



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

SIMULACE A MĚŘENÍ NEUTRONOVÉHO TOKU POMOCÍ BONNEROVÝCH SFÉR

SIMULATION AND MEASUREMENT OF NEUTRON FIELD BY BONNER SPHERES

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Vít Arbeit

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Peter Mičian

BRNO 2022

Diplomová práce

magisterský navazující studijní program **Elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

Student: Bc. Vít Arbeit

ID: 203618

Ročník: 2

Akademický rok: 2021/22

NÁZEV TÉMATU :

Simulace a měření neutronového toku pomocí Bonnerových sfér

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Provedte rešerši metod detekce neutronů s použitím Bonnerových sfér, zaměřte se na použité materiály a jejich funkce odezvy.
2. Seznamte se a přibližte práci s programem PHITS, určete jeho výhody a nedostatky při simulacích.
3. Vytvořte simulace pomocí programu PHITS pro různé Bonnerovy sféry a zaměřte se na jejich odezvy při odlišných energiích neutronů.
4. Porovnejte výsledky simulace s experimentálními daty z měření ve školní laboratoři.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího závěrečné práce

Termín zadání: 7.2.2022

Termín odevzdání: 24.5.2022

Vedoucí práce: Ing. Peter Mičian

prof. Ing. Petr Toman, Ph.D.
předseda rady studijního programu

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

Obsahem této diplomové práce je představení, vysvětlení a praktická ukázka simulací vytvořených prostřednictvím programu PHITS. První část práce je zaměřena na neutrony a s nimi spjatou problematikou jejich detekce, a následně se práce věnuje také typům neutronovým zdrojů. Další část práce je zaměřena na program PHITS, a to na jak jeho základní, tak i rozšířené funkce. Praktická část práce se zabývá simulováním Bonnerových sfér a jejich odezev na neutrony o různých energiích za různých podmínek. Dále porovnává výsledky získané prostřednictvím simulací s reálně naměřenými hodnotami.

Klíčová slova

detektor; Bonnerovy sféry; funkce odezvy; ^{241}Am -Be; PHITS

Abstract

The objective of this master's thesis is introduction, explanation and practical demonstration of simulations conducted in program PHITS. The first part analyses neutrons and related issues regarding their detection as well as neutron sources. Next part is focused on program PHITS, both on its basic and advanced functions. Practical part of this thesis deals with the simulations of Bonner spheres and their responses to neutrons of different energies under different conditions. It also compares the results obtained through simulations with measured data.

Keywords

detector; Bonner spheres; response function; $^{241}\text{Am-Be}$; PHITS

Bibliografická citace

ARBEIT, Vít. *Simulace a měření neutronového toku pomocí Bonnerových sfér*. Brno, 2022. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/142394>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky. Vedoucí práce Ing. Peter Mičian.

Prohlášení autora o původnosti díla

Jméno a příjmení studenta:	<i>Bc. Vít Arbeit</i>
VUT ID studenta:	<i>203618</i>
Typ práce:	<i>Diplomová práce</i>
Akademický rok:	<i>2021/22</i>
Téma závěrečné práce:	<i>Simulace a měření neutronového toku pomocí Bonnerových sfér</i>

Prohlašuji, že svou závěrečnou práci jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucí/ho závěrečné 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 závěrečné práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této závěrečné práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne: 23. května 2022

podpis autora

Poděkování

V první řadě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu Ing. Petru Mičianovi za jeho nedocenitelnou podporu, rady, úsilí a všechen jeho čas, který mi věnoval při psaní této práce.

Dále bych chtěl poděkovat kolektivu na Ústavu elektroenergetiky, který se podílel na průběžných konzultacích za všechny jejich připomínky a rady.

Na závěr děkuji velice své rodině a všem blízkým, kteří mě podporovali po celou dobu studia.

