracování spekter probíhá pomocí skupiny programů napsaných v jazyce RUBY. Základem je program TimeConst.exe, který z vložených spekter vytvoří vstupní soubor (RBScript.INP) pro další programy skupiny.

Jeho obsah tvoří seznam \*.dsk souborů a jejich parametrů jako např. datum a čas jednotlivých měření, skutečná a celková doba měření, mrtvá doba detektoru, doby mezi měřeními atd. Jako vstup programu jsou kromě parametrů ze souborů ještě parametry, které vkládá uživatel. Těmi jsou datum, délka ozařování, integrální tok svazku, hmotnosti vzorků, jejich materiál, adt. [43].

### 8.1.4 Korekce energetické nelinearity detektoru

Kalibrace, která byla provedena v programu Deimos32, není vhodná pro přesnou identifikaci prvků a určování poločasů přeměny, protože používá pouze lineárního prokladu, který popisuje závislost energie-kanál. Z tohoto důvodu je třeba provést přesnější kalibraci. Použitá lineární funkce má následující tvar

$$E_{\gamma}(x) = b_0 + b_1x, \quad (8.1)$$

kde  $E$  je energie gama linky,  $x$  je číslo kanálu,  $b_0$  a  $b_1$  jsou kořeny této funkce. Závislost energie-kanál není u spektrometrického systému lineární, proto je potřeba provést korekci změřených spekter. K tomu slouží program Nonlin64.exe. Program využívá hodnoty energií, které byly použity v předchozí kalibraci a parametry nelineární funkce závislosti energie-kanál změřené pro každý detektor. Nelineární funkce má následující předpis

$$\text{cor}F(E_{\gamma}) = a_0 + a_1E_{\gamma} + a_2E_{\gamma}^2, \quad (8.2)$$

kde  $a_i$  jsou kořeny nelineární funkce změřené pro každý detektor. Odchylka nelinearity byla stanovena pomocí kalibračních zářičů  $^{241}\text{Am}$  a  $^{228}\text{Th}$ , resp. jejich gama linek o energiích 59,5 keV a 2614,533 keV. Program pak počítá rozdíl způsobený použitím páru kalibračních energií  $E_{\text{cal},1}$  a  $E_{\text{cal},2}$ , které byly využity v programu Deimos32. Výslednou korigovanou energii získáme ze vztahu

$$E_{\gamma\text{cor}} = E_{\gamma} - [\text{cor}F(E_{\gamma}) - (p_1E_{\gamma} + q_1)], \quad (8.3)$$

kde  $p_1$  a  $q_1$  získáme z následujících rovnic

$$p_1 = \frac{\text{cor}F(E_{\text{cal},1}) - \text{cor}F(E_{\text{cal},2})}{E_{\text{cal},1} - E_{\text{cal},2}}, \quad (8.4)$$

$$q_1 = \text{cor}F(E_{\text{cal},1}) - E_{\text{cal},1}p_1. \quad (8.5)$$

Výstupem jsou soubory s koncovkou \*.cor, které jsou vstupními soubory pro další programy [11, 43].

### 8.1.5 Odečet pozadí

Během měření na gamaspektrometru vždy dochází k načítání přirozeného pozadí do výsledného spektra. Pro získání přesných výsledků je nutné toto pozadí odečíst. Toho se docílí pomocí programu `Puregam.exe`. Ten využívá soubor, který obsahuje zpracované spektrum, jež bylo měřeno bez jakéhokoliv vzorku. Velikost plochy, která se odečítá je stanovena touto rovnicí

$$S'_{\text{bcg}}(E_\gamma) = \frac{t_{l,\text{spec}}}{t_{l,\text{bcg}}} S_{\text{bcg}}(E_\gamma), \quad (8.6)$$

kde  $S'_{\text{bcg}}(E_\gamma)$  je přepočtená plocha pozadí pro daný pík o energii  $E_\gamma$ ,  $S_{\text{bcg}}(E_\gamma)$  je celková změřená plocha píku pozadí,  $t_{l,\text{spec}}$  je efektivní čas měření aktuálního spektra a  $t_{l,\text{bcg}}$  je čistá doba měření spektra pozadí. Z rovnice 8.6 je patrné, že velikost plochy, kterou odečítáme od zpracovávaného spektra je poměrem čistých časů měření. Výstupní soubory mají příponu \*. -f [11, 43].

### 8.1.6 Odečet píků jednoduchého a dvojitého výletu

Při interakci gama záření o vysoké energii dochází často k tvorbě elektron pozitronových párů. Vlivem tohoto jevu dochází k vzniku SEP a DEP píků, které ale nenesou užitečnou informaci a je žádoucí jejich ofiltrování ze spektra. K tomu slouží program `SepDep.exe`. Víme, že tyto píky mají energii menší o 511 keV, resp. 1022 keV, než FEP a jejich plochu určíme z následujících vztahů:

$$S(E_{\text{SEP}}) = S(E_\gamma)\varepsilon_{\text{SEP}}(E_\gamma), \quad (8.7)$$

$$S(E_{\text{DEP}}) = S(E_\gamma)\varepsilon_{\text{DEP}}(E_\gamma). \quad (8.8)$$

Velmi výhodná je nezávislost obou efektivit na vzdálenosti vzorku od detektoru, což usnadňuje odečet. Efektivity jsou popsány následující funkcí

$$\varepsilon_{\text{SEP/DEP}}(E_\gamma) = e^{(s_0+s_1 \ln^1(E_\gamma)+s_2 \ln^2(E_\gamma)+s_3 \ln^3(E_\gamma))}. \quad (8.9)$$

Dle další rovnice, získáme plochy píků, které je třeba odečíst, aby byly odfiltrovány nežádoucí píky, resp. jejich části pocházející z jednoduchého a dvojitého výletu

$$S_{\text{cor}}(E_{\gamma}) = S_{E_{\text{FEP}}} \varepsilon_{\text{SEP/DEP}}(E_{\text{FEP}}), \quad (8.10)$$

kde  $S_{E_{\text{FEP}}}$  je plocha FEP píku a  $\varepsilon_{\text{SEP}}(E_{\text{FEP}})$ , resp.  $\varepsilon_{\text{DEP}}(E_{\text{FEP}})$  jsou efektivity udávající poměr velikosti SEP a DEP píků. Vyfiltrované spektrum je uloženo do souboru s příponou `*.ef` [43].

### 8.1.7 Korekce na účinnost detektoru

Pomocí programu `EffCor.exe` je provedena korekce na účinnost detektoru. Ta spočívá v přepočtení každé gama linky pomocí korekčního faktoru, který je získán dosazením hodnoty energie ( $E_{\gamma}$ ) do funkce popisující píkovou účinnost detektoru, viz Kap. 7.2. Průběh této funkce je určen jejími kořeny, které byly určeny pro každý detektor a jeho měřící pozice. Tyto kořeny jsou umístěny v souborech s příponou `*.EFF`, kde jako název slouží označení detektoru. Měření efektivity se opakuje v pravidelných intervalech. V ideálních případech by mělo být provedeno v co nejkratší době před nebo po experimentu, aby odpovídalo aktuálním měřícím podmínkám. Výstupní soubory mají příponu `*.rrs` [11, 43].

### 8.1.8 Oprava na samoabsorpci

Pokud má vzorek větší objem, resp. tloušťku, tak je nutné uvažovat absorpci části gama záření na vlastním materiálu vzorku. K této korekci slouží program `AttCor.exe`, jehož výstupem jsou korigované soubory s příponou `*.rss`. Program využívá funkci popisující pokles intenzity gama záření při průchodu daným materiálem, který je spolu s tloušťkou vzorku vstupním parametrem. Teoretický rozbor útlumu je uveden v Kap. 7.3.1. Opravená hodnota se získá dosazením energií ze zpracovávaného spektra do funkce popisující útlum. Takto získáme opravné faktory pro všechny energií, resp. píky [43].

### 8.1.9 Identifikace izotopů ve spektru

Poté co byla uplatněna většina nezbytných korekcí na zpracovávané spektrum, lze přistoupit k identifikaci izotopů, které se v něm nacházejí. K tomuto účelu slouží program `MidLit7.exe`. Jehož výstupem jsou soubory s koncovkou `*.cra` a `*.tra`.

Identifikace probíhá pomocí porovnání energií, které se nacházejí ve spektru s energiemi, které jsou uloženy ve vytvořené knihovně s koncovkou `*.lib`. Kromě hodnot energií jsou v knihovně zapsány další nezbytné informace jako intenzita gama přechodu, poločas přeměny, příslušný prvek, ke kterému se předchozí parametry vztahují a nejistoty gama energií a jejich intenzit. Dále je pro každou skupinu energií

jednoho izotopu vyznačena jedna energie, která se bere jako maximální. Za tu se obvykle vybírá linka s nejvyšší intenzitou.

Vlastní identifikace pak sestává ze tří kroků:

1. V prvním kroku probíhá ověření jestli energie v knihovně označená jako maximální se nachází ve zpracovávaném spektru. Tím se na počátku určí, které izotopy se mohou ve spektru nacházet a které ne.
2. Pro každou gama linku, která se nachází ve spektru se zjišťuje jestli nepatří k některému z izotopů určených v prvním kroku. Pokud je nalezena shoda, tak proběhne výpočet  $K$  faktoru a jeho nejistoty  $\Delta K$  podle následujících vztahů

$$K = \frac{I_\gamma S_{\gamma,\max} \eta_{\text{TC}}(E_{\gamma,\max})}{I_{\gamma,\max} S_\gamma \eta_{\text{TC}}(E_\gamma)}, \quad (8.11)$$

$$\Delta K = \sqrt{\left(\frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_\gamma}{S_\gamma}\right)^2} \cdot \frac{\eta_{\text{TC}}(E_{\gamma,\max})}{\eta_{\text{TC}}(E_\gamma)}, \quad (8.12)$$

kde  $I_\gamma$  je intenzita gama linky,  $S_{\gamma,\max}$  je plocha píku gama linky s nejvyšší intenzitou,  $\eta_{\text{TC}}$  je korekce na koincidenční sumace,  $I_{\gamma,\max}$  je intenzita gama linky s nejvyšší intenzitou,  $S_\gamma$  je plocha píku gama linky.  $\Delta I_\gamma$  a  $\Delta S_\gamma$  jsou nejistoty intenzity, resp. plochy píku. Korekce na koincidenční sumace se načítají z knihovny s příponou `*.clib`. Pro každou energii byly získány koincidenční korekce pomocí programu `TrueCoinc`. Jelikož je každá korekce úzce svázána s jedním izotopem, resp. jeho energiemi, tak nemohly být uplatněny dříve než během identifikace.