V Brně dne: 23. května 2022

podpis autora

Obsah

SEZNAM OBRÁZKŮ	9
SEZNAM TABULEK.....	10
ÚVOD	11
1. NEUTRONY	12
1.1 INTERAKCE NEUTRONŮ S LÁTKOU	14
1.2 ÚČINNÝ PRŮŘEZ	15
1.3 NEUTRONOVÝ TOK.....	17
1.4 ZDROJE NEUTRONŮ	18
1.4.1 Radionuklidové zdroje.....	19
1.4.2 Neutronové generátory na bázi urychlovačů částic	22
1.4.3 Jaderné reaktory	22
2. DETEKTORY NEUTRONŮ.....	24
2.1 PROPORCIONÁLNÍ DETEKTORY	24
2.2 SCINTILAČNÍ DETEKTORY.....	28
2.3 BONNEROVY SFÉRY	29
3. PHITS.....	33
3.1 METODA MONTE CARLO.....	35
3.2 ROZHRANÍ A FUNKCE PROGRAMU PHITS.....	37
4. SIMULACE S BONNEROVÝMI SFÉRAMI POMOCÍ PHITS	41
4.1 SIMULACE FUNKCE ODEZVY ŘADY BONNEROVÝCH SFÉR	41
4.1.1 Rozbor vstupního souboru první simulace	42
4.2 SIMULACE FUNKCE ODEZVY NA SPEKTRUM ZDROJE ^{241}Am – Be	44
4.2.1 Rozbor vstupního souboru druhé simulace	45
4.3 SIMULACE LABORATORNÍHO MĚŘENÍ	47
4.4 TALLY	49
4.5 ZPRACOVÁNÍ SIMULACÍ.....	51
5. SHRNUÍ VÝSLEDKŮ SIMULACÍ	53
6. ZÁVĚR.....	66
LITERATURA.....	68
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	74
SEZNAM PŘÍLOH.....	75

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Kategorie neutronových interakcí [8].....	14
1.2	Účinný průřez tepelných neutronů pro rozptyl a absorpci [2]	16
1.3	Účinný průřez pro izotop ^3He [11]	17
1.4	Hustota neutronového toku zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ [14]	18
1.5	Vrstvy radionuklidového zdroje [18]	20
1.6	Energetické spektrum neutronů zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ [19].....	21
1.7	Reaktor VR-1 Vrabec v Praze [23]	23
2.1	Schéma proporcionálního detektoru [25]	24
2.2	Interakce neutronů v ^3He detektoru [27]	25
2.3	Energie zaznamenané na výstupu ^3He detektoru [27]	26
2.4	Schéma scintilačního detektoru [36]	28
2.5	Řada Bonnerových sfér [40].....	29
2.6	Funkce odezvy řady Bonnerových sfér [39].....	30
2.7	Bonnerova sféra s vrstvou olova bez vrchních polovin [43]	31
2.8	Bonnerova sféra s vrstvou olova bez vrchních polovin [44]	32
3.1	Fyzikální modely ve PHITS vzhledem k energii [48]	34
3.2	Histogramy vzorků různých velikostí [52].....	36
3.3	Booleovské vztahy na Vennových diagramech [56]	38
3.4	Vizualizace prostřednictvím ParaView [57].....	39
4.1	Trojrozměrné zobrazení zdroje a BS sféry s detektorem.....	42
4.2	Sekce [Surface]	43
4.3	Sekce [Cell]	44
4.4	Prvky použité v simulaci	45
4.5	Histogram zdroje $^{241}\text{Am-Be}$	46
4.6	Trojrozměrné zobrazení simulovaného prostoru	47
4.7	Vstup PHITS pro beton a cihlu	48
4.8	Vstup PHITS pro složitější prostředí.....	49
4.9	Simulované spektrum energie ^3He detektoru	50
4.10	Vstup PHITS pro tally T-Track.....	51
5.1	Výstup T-Track pro sféru 36 cm a energii neutronů 1 meV	54
5.2	Výstup T-Track pro sféru 36 cm a energii neutronů 20 MeV	54
5.3	Trojrozměrná funkce odezvy pro set BS s detektorem ^3He	56
5.4	Detailní průběh funkce odezvy pro set BS s detektorem ^3He	56
5.5	Odezva detektoru s BS na spektrum $^{241}\text{Am-Be}$ zdroje	59
5.6	Detailní funkce odezvy pro vybrané sféry.....	60
5.7	Grafické znázornění simulovaného neutronového toku	61
5.8	Simulovaná a experimentální data úlohy.....	63
5.9	Účinnost detektoru v různých vzdálenostech	65

SEZNAM TABULEK

1.1	Kategorie neutronů dle energetických rozsahů [4]	13
1.2	Parametry vybraných (α ,n) neutronových zdrojů [17]	19
1.3	Parametry (γ ,n) neutronových zdrojů [17]	21
5.1	Účinnost detektoru v procentech pro dané měření	64

ÚVOD

Objev neutronů a s tím přímo spjatá problematika neutronové detekce je stále považována za téma, ve kterém je nutné dosáhnout řady zlepšení. Toto relativně mladé téma zažilo největší pokroky teprve za poslední 2 desetiletí, kdy technologie umožnila analogové počítání záblesků vytvořených dopadem neutronů zdigitalizovat. Digitalizace tohoto procesu vše značně urychlila a zpřesnila. Pokroky byly dosaženy zejména u detekce tepelných neutronů. Naopak detekce rychlých neutronů, tak aby nebyly ztraceny důležité informace jejich zpomalením je sice proveditelná, ale značně ztížena momentálně dostupnou technologií.