Protože byla snaha identifikovat co největší množství produktů ve vzorku s označením `Th-31` muselo dojít k zefektivnění vytváření knihovny `*.clib`. Standardně je do programu `TrueCoinc` načtena účinnost pro danou měřící pozici a pro ni jsou postupně generovány koincidenční korekce, které se přepisují do knihovny `*.clib`. To je ale velmi časově náročný proces, protože většina izotopů emituje velké množství různých gama energií, během něhož je snadné udělat chybu. Proto byl autorem práce vytvořen program `Koincidence-davkove.py`, který využívá možnosti uložit výstup z programu `TrueCoinc` do textového souboru. Takto vznikla sada výstupů pro měřící pozice P2, P3, P4 a P5 detektorů A a C. Program `Koincidence-davkove.py` porovnává izotopy a jejich energie z knihovny `*.lib` s výstupy z programu `TrueCoinc`. V případě shody zapíše dané koincidenční korekce do knihovny `*.clib`. V programu je možno vybrat detektor a počet pozic, pro které bude prováděno hledání. Maximální množství korekcí pro každý izotop je sedm a to pro pozice P2, P3, P4, P5, P6, P7 a P8.

Koincidenční sumace se uplatňují zejména na blízkých měřících geometriích, a proto byly v této práci stanoveny pouze pro první čtyři pozice. Rozhodující

bylo, aby se hodnota korekcí pohybovala pod 5 %, což bylo pro všechny izotopy splněno u pozice P6. Vzdálenosti jednotlivých měřících geometrií jsou uvedeny v Tab. A.2 v Příloze A.

3. V posledním kroku jsou vyhodnoceny velikosti  $K$  faktorů. Vychází se z předpokladu, že pokud se jedná o danou gama linku příslušející k danému izotopu tak  $K$  faktor nabývá hodnoty blízké jedné, viz následující nerovnice

$$|1 - K| < 2 \cdot \Delta K. \quad (8.13)$$

Pokud je podmínka splněna, dojde k označení dané linky znakem „1“. V ostatních případech je uveden znak „\*“ a linka daného izotopu není započítána do dalších výpočtů [43].

Během identifikace může docházet k řadě komplexních fyzikálních jevů:

- identifikace dceřiných produktů radioaktivní přeměny;
- jeden pík je složen z energií více izotopů;
- jeden pík obsahuje mateřské i dceřiné produkty;
- nedošlo k úplnému odečtu pozadí [11].

## RubyDecan

Pro identifikaci byl, kromě programu `MidLit7.exe`, použit i program `RubyDecan.exe`, který umožňuje vynášet rozpadové křivky pro jednotlivé izotopy, resp. jejich energie. Z jejich průběhů lze jednoznačně stanovit, jestli se o daný izotop jedná či nikoliv. Rozpadové křivky získáme proložením počtu přeměn daného izotopu během daného měření. Platí tedy, že čím více měření od konce experimentu proběhlo, tak tím lépe lze danou křivku sestavit. Počty přeměn  $N(t_{\text{decay},i})$  pak získáme z následujícího vztahu

$$N(t_{\text{decay},i}) = A_0 \frac{1 - e^{\lambda \cdot t_{\text{real},i}}}{\lambda \cdot t_{\text{real},i}} e^{-\lambda t_{\text{decay},i}}, \quad (8.14)$$

kde  $A_0$  je aktivita vzorku na konci ozařování,  $\lambda$  je přeměnová konstanta,  $t_{\text{real},i}$  je celkový čas měření i-tého měření,  $t_{\text{live},i}$  je skutečný čas i-tého měření a  $t_{\text{decay},i}$  je čas mezi koncem ozařování a jednotlivými měřeními. Jako vstup slouží soubory z programu `AttCor.exe`. Stejně jako `MidLit7.exe` využívá souborů `*.llb` a `*.clib`.

Dále jsou vypočteny teoretické hodnoty počtu přeměn jejichž velikost by měla odpovídat těm skutečně změřeným. Teoretické hodnoty jsou proloženy křivkou a následně je stanovena odchylka měření od teorie pomocí testu dobré shody ( $\chi^2$  - „Chí-kvadrát test“). Hodnota  $\chi^2$  by měla být stejná jako je počet vnesených bodů. Dále lze pro lepší porovnání stanovit tzv. redukovaný Chí-kvadrát  $\chi_{\text{red}}^2$ , jenž by měl nabývat hodnoty kolem jedné<sup>3</sup> [43].

<sup>3</sup>Pokud je jeho hodnota menší než jedna, tak se jedná o velmi dobrý fit. Naopak při hodnotách



### 8.1.10 Stanovení reakčních rychlostí

Potom co se podařilo ve spektrech identifikovat izotopy a jejich energie, tak lze přistoupit k výpočtu jejich reakčních rychlostí. K tomu slouží program `TransCs9.exe`. Jeho vstupním souborem jsou soubory s příponou `*.tra`. Reakční rychlost je stanovena dle následujícího vztahu

$$R_R = \frac{M}{N_A} \frac{S(E_\gamma) \lambda \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}} t_{\text{irr}}}{m_s} \frac{1}{I_p} \frac{1}{I_\gamma(E_\gamma)} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{real}}}} \frac{1}{1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}} \frac{1}{e^{-\lambda t_{\text{delay}}}}, \quad (8.15)$$

$$[R_R] = (\text{atom}^{-1} \cdot \text{proton}^{-1}), \quad (8.16)$$

kde  $S(E_\gamma)$  je plocha píku,  $m_s$  je hmotnost vzorku,  $I_\gamma$  intenzita dané energie,  $I_p$  je integrál protonového toku,  $\lambda$  je přeměnová konstanta. Následuje sada důležitých časů, kde  $t_{\text{real}}$  je celkový čas měření,  $t_{\text{live}}$  je čas měření bez mrtvé doby,  $t_{\text{irr}}$  je doba, po kterou je vzorek ozařován, a  $t_{\text{delay}}$  je čas zahrnující veškeré prostoje mezi ozařováním a měřeními.  $M$  je molární hmotnost vzorku a  $N_A$  je Avogadrova konstanta. Rozměr reakční rychlosti je normalizován na jeden atom ve vzorku a jeden dopadající proton. Výstupem programu jsou soubory s příponou `*.sec` [43].

### 8.1.11 Finální zpracování

V předchozí části došlo k výpočtu reakčních rychlostí pro všechny nalezené izotopy, resp. jejich energie ve všech zpracovávaných souborech daného vzorku. Tyto hodnoty jsou ale neuspořádané a jednotlivé reakční rychlosti se nepatrně liší případně mohou vykazovat chybné hodnoty, proto je třeba provést finální zpracování všech získaných dat. To se děje ve dvou krocích.

V prvním kroku je pomocí programu `SigmaSort.exe` seřazen soubor všech reakčních rychlostí ze všech souborů. Nejprve dle jednotlivých izotopů a následně dle jejich energií v pořadí od nejnižší po nejvyšší. Výstupem je pro všechny měření jediný soubor s příponou `*.sso`.

Poté jsou pomocí programu `SigmaAve.exe` spočteny průměrné hodnoty reakčních rychlostí pro každý izotop. Pro každou hodnotu reakční rychlosti je stanovena její nejistota dle následujících vztahů.

Pomocí chyby každé reakční rychlosti  $\Delta x_i$  je stanovena její váha  $w_i$

$$w_i = \left( \frac{1}{\Delta x_i} \right)^2. \quad (8.17)$$

mnohem větších než jedna se zřejmě nejedná o shodu, ale o špatně určený izotop.

Poté pro každou skupinu energií je určen vážený průměr  $\bar{X}$

$$\bar{X} = \left( \frac{\sum_{i=1}^n w_i x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \right). \quad (8.18)$$

Z jednotlivých vah je stanovena interní chyba  $\Delta\bar{X}_{\text{int}}$

$$\Delta\bar{X}_{\text{int}} = \left( \sum_{i=1}^n w_i \right)^{-1}. \quad (8.19)$$

Následuje výpočet externí chyby  $\Delta\bar{X}_{\text{ext}}$

$$\Delta\bar{X}_{\text{ext}} = \left( \frac{\sum_{i=1}^n w_i (x_i - \bar{X})^2}{(n-1) \sum_{i=1}^n w_i} \right)^{-1}. \quad (8.20)$$

Na závěr je stanovena totální chyba  $\Delta\bar{X}_{\text{tot}}$ , která zahrnuje systematickou chybu měření. Ta je složena z chyby účinnosti detektoru, chyb určení hmotnosti a rozměrů vzorků, chyby účinných průřezů a chyby počtu dopadajících částic. Vypočtena je dle následujícího vztahu

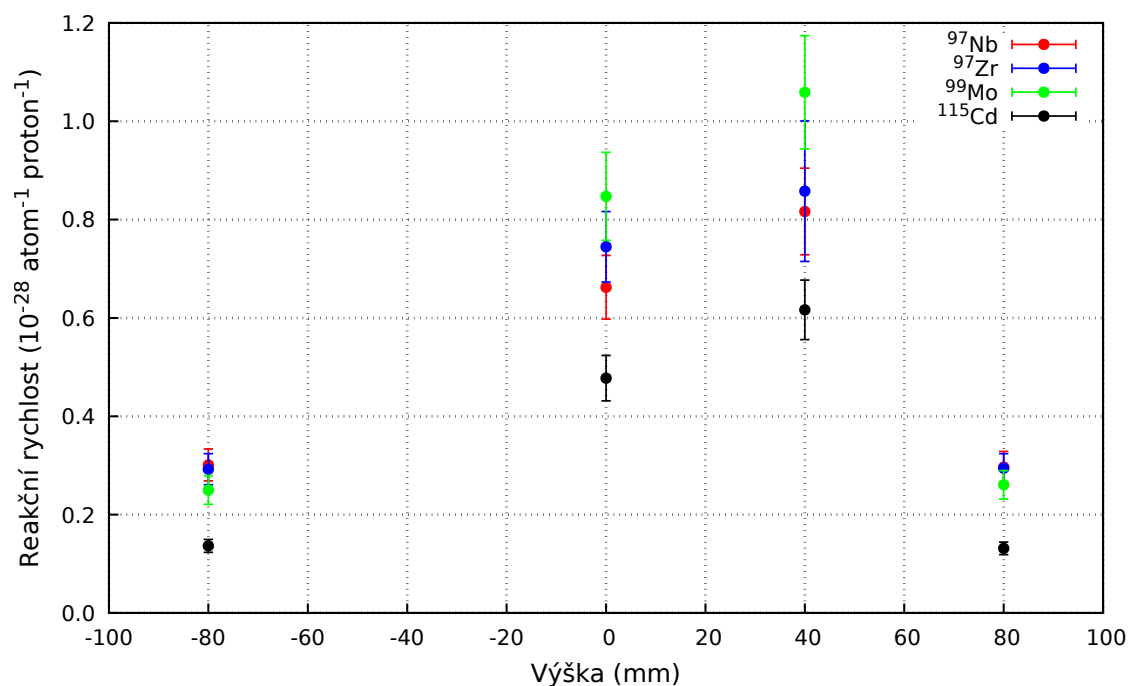
$$\Delta\bar{X}_{\text{tot}} = \sqrt{(\Delta\bar{X}_{\text{ext}})^2 + (\sigma_{\text{sys}})^2}, \quad (8.21)$$

kde  $\sigma_{\text{sys}}$  je systematickou chybou měření. Tímto krokem byly získány finální hodnoty reakčních rychlostí a totální chyba celého výpočtu a měření [43].

## 8.2 Experimentální výsledky a simulace

V této části jsou prezentovány výsledky získané zpracováním dat postupem uvedeným v Kap. 8.1 a dat získaných simulací experimentu v kódu MCNP. Výsledkem jsou reakční rychlosti  $R_R$  definované vztahem 6.22. Pomocí jejich porovnání lze charakterizovat chování thoriových vzorků v terči.

V Obr. 8.4 jsou vyneseny hodnoty reakčních rychlostí izotopů  $^{97}\text{Nb}$ ,  $^{97}\text{Zr}$ ,  $^{99}\text{Mo}$  a  $^{115}\text{Cd}$  v závislosti na jejich poloze v sestavě QUINTA. Za polohu 0 mm je označen střed spalační sestavy, jímž během ozařování prochází osa svazku. Z naměřených hodnot je patrné, že maximum se pro všechny prvky nachází ve výšce 40 mm od středu sestavy. Vzhledem k tomu, že na pozicích 80 mm a -80 mm dosahují reakční rychlosti přibližně stejných hodnot, tak je vyloučena možnost, že tato odchylka vznikla nepřesným zaměřením protonového svazku. Pokud by svazek nebyl zaměřen do středu spalačního terče, došlo by k celkovému posunu průběhů ve směru odchylky svazku od osy spalační sestavy.



Obr. 8.4: Reakční rychlost vybraných štěpných produktů.

Hodnoty reakčních rychlostí a jejich nejistot vynesných v Obr. 8.4 jsou zároveň uvedeny v Tab. 8.2 a Tab. 8.3. Pro každý izotop jsou uvedeny energie a intenzity přechodů použitých pro stanovení dílčích reakčních rychlostí. Z těchto dílčích hodnot byla následně stanovena celková reakční rychlost každého izotopu.

Tab. 8.2: Reakční rychlost vybraných produktů u vzorků z měřící pozici P3.

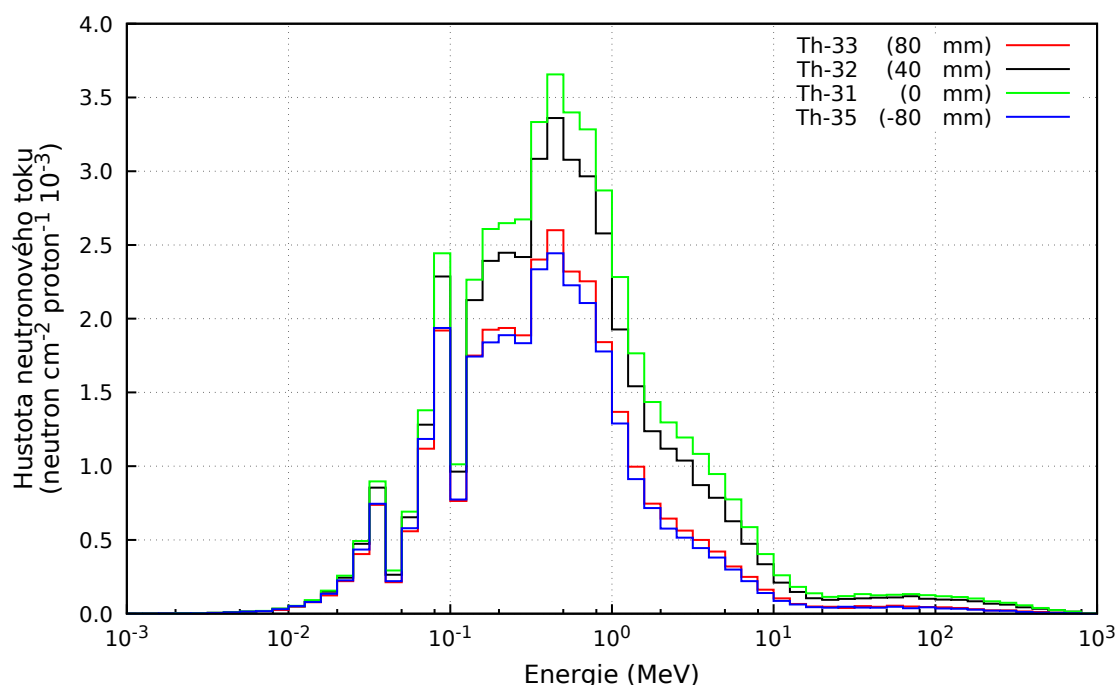
Izotop			Th-31 (0 mm)		Th-32 (40 mm)		Th-33 (80 mm)		Th-35 (-80 mm)	
	$E_\gamma$	$I_\gamma$	$R_R$	$\Delta R_{R,ext}$	$R_R$	$\Delta R_{R,ext}$	$R_R$	$\Delta R_{R,ext}$	$R_R$	$\Delta R_{R,ext}$
	(keV)	(%)	(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )	
<sup>97</sup> Nb	<b>658,08</b>	<b>98,00</b>	6,62E-29	2,48E-30	8,16E-29	4,85E-30	2,97E-29	5,83E-31	3,01E-29	3,19E-31
	$R_{R,tot}/\Delta R_{R,tot}$		<b>6,62E-29</b>	<b>6,46E-30</b>	<b>8,16E-29</b>	<b>8,80E-30</b>	<b>2,97E-29</b>	<b>3,21E-30</b>	<b>3,01E-29</b>	<b>3,25E-30</b>
<sup>97</sup> Zr	<b>743,36</b>	<b>93,00</b>	7,14E-29	3,02E-30	7,88E-29	3,12E-30	3,03E-29	1,73E-31	2,92E-29	1,71E-31
	<b>507,64</b>	<b>5,03</b>	8,46E-29	4,94E-30	–	–	2,83E-29	7,91E-32	3,14E-29	2,03E-30
	<b>1147,97</b>	<b>2,61</b>	7,86E-29	7,70E-30	1,06E-28	6,16E-30	–	–	–	–
	<b>703,76</b>	<b>1,01</b>	7,45E-29	1,15E-29	–	–	–	–	–	–
	<b>1276,07</b>	<b>0,94</b>	7,22E-29	1,71E-30	–	–	–	–	–	–
	$R_{R,tot}/\Delta R_{R,tot}$		<b>7,45E-29</b>	<b>7,16E-30</b>	<b>8,58E-29</b>	<b>1,43E-29</b>	<b>2,95E-29</b>	<b>2,96E-30</b>	<b>2,99E-29</b>	<b>3,07E-30</b>
<sup>99</sup> Mo	<b>140,51</b>	<b>89,43</b>	9,26E-29	1,48E-30	1,19E-28	2,78E-30	2,63E-29	3,50E-32	2,50E-29	7,99E-31
	<b>739,50</b>	<b>12,13</b>	7,66E-29	7,06E-30	1,21E-28	1,60E-29	–	–	2,80E-29	1,41E-30
	<b>181,06</b>	<b>5,99</b>	8,03E-02	3,38E-30	9,76E-29	4,37E-30	2,55E-29	2,65E-31	–	–
	<b>777,92</b>	<b>4,26</b>	–	–	–	–	–	–	2,79E-29	1,92E-30
	$R_{R,tot}/\Delta R_{R,tot}$		<b>8,47E-29</b>	<b>8,95E-30</b>	<b>1,06E-28</b>	<b>1,15E-29</b>	<b>2,61E-29</b>	<b>2,90E-30</b>	<b>2,68E-29</b>	<b>2,69E-30</b>

Tab. 8.3: Reakční rychlost vybraných produktů u vzorků z měřicí pozici P3.