V dnešní době existuje několik způsobů, jak neutrony nejen detekovat, ale i měřit jejich parametry. Tyto zařízení jsou důležité zejména, protože neutronové záření je schopné poškodit nejen materiály tomu vystavené, ale hlavně mít destruktivní následky na lidské tělo.

Jedním z vhodných nástrojů na detekci přítomnosti a intenzity neutronového záření jsou Bonnerovy sféry, které můžou sestávat z řady materiálů, ale jejich hlavním úkolem je zpomalení neutronů na takovou rychlost, aby byly efektivně detekovatelné. Jedním z cílů této práce je definovat a blíže porozumět materiálům používaných pro toto zařízení a stanovit jejich funkce odezvy.

Jisté nedostatky fyzicky provedeného měření v laboratoři jako například značná nejistota měření způsobená účinností zařízení nebo neschopnost zjištění různých parametrů bez velice drahého a specializovaného vybavení lze vynahradit simulováním tohoto měření v příslušném programu. V této práci je využit program PHITS, který vytvořila Japonská agentura pro atomovou energii ve spolupráci s dalšími odborníky po celém světě. Program PHITS je v této práci představen, vysvětlen a jsou provedeny tři série simulací, které přibližují problematiku odezvy Bonnerových sfér a simulování reálně provedených měření.

1. NEUTRONY

Neutrony s jejich nejvýznamnější vlastností, kterou je jejich nulový elektrický náboj tedy tzv. neutrální částice objevil J. Chadwick v roce 1932 po provedení řady experimentů, ve kterých sledoval interakci částic alfa s ${}^9_4\text{Be}$. Existence neutronu byla předpovězena zhruba 12 let před tímto objevem E. Rutherfordem, který stanovil, že blízká kombinace protonu a elektronu musí znamenat přítomnost neutrální částice, která dokáže volně procházet hmotou a je velmi těžká detekovat. Chadwick následně roku 1935 obdržel Nobelovu cenu za fyziku a přesněji za objev neutronu. Tento objev vedl dále ke značnému pokroku ve fyzice atomového jádra, kdy Heisenberg navrhl model atomového jádra složeného z protonů a neutronů. Poté byly vytvořeny základní zákony interakce neutronů. Právě díky jeho unikátním vlastnostem byl neutron objeven až jako poslední z částic v atomu, kdy první byl objeven elektron v roce 1897 J. J. Thomsonem a proton v roce 1920 E. Rutherfordem [1], [2].

Kromě nulového náboje jsou dalšími významnými parametry hmotnost, vlnová délka a spin.

Hmotnost neutronu se rovná $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27}$ kg. Tato hodnota je s velkou přesností určena během měření, ve kterém dochází k zachytu tepelných neutronů jádrem vodíku. Tato reakce je doprovázena emisí záření gama o energii, která je rovná vazbové energii deuteronu. Z těchto naměřených veličin je poté proveden samotný výpočet hmotnosti. Hodnota hmotnosti se poté časem upřesňovala s tím, jak se upřesňovali hmotnosti deuteronu a protonu [1], [3].

Vlnová délka neutronu závisí primárně na okamžité rychlosti neutronu. De Broglieova vlna značena λ , lze určit z De Broglieho vztahu

$$\lambda = \frac{h}{m_n \cdot v_n}, \quad (1.1)$$

kde $h = 6,6261 \cdot 10^{-34}$ J.s je Planckova konstanta, m_n je klidová hmotnost neutronu a v_n je rychlost neutronu. Kdy pro představu vlnová délka pro rychlé neutrony činí přibližně $\lambda = 2,8 \cdot 10^{-14}$ m a pro tepelné neutrony vychází na $\lambda = 4,95 \cdot 10^{-8}$ m. Klasifikace neutronů bude vysvětlena dále v této práci [1], [3].