Izotop			Th-31 (0 mm)		Th-32 (40 mm)		Th-33 (80 mm)		Th-35 (-80 mm)	
	$E_\gamma$	$I_\gamma$	$R_R$	$\Delta R_{R,\text{ext}}$	$R_R$	$\Delta R_{R,\text{ext}}$	$R_R$	$\Delta R_{R,\text{ext}}$	$R_R$	$\Delta R_{R,\text{ext}}$
	(keV)	(%)	(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )	
<sup>115</sup> Cd	<b>336,24</b>	<b>45,90</b>	4,95E-29	2,54E-30	6,63E-29	2,17E-30	1,38E-29	8,42E-31	1,38E-29	6,05E-31
	<b>527,90</b>	<b>27,45</b>	4,53E-29	9,47E-31	6,16E-29	8,78E-31	1,30E-29	3,61E-31	1,36E-29	5,28E-31
	<b>492,30</b>	<b>8,03</b>	5,06E-29	1,54E-30	5,78E-29	2,44E-30	1,26E-29	5,19E-31	1,34E-29	3,93E-31
	$R_{R,\text{tot}}/\Delta R_{R,\text{tot}}$		<b>4,78E-29</b>	<b>4,62E-30</b>	<b>6,16E-29</b>	<b>6,06E-30</b>	<b>1,31E-29</b>	<b>1,28E-30</b>	<b>1,36E-29</b>	<b>1,32E-30</b>
<sup>233</sup> Pa	<b>312,17</b>	<b>38,60</b>	7,66E-27	3,13E-28	7,39E-27	1,38E-28	5,67E-27	5,81E-29	5,60E-27	1,83E-28
	<b>300,34</b>	<b>6,62</b>	9,04E-27	3,23E-28	8,45E-27	2,01E-28	6,57E-27	1,04E-28	6,49E-27	1,76E-28
	<b>340,81</b>	<b>4,47</b>	8,64E-27	2,69E-28	7,50E-27	1,05E-28	5,62E-27	7,59E-29	5,73E-27	7,19E-29
	<b>398,62</b>	<b>1,39</b>	7,39E-27	1,23E-28	6,86E-27	5,66E-29	5,26E-27	4,10E-29	5,41E-27	5,47E-29
	<b>415,76</b>	<b>1,75</b>	1,31E-27	5,07E-28	7,04E-27	5,50E-28	5,59E-27	9,74E-29	–	–
	<b>375,45</b>	<b>0,68</b>	7,72E-27	1,16E-28	–	–	–	–	–	–
	$R_{R,\text{tot}}/\Delta R_{R,\text{tot}}$		<b>7,59E-27</b>	<b>1,05E-27</b>	<b>7,47E-27</b>	<b>7,22E-28</b>	<b>5,68E-27</b>	<b>5,38E-28</b>	<b>5,59E-27</b>	<b>5,27E-28</b>

Kromě výše uvedených prvků byla pro všechny vzorky určena reakční rychlost produkce  $^{233}\text{Pa}$ , viz Tab. 8.3. Tento izotop vzniká reakcí  $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Pa}$  s poločasem přeměny  $T_{1/2} = 27$  d. Následným rozpadem je postupně produkován štěpný izotop  $^{233}\text{U}$ . Experimentálně zjištěná reakční rychlost vzniku protaktinia je porovnána s její simulovanou hodnotou.

V této práci byl využit model spalační sestavy vytvořený v kódu MCNPX 2.7[50]. Model byl vytvořen Ing. Martinem Suchopárem Ph.D. z ÚJF AVČR v Řeži. Vlastní simulace byly provedeny v SÚJV. Jako vstupní data sloužily rozměry, hmotnost, materiál, poloha vzorků a parametry svazku během ozařování. Výstupem pak byly hustoty toku neutronů pro spektrum energií od 1 eV až po 1 GeV v jednotlivých vzorcích. Hodnoty hustot toků neutronů jsou normovány na jeden dopadající proton a jsou stanoveny pro dané energetické intervaly, viz Obr. 8.5.

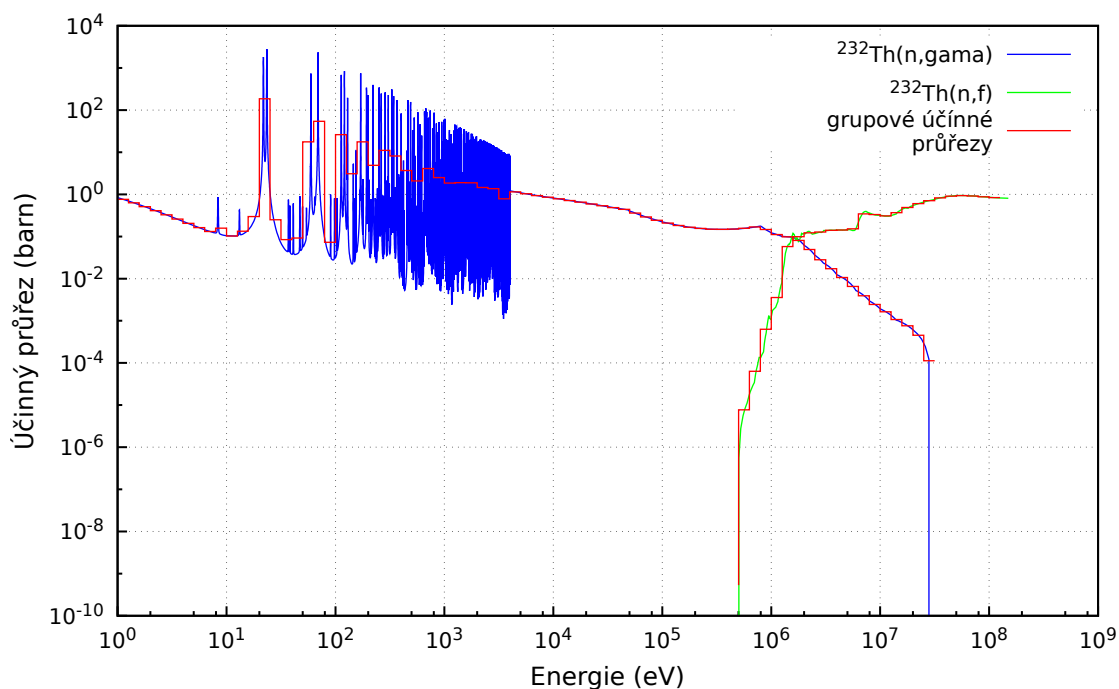


Obr. 8.5: Průběh hustoty neutronového toku v různých pozicích nasimulovaných pomocí MCNPX 2.7.

Ze simulace hustoty neutronových toků v jednotlivých pozicích spalačního terče je patrné, že jejich maximum se nachází na energii 0,5 MeV. Z grafu je patrné, že s měnící se vzdáleností jednotlivých vzorků od osy svazku klesá hustota neutronového toku v celém spektru. Dále je z grafu patrná šířka svazku, kde pro vzorek na pozici 40 mm nejsou rozdíly ve velikosti hustoty neutronového toku tak velké, jako je tomu u pozic ve vzdálenostech  $\pm 80$  mm.

Z knihovny evaluovaných jaderných dat ROSFOND-2010[51] byly získány hodnoty účinných průřezů pro reakce  $^{232}\text{Th}(n,\gamma)$  a  $^{232}\text{Th}(n,f)$ . Tato knihovna byla zvolena, protože jako jediná obsahuje hodnoty účinných průřezů pro štěpní thoria  $^{232}\text{Th}$  až

do energie 160 MeV, zatímco většina ostatních knihoven obsahuje účinné průřezy do hodnoty 20 MeV. Tyto data byla pomocí programu `njoy99.exe`[52] zpracována do podoby grupových účinných průřezů odpovídajících energetickým intervalům simulovaných hustot neutronových toků. Průběhy hodnot grupových účinných průřezů jsou znázorněny v Obr. 8.6, kde jsou vloženy přes původní průběhy účinných průřezů pro záchyt a štěpení  $^{232}\text{Th}$ .



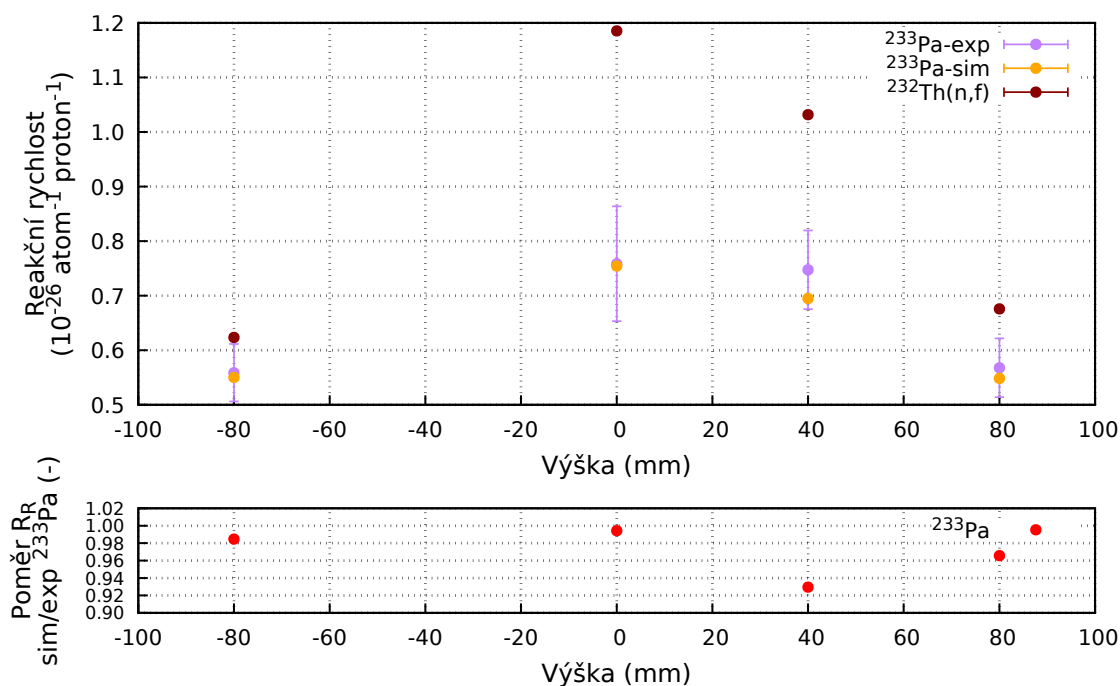
Obr. 8.6: Průběh účinného průřezu pro štěpení a záchyt neutronu na  $^{232}\text{Th}$ .

Ze simulované hustoty neutronového toku a účinných průřezů byla spočtena celková reakční rychlost pro dané izotopy a vzorky. Získané výsledky jsou spolu s experimentálně stanovenou hodnotou reakční rychlosti pro  $^{233}\text{Pa}$  vyneseny do Obr. 8.7. Oproti Obr. 8.4 nelze u protaktinia pozorovat posun maxima reakční rychlosti mimo osu svazku. Přesto je hodnota na pozici 40 mm větší než simulovaná hodnota. Simulace předpokládá maxima pro štěpení i záchyt v ose svazku. Dále předpokládá vertikální symetrii, což by odpovídalo vlastnostem spalační sestavy, která je horizontálně i vertikálně symetrická.