Spin neutronu byl stanoven na $\frac{1}{2}$. Spin jako takový nemá klasický fyzikální ekvivalent, ale je definován jako vektorová veličina momentu hybnosti s přesně definovanými pravidly chování. Neutrony tedy reagují na vnější magnetické pole a mají tím pádem svůj magnetický moment, který se rovná $\mu_n = -9,622 \cdot 10^{-27}$ J.T $^{-1}$. Což znamená, že magneticky interaguje s atomy ve feromagnetických látkách tzv. magnetický rozptyl, a to umožňuje významnou řadu využití neutronů od zkoumání atomové struktury materiálů po možnost manipulování vlastností neutronových paprsků v částicových urychlovačích. To, že neutron má magnetický moment, ale žádný náboj

zavdalo vzniku kvarkovému modelu v roce 1960. Bylo stanoveno, že neutron se skládá ze třech kvarků, a to dvou kvarků d a jednoho kvarku u, které dohromady dávají neutronu jeho vlastnosti [1], [2].

Neutrony se nejčastěji vyjadřují hodnotou jejich energie, která je přímo spojena s jejich rychlostí. Energie neutronu lze stanovit následujícím vztahem

$$E = \frac{1}{2} \cdot m_n \cdot v^2, \quad (1.2)$$

kde m_n je klidová hmotnost neutronu a v je jeho rychlost. Hmotnost neutronu je konstantou tudíž pro stanovení energie neutronu je nutné znát pouze jeho rychlost. Neutrony na základě hodnoty jejich energie lze rozdělit až do deseti kategorií, které mají rozsah od 0 eV do 20 MeV. Plně dostačující je zjednodušený rozsah na tepelné, rezonanční a rychlé neutrony. Tabulka 1.1 obsahuje výčet těchto třech typů včetně jejich rozsahu energií [4].

Tabulka 1.1 Kategorie neutronů dle energetických rozsahů [4]

Klasifikace	Rozsah energie (eV)
Tepelné neutrony	0,025 – 1
Rezonanční neutrony	1 – $1 \cdot 10^3$
Rychlé neutrony	$1 \cdot 10^3$ – $10 \cdot 10^6$

Neutrony tepelné tedy neutrony o pokojové teplotě mají teplotu zhruba 300 K, energii 0,025 eV a jejich rychlost je přibližně 2,2 km/s. Tento energetický stav má velký význam pro řadu jeho využití. Neutrony v tomto stavu mají velký účinný průřez pro štěpení, to znamená, že je lze účinně použít pro provozování štěpné jaderné reakce v reaktorech. Jejich velká vlnová délka umožňuje řadu využití v neutronové optice a odpovídá přirozenému rozestupu mezi atomy v krystalických pevných látkách, což se využívá pro prozkoumávání jejich struktury [5].

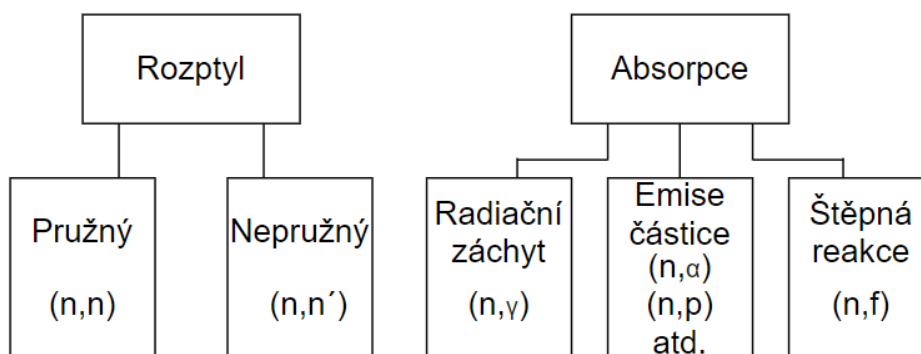
Uvnitř jádra nacházející se neutron je běžně stabilní. Od chvíle, kdy byly neutrony objeveny bylo zřejmé, že neutron nacházející se mimo atomové jádro tzv. volný neutron podléhá beta rozpadu, což znamená, že jeho přeměna v proton je doprovázena uvolněním elektronu. Jeho poločas rozpadu je přibližně 10 minut a 14 sekund [6]. Poločas rozpadu je čas, který je potřeba pro rozpad poloviny původní hodnoty dané látky. Tento rozpad vede k přeměně neutronu na proton, elektron a antineutrino, který lze popsat

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}, \quad (1.3)$$

kde dojde při této přeměně k celkovému snížení energií. Rozdíl klidové energie neutronu a součtu energií vzniklého protonu, elektronu a antineutrina, činí 782 keV a je předán jako kinetická energie částicím. Klidová energie neutronu je větší, než součet klidových energií všech rozpadových produktů dohromady z toho důvodu dochází k samovolnému rozpadu [7].