Přesto je shoda mezi experimentem a simulací velmi dobrá. Odchylka se pohybuje pro hodnoty z pozic -80 mm a 0 mm pod 2 %, u pozice 40 mm roste nad 7 % a na pozici 80 mm klesá ke 4 %. Přesné hodnoty reakčních rychlostí získaných pomocí simulace jsou uvedeny v Tab. 8.4.

Rozdíl mezi simulací a experimentem je zřejmě způsoben reakcemi protonů v centrální části sestavy, kdy model s těmito reakcemi nepočítá.

Nejvíce izotopů bylo identifikováno v centrálním vzorku označovaném jako Th-31, který se nacházel v ose svazku. Hodnoty reakčních rychlostí jsou vyneseny v Obr. 8.8,



Obr. 8.7: Reakční rychlosti reakce  $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Pa}$  a  $^{232}\text{Th}(n,f)$ .

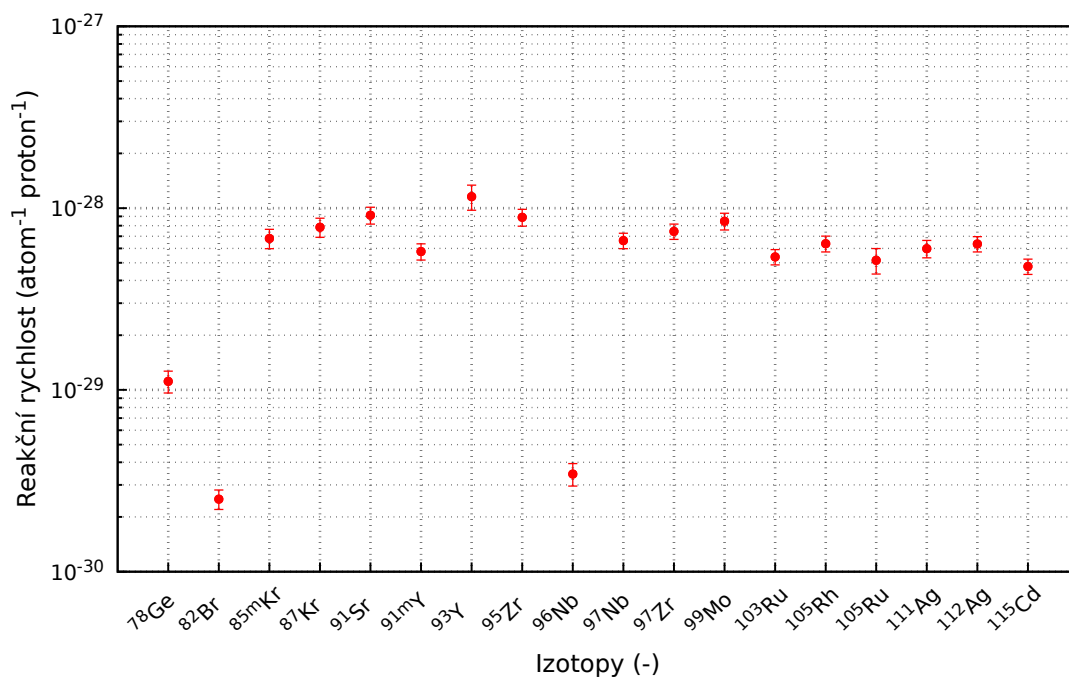
Tab. 8.4: Reakční rychlost simulovaná pro reakce  $^{232}\text{Th}(n,f)$  a  $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Pa}$  u vzorků v měřící pozici P3.

Vzdálenost (mm)	$R_R$ ( $\text{atom}^{-1} \cdot \text{proton}^{-1}$ )	
	$^{232}\text{Th}(n,f)$	$^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Pa}$
80	6,76E-27	5,48E-27
40	1,03E-26	6,95E-27
0	1,19E-26	7,54E-27
-80	6,23E-27	5,5E-27

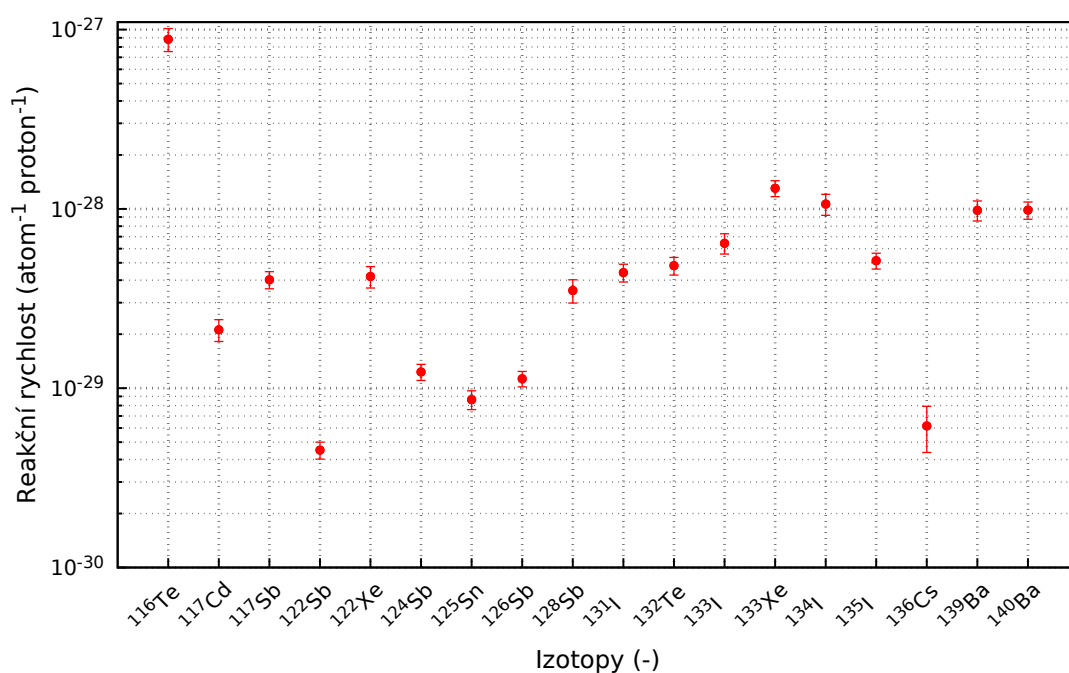
8.9 a 8.10 a nabývají hodnot od  $10^{-30}$  až po  $10^{-25} \text{ atom}^{-1} \cdot \text{proton}^{-1}$ . Hodnoty z těchto grafů jsou zároveň uvedeny v Tab. 8.5. Z řady identifikovaných izotopů jsou patrné produkty štěpení  $^{232}\text{Th}$  a dále produkty spalační reakce. Produkty spalační reakce jsou prvky s hodnotami nukleonového čísla v intervalu (150; 232). Ty vznikají v reakcích s protony.

Veškeré hodnoty reakčních rychlostí a jejich nejistot, které jsou vyneseny v předchozích třech grafech, lze nalézt v tabulce 8.5. Chyba experimentálních výsledků se pohybuje kolem 12,5 %. Neurčitosti nejsou nižší než 9 %, zatímco u dvojice výsledků chyba překročila 20 %. Celková chyba měření se skládá ze statistické a systematické chyby. Statistická chyba je závislá na ploše měřeného energetického píku. Se zvyšující se statistikou klesá hodnota relativní chyby. Statistická složka chyby nepřesahovala 5 %. Ke statistické chybě je připočtena systematická chyba



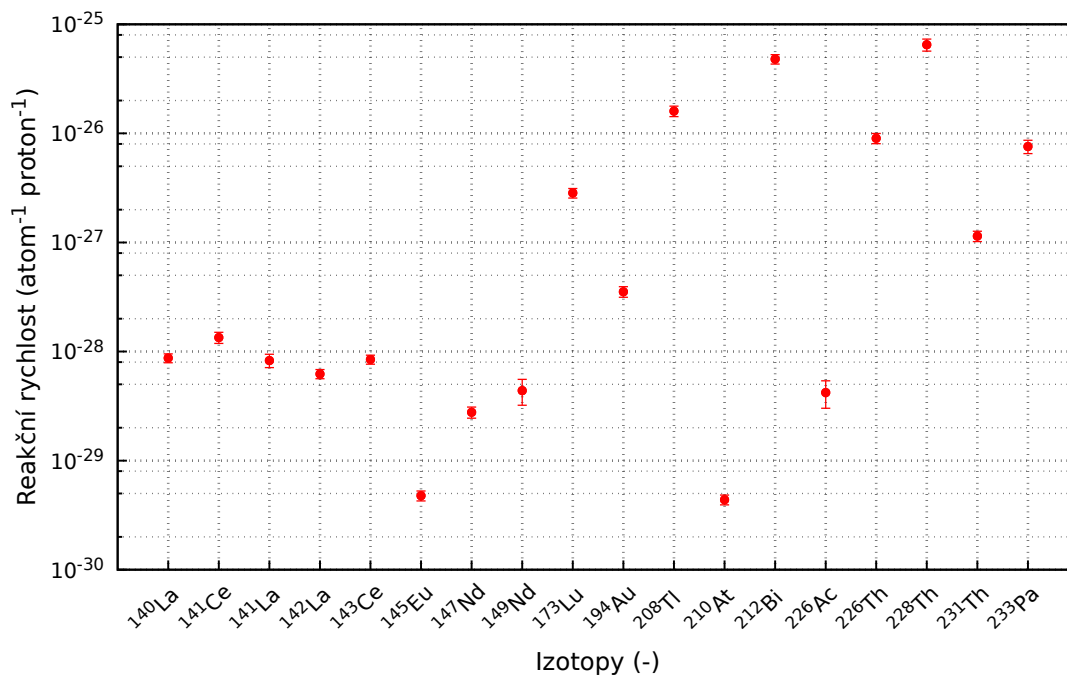


Obr. 8.8: Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31 (část I.).