1.1 Interakce neutronů s látkou

Neutron jako takový může mít díky nulovému elektrickému náboji mnoho žádoucích způsobů interakce, které jsou využívány u nejrůznějších typů látek, pro zjišťování celé řady vlastností daného materiálu nebo jednoduše pro využití vlastností, ve které tato interakce vyústí. Jak bylo stanoveno v přechozí kapitole, tak volný neutron má poločas rozpadu 614 sekund, ale tento parametr může být v reálných měřeních zanedbán, protože neutron průchodem materiálu postupně ztrácí svoji energii, a nakonec většinou dojde k jeho zachytu v čase mnohem kratším než sekunda. Tyto interakce se dělí do několika kategorií, s tím že primárně může dojít k pohlcení neutronu nebo k jeho rozptylu. Přehledné rozdělení kategorií neutronových interakcí včetně vstupních a výstupních částic je znázorněno na obrázku 1.1.



Obrázek 1.1 Kategorie neutronových interakcí [8]

Rozptyl je důležitá reakce, která se může odehrát na libovolné hodnotě energie neutronu a je důležitá zejména pro zpomalování neutronů na tepelnou úroveň. Tato reakce znamená, že při srážce neutronu s jádrem dojde k výměně kinetické energie, kdy neutron odevzdá část své energie jádru. Při pružné srážce dojde k přerozdělení kinetické energie dle zákonů zachování energie a zachování hybnosti, tedy je pouze přerozdělena energie z neutronu na jádro. Například při jedné srážce neutronu s atomem vodíku je průměrná ztráta kinetické energie neutronu jeho polovina aktuální energie [5], [8].

Pro nepružný rozptyl platí, že jádro přejde do excitovaného stavu, ze kterého se následnou emisí záření alfa, beta nebo gama vrátí zpátky do základního stavu. Celková kinetická energie neutronu a jádra před a po srážce si již není rovna, protože část původní kinetické energie je spotřebována na excitování jádra. Určení velikost ztracené energie v tomto procesu je obtížné, protože záleží hlavně na energetických úrovních uvnitř jádra, ale je důležité, že celková energie touto srážkou byla snížena. Ovšem pokud jsou excitační stavy na příliš velkých hodnotách energií

na to, aby bylo možné jich dosáhnout s dostupnou energií neutronu, tak je nepružný rozptyl nemožný. Nepružný rozptyl například u vodíku není možný, protože nejsou žádné excitační stavy, do kterého by byl vodík excitován, takže vodík podléhá pouze pružnému rozptylu. Ať se jedná o pružný nebo nepružný rozptyl hlavním cílem je snižování neboli moderace energie neutronů, a tím umožňování jejich následného využití nebo detekce [5], [8].

Absorpce vede k proniknutí neutronu do jádra, tedy je jím absorbován, což má za následek vznik nestabilního a radioaktivního jádra, které se rozpadne v určitém poločase přeměny. Během rozpadu jádra může dojít k emisi řady sekundárních záření jako například emisi protonů, alfa částic, dvou neutronů a dalších. Na výsledném typu reakce, kterou neutron bude mít po srážce s jádrem záleží hlavně na energii neutronu a na typu samotného jádra. Při radiačním záchytu je počet neutronů v jádře zvýšen o jedna a zároveň dochází k vyzáření promptního gama kvanta. Takto vzniklé nestabilní jádro se dále přemění alfa nebo beta mínus rozpadem a dochází k dalším emisím kvant gama záření, nyní už zpožděných [9].

Při absorpci dopadajícího neutronu jádrem může dojít k emisi jedné nebo více částic. Vždy záleží na typu jádra, které absorbuje neutron. Může buď vzniknout jedno stále těžké jádro a uvolnit několik lehčích produktů nebo může dojít k rozdělení jádra na dva fragmenty o přibližně stejné hmotnosti. Toto rozdělení na fragmenty se nazývá štěpení a nastává jen u řady těžkých nuklidů, kdy jeden z nejznámějších je ^{235}U , který se používá pro štěpnou řetězovou reakci v jaderných reaktorech. Využívá se zejména kvůli velkému množství uvolněné energie, okolo 200 MeV a doprovázené emisi dvou až třech okamžitých neutronů, které slouží pro udržení řetězové reakce [9].