Obr. 8.9: Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31 (část II.).

zpracování dat o velikosti 9 %. Systematická chyba je tvořena z několika složek. Její největší část tvoří chyba účinných průřezů, dále zahrnuje chybu účinnosti detektorů, chyby stanovení hmotnosti vzorků a jejich rozměrů. Poslední složkou systematické chyby je nejistota počtu protonů dopadajících na spalační sestavu, jehož celkový integrál je vyhodnocován hliníkovými aktivačními detektory.

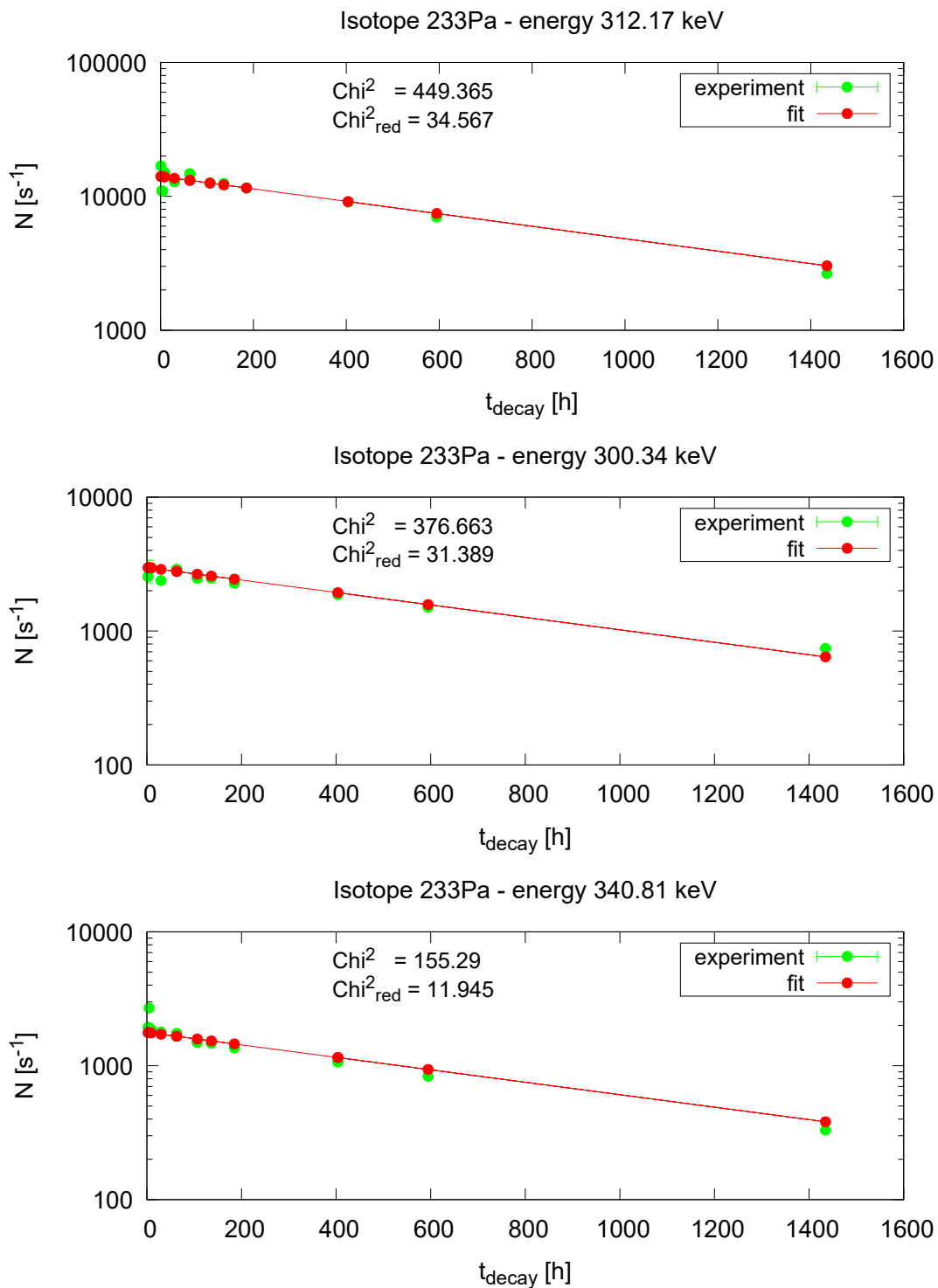


Obr. 8.10: Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31 (část III.).

Pro kontrolu správné identifikace prvků byl použit program `RubyDecan.exe`. Jako příklad jsou uvedeny tři průběhy rozpadových křivek pro tři nejintenzivnější gama přechody izotopu <sup>233</sup>Pa, viz Obr. 8.11. Průběhy jsou vygenerované přímo programem `RubyDecan.exe`, kde na ose  $y$  je vyneseno počet radioaktivních přeměn zaznamenaných detektorem pro danou energii za jednu sekundu a na ose  $x$  se nachází doba mezi koncem ozařování a začátkem měření. Z grafů je patrné, že experimentální data ve většině případů odpovídají předpokládanému průběhu vyjádřeným červenou křivkou. Odchytky mezi experimentálními hodnotami a jejich fitem mohou vznikat kumulací řady chyb během zpracování, nejvýrazněji se však uplatňuje nedostatečná statistika sběru dat. V některých případech je obtížné určit všechny další izotopy, které mají stejnou nebo přibližnou energii jako izotop, který je vyhodnocován. Tím pádem dochází ke stanovení větší reakční rychlosti než odpovídá reálné hodnotě.

Tab. 8.5: Reakční rychlosti izotopů ze vzorku Th-31.

Izotop	$R_R$	$\Delta R_R$	Izotop	$R_R$	$\Delta R_R$
(-)	(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )		(-)	(atom <sup>-1</sup> · proton <sup>-1</sup> )	
<sup>78</sup> Ge	1,12E-29	1,54E-30	<sup>131</sup> I	4,41E-29	5,01E-30
<sup>82</sup> Br	2,51E-30	3,09E-31	<sup>132</sup> Te	4,82E-29	5,44E-30
<sup>85m</sup> Kr	6,81E-29	8,33E-30	<sup>133</sup> I	6,43E-29	8,30E-30
<sup>87</sup> Kr	7,85E-29	9,48E-30	<sup>133</sup> Xe	1,30E-28	1,33E-29
<sup>91</sup> Sr	9,14E-29	9,78E-30	<sup>134</sup> I	1,06E-28	1,43E-29
<sup>91m</sup> Y	5,77E-29	5,90E-30	<sup>135</sup> I	5,14E-29	5,21E-30
<sup>93</sup> Y	1,16E-28	1,83E-29	<sup>136</sup> Cs	6,16E-30	1,77E-30
<sup>95</sup> Zr	8,90E-29	9,51E-30	<sup>139</sup> Ba	9,81E-29	1,25E-29
<sup>96</sup> Nb	3,45E-30	4,86E-31	<sup>140</sup> Ba	9,84E-29	1,09E-29
<sup>97</sup> Nb	6,62E-29	6,46E-30	<sup>140</sup> La	8,71E-29	8,11E-30
<sup>97</sup> Zr	7,45E-29	7,16E-30	<sup>141</sup> Ce	1,34E-28	1,56E-29
<sup>99</sup> Mo	8,47E-29	8,95E-30	<sup>141</sup> La	8,27E-29	1,16E-29
<sup>103</sup> Ru	5,39E-29	5,21E-30	<sup>142</sup> La	6,23E-29	5,98E-30
<sup>105</sup> Rh	6,37E-29	6,38E-30	<sup>143</sup> Ce	8,45E-29	8,03E-30
<sup>105</sup> Ru	5,16E-29	8,26E-30	<sup>145</sup> Eu	4,77E-30	4,97E-31
<sup>111</sup> Ag	5,99E-29	6,58E-30	<sup>147</sup> Nd	2,77E-29	3,26E-30
<sup>112</sup> Ag	6,35E-29	6,15E-30	<sup>149</sup> Nd	4,39E-29	1,17E-29
<sup>115</sup> Cd	4,78E-29	4,62E-30	<sup>173</sup> Lu	2,84E-27	2,85E-28
<sup>116</sup> Te	8,83E-28	1,30E-28	<sup>194</sup> Au	3,54E-28	3,92E-29
<sup>117</sup> Cd	2,12E-29	2,95E-30	<sup>208</sup> Tl	1,60E-26	1,75E-27
<sup>117</sup> Sb	4,02E-29	4,41E-30	<sup>210</sup> At	4,38E-30	4,51E-31
<sup>122</sup> Sb	4,51E-30	4,90E-31	<sup>212</sup> Bi	4,80E-26	4,78E-27
<sup>122</sup> Xe	4,19E-29	5,73E-30	<sup>226</sup> Ac	4,21E-29	1,18E-29
<sup>124</sup> Sb	1,23E-29	1,27E-30	<sup>226</sup> Th	9,02E-27	9,75E-28
<sup>125</sup> Sn	8,63E-30	1,04E-30	<sup>228</sup> Th	6,50E-26	8,15E-27
<sup>126</sup> Sb	1,13E-29	1,11E-30	<sup>231</sup> Th	1,14E-27	1,24E-28
<sup>128</sup> Sb	3,50E-29	5,21E-30	<sup>233</sup> Pa	7,59E-27	1,05E-27



Obr. 8.11: Výstup z programu RubyDecan[43].

## 9 ZÁVĚR

Jaderná energetika je stále velmi perspektivním oborem, protože oproti jiným v současnosti dostupným zdrojům energie nabízí unikátní vlastnosti. Mezi tyto vlastnosti patří vysoká koncentrace energie, vysoký koeficient využití, vysoká bezpečnost, atd.

Naopak nevýhodami jsou vysoká ekonomická náročnost výstavby jaderných elektráren, produkce VJP a vysoké nároky na kvalifikovanost obsluhy. V budoucnu pak může dojít k zvýšení ceny paliva pokud nedojde k přechodu na uzavřený palivový cyklus a využívání pokročilých reaktorů generace IV. nebo urychlovačem řízených systémů.

Koncepce ADS se objevuje od 50. let 20. století a postupně se uvažovalo o různém využití těchto systémů. Jedna koncepce uvažovala ADS jako množivé reaktory pro produkci nového paliva z izotopů  $^{238}\text{U}$  a  $^{232}\text{Th}$ . To by se následně spalovalo v klasických reaktorech (např. typu VVER). Druhá předpokládala použití primárně pro redukcí množství vyhořelého paliva z klasických reaktorů. Třetí koncepce by měla sloužit primárně pro produkci elektrické energie.

Výhodou těchto systémů je nižší produkci dlouho-žijících aktinoidů, možnost spalování minoritních aktinoidů nebo produkce nového paliva jadernou transmutací. Zásadní nevýhodou je složitost plynoucí z použití urychlovačů. Ty v současné době nedosahují dostatečné spolehlivosti, která by byla žádoucí pro ADS o výkonu v řádu stovek megawatt.

Ve světě proběhla řada projektů, které testovaly jednotlivé potřebné komponenty, ověřovaly fyzikální modely a výpočetní kódy nebo zkoumaly dlouhodobé chování paliva. V současné době zájem o ADS v západním světě poněkud pohlavěl a většina projektů má problémy s financováním. V lepším případě byl omezen jejich rozsah, v tom horším byly zrušeny úplně. Ve výstavbě je pouze Evropský spalační zdroj, který však není určen k výzkumu ADS, ale obecně k produkci intenzivního pole neutronů pro různé výzkumné a testovací účely. O stavbu zařízení, jehož primárním účelem bude výzkum ADS, se uvažuje v Číně, ve které již řadu let probíhá intenzivní rozvoj jaderné energetiky.

Zvláštní pozornost byla v práci věnována výzkumu ADS a spalačních reakcí v SÚJV v Dubně, kde působí mezinárodní skupina s českou účastí, která nese označení E&T RAW. Tato skupina se věnuje problematice spojené s ADS.

Poslední teoretická část práce rozebírá možnosti použití thoria v jaderných zařízeních, resp. reaktorech různých typů a koncepcí. Thorium má oproti uranu lepší fyzikální a chemické vlastnosti co se týče použití v reaktorech. Díky chemické odolnosti je však značně komplikované jeho přepracování. V současnosti probíhá výzkum především v Indii, která má rozsáhlé zásoby thoria, dále v Číně, která plánuje stavbu demonstračních elektráren určených pro jeho využití.

Praktická část této práce se na začátku věnuje ve dvou kapitolách popisu akti-

vační analýzy a gama spektroskopie. Těmito metodami byl vyhodnocen provedený experiment, který proběhl s thoriovými vzorky. Ty byly umístěny ve spalační sestavě QUINTA. Sestava jako terčový materiál využívá přírodní uran. Během experimentu byla spalační sestava ozařována protonovým svazkem o energii 660 MeV a vzorky polem sekundárních neutronů pocházejících z tříštvých reakcí. V práci jsou zpracována naměřená data získaná ze čtyř vzorků, které byly umístěny mezi 3. a 4. sekcí spalační sestavy (376,5 mm od začátku sestavy). Vzorky byly rozmístěny vertikálně s 40 mm, resp. 80 mm rozestupy.

Během zpracovávání experimentální dat byl autorem práce napsán program v prostředí jazyku PYTHON pojmenovaný `coincidence-davkove.py`. Jeho účelem bylo usnadnění zahrnutí korekcí koincidenčních sumací do souborů, které s nimi dále pracují během procesu vyhodnocování naměřených dat. Hlavním důvodem bylo, vyhnout se opakujiící se a na pozornost náročné činnosti, která je s určováním těchto korekcí spojena a během níž se lze snadno dopustit chyby.

Pro centrální vzorek umístěný v ose svazku byly určeny reakční rychlosti celé řady produktů pocházejících ze štěpení, spalačních reakcí a radiačního záchytu. Pro všechny ostatní vzorky byly stanoveny reakční rychlosti několika vybraných produktů. Hlavní důraz byl kladen na výsledky získané pro reakci radiačního záchytu, která slouží k produkci nového paliva z izotopu  $^{232}\text{Th}$ . Dále byla provedena simulace hustoty neutronového toku pro jednotlivé vzorky, z jejichž hodnot byly vypočteny teoretické hodnoty reakčních rychlostí pro produkci  $^{233}\text{Pa}$  a štěpení thoria.

Z výsledků je patrné, že produkce  $^{233}\text{Pa}$  je maximální v blízkosti osy svazku a s měnící se výškou nabývá nižších hodnot. Průběh přibližně odpovídá Gaussově křivce. Zatímco maximum výtěžku pro produkty štěpení  $^{232}\text{Th}$  je posunuto o 40 mm nad osu svazku.

Simulované průběhy jsou oproti experimentálním symetrické. Průběh produkce protaktinia téměř odpovídá experimentálně zjištěným hodnotám. Jeho odchylka dosahuje v maximu 8 %. Pro přesnější výsledek by zřejmě bylo nutné zahrnout do simulace reakce protonů s materiálem vzorků.

Dosažené výsledky jsou důležité pro budoucí použití thoria v ADS systémech, zejména s ohledem na produkci nového paliva a sledování rozložení výtěžku štěpení ve spalačních terčích. Dále slouží k validaci výpočetních kódů založených na metodě Monte-Carlo, použitých knihoven a vysokoenergetických jaderných modelů.

Veškerá uvedená činnost byla provedena během dvou tříměsíčních pobytů autora práce v SÚJV v Laboratoři jaderných problémů, Oddělení jaderné spektrometrie a radiochemie v mezinárodní skupině, která se zabývá problematikou ADS systémů. Během pobytu se autor podílel na experimentech skupiny. V budoucnu by autor práce rád pokračoval v experimentální činnosti věnující se možnostem využití thoria v jaderné energetice. Zejména se nabízí dokonalejší popis chování thoria ve spalačních sestavách nebo jiných systémech využívajících thorium.

## LITERATURA

- [1] Elektřina-aktuální a historické ceny elektřiny, graf vývoje ceny elektřiny-od 8.1.2014-měna EUR. *Kurzy.cz* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <[http://www.kurzy.cz/komodity/cena-elektriny-graf-vyvoje-ceny/nr\\_index.asp?A=5&idk=142&od=8.1.2014&curr=EUR&default\\_curr=EUR&unit=&lg=1](http://www.kurzy.cz/komodity/cena-elektriny-graf-vyvoje-ceny/nr_index.asp?A=5&idk=142&od=8.1.2014&curr=EUR&default_curr=EUR&unit=&lg=1)>.
- [2] Obninsk: number one. *Nuclear Engineering International* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.neimagazine.com/features/featureobninsk-number-one>>.
- [3] Number of nuclear power plants worldwide based on average age as of July 2015. *The Statistics Portal* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://www.statista.com/statistics/517060/average-age-of-nuclear-reactors-worldwide/>>.
- [4] Breakdown of Electricity Generation by Energy Source. *The Shift Project Data Portal* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.tsp-data-portal.org/Breakdown-of-Electricity-Generation-by-Energy-Source#tspQvChart>>.
- [5] The Database on Nuclear Power Reactors. *IAEA: Power Reactor Information System* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://www.iaea.org/pris/>>.
- [6] Nový materiál slibuje životnost reaktorů až 120 let. *AtomInfo.cz* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://atominfo.cz/2015/07/novy-material-slibuje-zivotnost-reaktoru-az-120-let/>>.
- [7] UxC Nuclear Fuel Price Indicators. *The Ux Consulting Company* [online]. [cit. 21. 5. 2017]. Dostupné z URL: <<https://www.uxc.com/p/prices/UxCPrices.aspx>>.
- [8] Military Warheads as a Source of Nuclear Fuel. *World Nuclear Association* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/uranium-resources/military-warheads-as-a-source-of-nuclear-fuel.aspx>>.
- [9] Bude dost surovin pro jadernou energetiku? *Vladimír Wágner* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/popclan/transmutace/zdrojeuranu.htm>>.
- [10] Jaderné reakce a jaderná energie. *AstoNuklFyzika* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika3.htm>>.

- 
- [11] KATOVSKÝ, K. *Studium sekundárních neutronů a jader vznikajících při reakcích protonů a neutronů v tercích z uranu a plutonia*: disertační práce. Praha: České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2008. 230 s. Školitel: prom. fyz. Jindřich Adam, CSc. [cit. 28. 12. 2016].
- [12] Processing of Used Nuclear Fuel. *World Nuclear Association* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://www.world-nuclear.org/information-library/nuclear-fuel-cycle/fuel-recycling/processing-of-used-nuclear-fuel.aspx>>.
- [13] Transmutační technologie ADTT. *FYZSEM FJFI ČVUT* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://fyzsem.fjfi.cvut.cz/2001-2002/Zima01/procs/adtt.pdf>>.
- [14] Co to jsou urychlovačem řízené transmutory a budeme je někdy využívat? *Vladimír Wágner* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://hp.ujf.cas.cz/~wagner/popclan/transmutace/adttosel.htm>>.
- [15] CHUDOBA, P. *Využití aktivačních detektorů při měření neutronového pole v modelových sestavách ADTS*: diplomová práce. Praha: Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta, 2013. 77 s. Školitel: RNDr. Vladimír Wagner, CSc. [cit. 28. 12. 2016].
- [16] JARCHOVSKÝ, P. *Výpočetní simulace urychlovačem řízeného jaderného reaktoru pro transmutaci vyhořelého jaderného paliva*: diplomová práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2015. 76 s. Školitel: Ing. Karel Katovský, Ph.D. [cit. 28. 12. 2016].
- [17] KRÁSA, A. *Neutron Production in Spallation Reactions of Relativistic Light Ions on Thick, Heavy Targets*: PhD studie. Praha: Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta, 2006. 46 s. Školitel: RNDr. Vladimír Wagner, CSc. [cit. 28. 12. 2016].
- [18] HENZL, V. *Experimentální studium transmutace aktinidů a štěpných produktů*: diplomová práce. Praha: Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta, 2001. 75 s. Školitel: RNDr. Andrej Kugler, CSc. [cit. 28. 12. 2016].
- [19] ZÁVORKA, L. *Transmutation of actinides using spallation reactions*: disertační práce. Praha: České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2015. 154 s. Školitel: Ing. Karel Katovský, Ph.D. [cit. 28. 12. 2016].
- [20] ZEMAN, M. *Experimentální výzkum urychlovačem řízených jaderných reaktorů pro thoriovou jadernou energetiku*: diplomová práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2015. 117 s. Školitel: Ing. Karel Katovský, Ph.D. [cit. 28. 12. 2016].