1.2 Účinný průřez

Účinný průřez je míra pravděpodobnosti, že ostřelující částice neutronu bude interagovat s částicí terče. Pokud je velké množství neutronů o stejné energii ve svazku namířeno na tenkou vrstvu materiálu, tak některé neutrony projdou materiálem bez žádné interakce, další při srážce změni svůj směr a energii a další se z materiálu ven nedostanou. Účinný průřez pro absorpci je tedy vyjádřen jako pravděpodobnost absorpce jednoho neutronu, který projde terčovou plochou o rozměru 1 m^2 . Účinný průřez se rozděluje na makroskopický a mikroskopický [10].

Mikroskopický účinný průřez σ vyjadřuje pravděpodobnost, i když má definovanou jednotku oproti jiným matematickým pravděpodobnostem a touto jednotkou je barn (b), který odpovídá

$$1\text{ b} = 10^{-24}\text{ cm}^2 = 10^{-28}\text{ m}^2, \quad (1.4)$$

kde rozměr jednoho barnu je pouze zlomek jednoho čtverečního centimetru, kvůli velkému množství atomů a je nazýván mikroskopický, protože jde o interakci neutronů s jedním jádrem uvnitř plochy jednotkové velikosti. Mikroskopický účinný průřez závisí hlavně na atomové hmotnosti terčového jádra a na energii neutronu

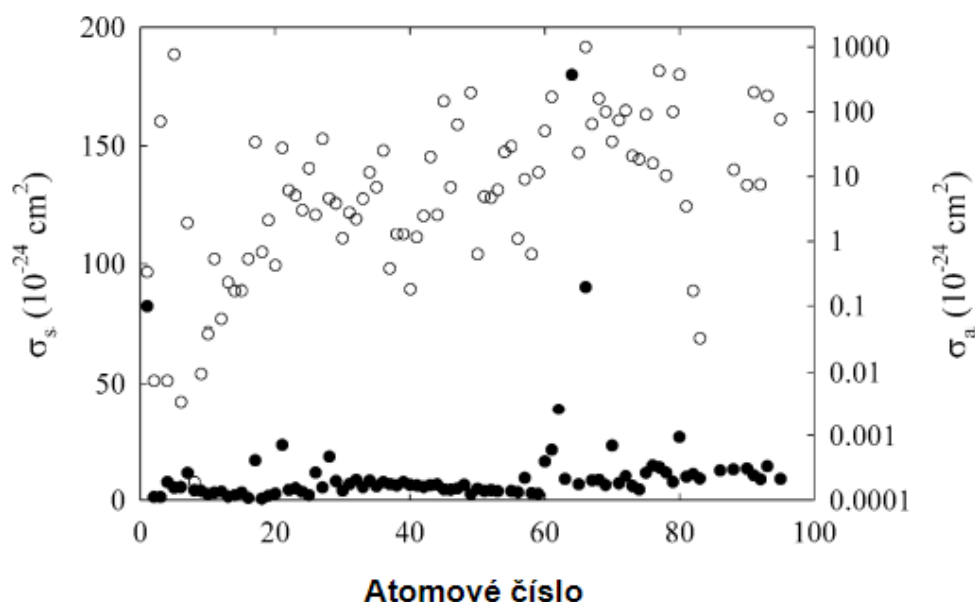
vstupujícího do interakce s jádrem. Účinný průřez je poté definován pro všechny typy reakcí, které neutron může mít a jsou popsány v předchozí kapitole [10].

Celkový účinný průřez σ_t udává celkovou pravděpodobnost, že některý z typů reakce nastane. Každá reakce má svoji pravděpodobnost, tudíž jsou nezávislé na hodnotách pravděpodobností ostatních, takže jde vlastně o součet všech jednotlivých typů, který lze zjednodušit na

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a, \quad (1.5)$$

kde σ_s je účinný průřez pro rozptyl a σ_a je účinný průřez pro absorpci [10].

Pro názornější ukázkou je na obrázku 1.2 vidět účinný průřez tepelných neutronů pro rozptyl a absorpci. Prázdné kruhy jsou body hodnot účinného průřezu pro absorpci a jsou vyneseny logaritmicky vůči pravé ose y. Plné kruhy udávají účinný průřez pro rozptyl a jsou vyneseny lineárně vůči levé ose y [2]. Na ose x jsou vynesena atomová čísla prvků.



Obrázek 1.2 Účinný průřez tepelných neutronů pro rozptyl a absorpci [2]

Makroskopický účinný průřez Σ je definován jako součin mikroskopického účinného průřezu s hustotou jader v jednotkovém objemu. Určuje hodnotu pravděpodobnosti interakce neutronu s jádrem, která odpovídá celkovému počtu jader v jednotkovém objemu a při neutronech, které urazily jeden centimetr vzdálenosti [10]. Tato pravděpodobnost je definována vztahem

$$\Sigma = N\sigma, \quad (1.6)$$

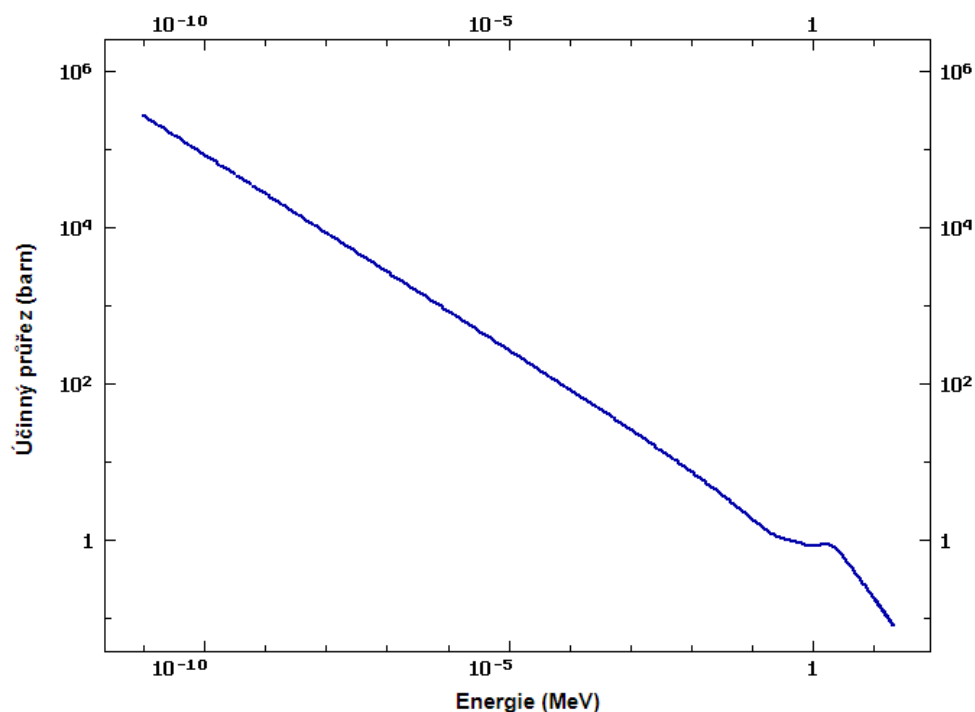
kde N je počet jader a σ je celkový účinný průřez. Následně pro určení množství jader N v jednotkovém objemu se používá následující vztah

$$N = \frac{\rho \cdot N_A}{M}, \quad (1.7)$$

kde ρ je materiálová hustota, $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ je Avogadrova konstanta a M je molární hmotnost [10].

Pokud se daná látka skládá z více než jednoho druhu jádra, tak se celkový makroskopický účinný průřez určuje jako součet makroskopických průřezů každého druhu jádra zvlášť [10].

Na obrázku 1.3 je uveden účinný průřez pro reakci (n, p), izotopu ^3He [11]. ^3He je jedním z nejpoužívanějších médií uvnitř plynových detektorů. Účinný průřez tohoto izotopu je značně vyšší pro neutrony nižších energií, a to až o několik řádů vzhledem k exponenciálnímu trendu poklesu. Tepelné neutrony nabývají hodnoty účinného průřezu této reakce 5330 b. Jedná se o hodnotu značně větší než například pro bor, který je také využíván jako náplň v plynových neutronových detektorech a nabývá hodnoty 3840 b [12], [17].