- 
- [21] ENGELSEN, N., J. *The Energy Amplifier*: vědecký článek. Stanford: Stanford University, 2011. [online]. [cit. 4. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<http://large.stanford.edu/courses/2011/ph241/engelsen2/>>.
- [22] CARMINATI, F.; KLAPISCH, R.; REVOL, J. P.; ROCHE, CH.; RUBIO, J. A.; RUBBIA, C. *An energy amplifier for cleaner and inexhaustible nuclear energy production driven by a particle beam accelerator*: vědecký článek. Geneva: CERN, 1993. 72 s. [online]. [cit. 3. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<https://cds.cern.ch/record/256520/files/at-93-047>>
- [23] Nuclear Physical Facility YALINA. *SOSNY Joint Institute for Power and Nuclear Research* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://sosny.bas-net.by/technologies/yalina>>.
- [24] BELLER, D. *Overview of the AFCI reactor-accelerator coupling experiments (RACE) project*: vědecký článek. Pocatello: Idaho Accelerator Center, Idaho State University USA, 2005. 10 s. [online]. [cit. 3. 1. 2017]. Dostupné z URL: <[https://www.oecd-nea.org/pt/docs/iem/lasvegas04/11\\_Session\\_V/S5\\_04.pdf](https://www.oecd-nea.org/pt/docs/iem/lasvegas04/11_Session_V/S5_04.pdf)>
- [25] MEGAPIE. *Vladimír Wágner* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/popclan/transmutace/megapie.html>>
- [26] SASA, T. *Design of J-PARC transmutation experimental facility*: vědecký článek. Transmutation Section, J-PARC Center, Japan Atomic Energy Agency, 2-4, Shirakata-Shirane, Tokai-mura, Ibaraki 319-1195, 2015. 7 s. [online]. [cit. 15. 3. 2017]. Dostupné z URL: <<http://dx.doi.org/10.1016/j.pnucene.2014.07.031>>
- [27] Transmutation Experimental Facility (TEF). *Japan Proton Accelerator Research Complex* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://www.j-parc.jp/Transmutation/en/index.html>>
- [28] Co s vyhořelým jaderným palivem?. *Aldebaran bulletin* [online]. [cit. 5. 1. 2017]. Dostupné z URL: <[http://www.aldebaran.cz/bulletin/2004\\_35\\_was.php](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2004_35_was.php)>.
- [29] WÁGNER, Vladimír. *Interakce neutronů s hmotou* [online]. 2005 [cit. 4. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<https://ojs.ujf.cas.cz/~wagner/prednasky/spektroskopie/neutrony/interakce.ppt>>.
- [30] Spallation Neutron Source. *Oak Ridge National Laboratory* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://neutrons.ornl.gov/sns>>
- [31] GUINEVERE: Generator of Uninterrupted Intense Neutron at the lead Venus REactor. *Science Platform Belgian Nuclear Research Centre* [online].

- 
- [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://science.sckcen.be/en/Projects/Project/GUINEVERE>>
- [32] NUVIA se bude podílet na výstavbě neutronového centra ve Skandinávii za 300 milionů korun. *Atominfo.cz* [online]. [cit. 21. 5. 2017]. Dostupné z URL: <<http://atominfo.cz/2017/01/nuvia-se-bude-podilet-na-vystavbe-neutronoveho-centra-ve-skandinavii-za-300-milionu-korun/>>
- [33] Technology. *European Spallation Source* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<https://europenspallationsource.se/technology>>
- [34] MYRRHA: Multi-purpose hybrid research reactor for high-tech applications. *SCK CEN* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://myrrha.sckcen.be>>
- [35] Mumbai engages ADS for nuclear energy. *CERN COURIER* [online]. [cit. 18. 12. 2016]. Dostupné z URL: <<http://cerncourier.com/cws/article/cern/49061>>
- [36] FANG, Y.; ZHIHUI, L.; CAI, M.; JINGYU, T. *Main linac physics design study of the C-ADS project: vědecký článek*. Beijing: Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Science, China, 2012. 3 s. [online]. [cit. 3. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<https://accelconf.web.cern.ch/accelconf/LINAC2012/papers/thpb024.pdf>>
- [37] Accelerator-driven Nuclear Energy. *World Nuclear Association* [online]. [cit. 8. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<http://www.world-nuclear.org/information-library/current-and-future-generation/accelerator-driven-nuclear-energy.aspx>>
- [38] Thorium. *World Nuclear Association* [online]. [cit. 8. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<http://www.world-nuclear.org/information-library/current-and-future-generation/thorium.aspx>>
- [39] VERFONDERN, K.; NABIELEK, H.; KANIA, J. K.; ALLELEIN, H. J. *High-Quality Thorium TRISO Fuel Performance in HTGRs: technická zpráva*. Jülich: Research Center Jülich, Germany, 2013. 127 s. [online]. [cit. 8. 1. 2017]. Dostupné z URL: <<http://juser.fz-juelich.de/record/136815/files/FZJ-2013-03397.pdf>>
- [40] Thorium fuel cycle–Potential benefits and challenges. *IAEA* [online]. [cit. 8. 1. 2017]. Dostupné z URL: <[http://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/te\\_1450\\_web.pdf](http://www-pub.iaea.org/mtcd/publications/pdf/te_1450_web.pdf)>

- 
- [41] SVOBODA, J. *Možnosti využití thoria v jaderné energetice současnosti*: diplomová práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2015. 72 s. Školitel: Ing. Karel Katovský, Ph.D. [cit. 5. 4. 2017].
- [42] IAEA. *Evaluated Nuclear Data File (ENDF)*: Database Version of 2017-03-10. [online]. [cit. 16. 4. 2017]. Dostupné z URL: <<https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>>.
- [43] ADAM, J. *Program package and supplements to activation analysis for calculations of nuclear reaction cross-sections*: vědecký článek. Dubna: Joint Institute for Nuclear Research, Russia, 2000. [cit. 28. 4. 2017].
- [44] ULLMANN, V. *Radiační analytické metody materiálů* [online]. [cit. 18. 4. 2017]. Dostupné z URL: <<http://astronuklfyzika.cz/strana2.htm>>.
- [45] ŠTEFÁNIK, M. *Aktivační analýza rychlymi neutrony na horizontálním radiálním kanále školského reaktora VR-1*: diplomová práce. Praha: České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2008. 83 s. Vedoucí práce: Ing. Karel Katovský, Ph. D. [cit. 18. 4. 2017].
- [46] ŠTEFÁNIK, M. *Experimentálne stanovenie spektier urýchlovačom riadených neutronových generátorov*: disertační práce. Praha: České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, 2015. 175 s. Školitel: Ing. Karel Katovský, Ph. D. Školitel-specialista: Ing. Mitja Majerle, Ph. D. [cit. 26. 4. 2017].
- [47] ZEMAN, M.; ADAM, J.; KATOVSKÝ, K.; SOLNYSHKIN, A.; TSOUPKOSITNIKOV, V.; ZÁVORKA, L. ad. *Determination of the Neutron Flux Inside Spallation Target with the Use of Threshold Activation Detectors*: vědecký článek. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2016. s. 576-581. ISBN: 978-1-5090-0907- 7. [cit. 21. 5. 2017].
- [48] TECDOC No. 1275. *Specialised Software Utilities for Gamma Ray Spectrometry*: technická zpráva. [cit. 20. 5. 2017].
- [49] FRÁNA, J. *Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation*: vědecký článek. Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry (2003). DOI:10.1023/A:1025448800782. [cit. 20. 5. 2017].
- [50] GOORLEY, T.; JAMES, M.; BOOTH, T.; BROWN, F.; BULL, J.; COX, L. J.; DURKEE, J.; ELSON, J.; FENSIN, M.; FORSTER, R. A.; HENDRICKS, J.; HUGHES, H. G.; JOHNS, R.; KIEDROWSKI, B.; MARTZ, R.; MASHNIK, S.; MCKINNEY, G.; PELOWITZ, D.; PRAEL, R.; SWEEZY, J.; WATERS, L.; WILCOX, T.; ZUKAITIS, T. *Initial MCNP6 release overview*: vědecký článek.

- American Nuclear Society: Nuclear Technology Vol. 180 (2012), strany: 298–315. DOI:10.1023/A:1025448800782. [cit. 20. 5. 2017].
- [51] ZABRODSKAYA S. V., IGNATYUK A. V., KOSHCHEEV V. N., NIKOLAYEV M. N.; ad. *ROSFOND is the Russian National Library of Neutron Data*: knihovna dat. Institut fyziky a energetiky A.I.Leypunskyho, Ruská federace. VANT. Ser. Nuclear Constants 2007, vydání 1–2, 3 s. [cit. 22. 5. 2017].
- [52] NJOY – Nuclear Data Processing Code v112. *Los Alamos National Laboratory*: software (2006). [cit. 22. 5. 2017]. Dostupné z URL: <<https://njoy.lanl.gov/>>.

## A PŘÍLOHA

Tab. A.1: Parametry použitých HPGe detektorů[19].

Označení	A	C	F
Výrobce	CANBERRA	ORTEC	CANBERRA
Model	GR1819	GMX30	GC3018
Typ polovodiče	N	N	N
Typ geometrie	Koaxiální	Koaxiální	Koaxiální
Relativní účinnost (%)	18,9	32,9	34,7
Pracovní napětí (V)	-3500	-4000	4500

Tab. A.2: Vzdálenosti měřících pozic použitých detektorů.

	Detektor		
	A	C	F
Pozice	Vzdálenost (mm)		
1	0,3	–	–
2	1,1	0,7	1,0
3	1,8	2,5	2,2
4	2,6	4,8	3,7
5	3,6	8,5	5,6
6	4,7	13,5	–
7	6,5	20,0	–
8	8,2	29,8	–
9	10,5	–	–
10	13,3	–	–
11	17,2	–	–
12	21,4	–	–
13	26,5	–	–
14	32,9	–	–
15	40,5	–	–