Obrázek 1.3 Účinný průřez pro izotop ^3He [11]

1.3 Neutronový tok

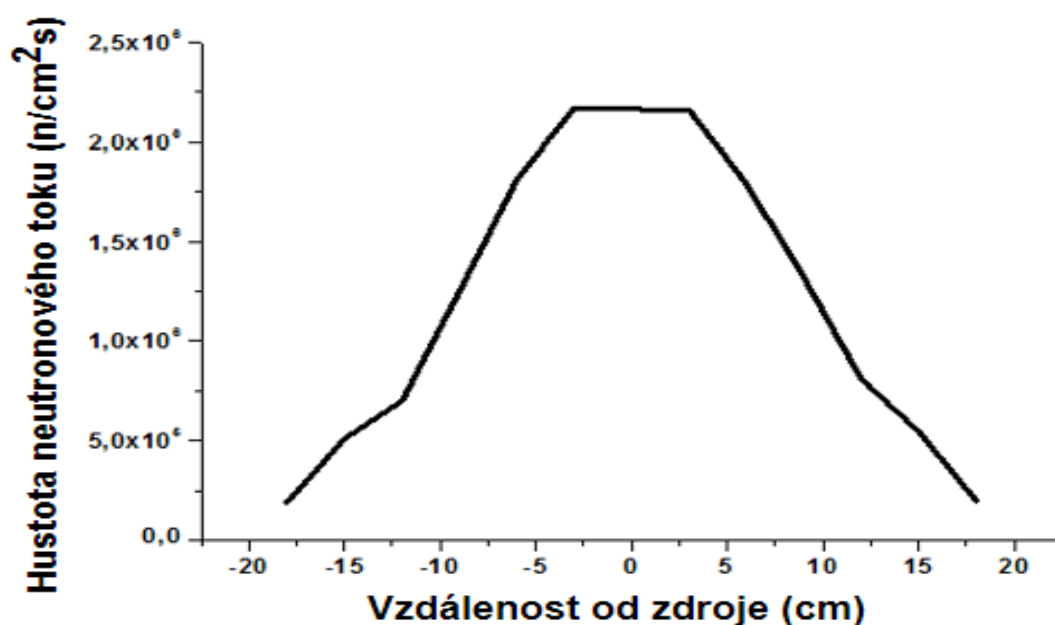
Ve většině případů z neutronového zdroje nejsou emitovány paralelní paprsky neutronů, ale dochází k vyzařování do všech směrů kolem zdroje a neutrony mají určitou distribuci energie. Příkladem takového prostředí je prostor uvnitř jaderného reaktoru. Pro definování neutronové populace v určitém prostoru jsou využity pojmy hustoty, toku a rychlosti [13].

Hustota toku neutronů je veličina udávající množství neutronů uvnitř jednoho krychlového centimetru. Hodnota této veličiny se může lišit bod od bodu a v průběhu času, ale v rámci zjednodušení bude brána tato veličina jako konstanta. Dále je brána v potaz rychlost neutronů, která definuje délku dráhy, kterou neutron urazí za jednu sekundu a tím udává pravděpodobnost jeho interakce s látkou. Hustota neutronového toku je skalární veličina, která definuje počet neutronů procházející libovolnou jednotkovou plochou ve všech směrech za jednotku času, dle vztahu

$$\phi = n \cdot v, \quad (1.8)$$

kde ϕ je hustota neutronového toku, n je hustota neutronů a v je rychlost neutronů [13].

Grafický příklad hustoty neutronového toku standardního zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ s aktivitou 20 Ci (740 GBq) je uveden na obrázku 1.4, kdy maximální hodnota dosahuje $2,2 \cdot 10^6 \text{ n/cm}^2\cdot\text{s}$ [14].



Obrázek 1.4 Hustota neutronového toku zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ [14]

1.4 Zdroje neutronů

Existuje řada způsobů, jak docílit emise neutronů, a tedy existuje i řada neutronových zdrojů, které fungují na rozdílných principech pro vyhovění jejich specifickému účelu využití, ale principiálně jde vždy hlavně o vyzařování neutronů. Neutronové zdroje jako takové lze dělit několika způsoby, kterými mohou být například velikost, aplikace, konstrukční uspořádání, typ reakce nebo také dle jejich energetického spektra. V této práci budou neutronové zdroje děleny na radionuklidové zdroje, neutronové generátory na bázi urychlovačů částic a jaderné reaktory [15].

1.4.1 Radionuklidové zdroje

Radionuklidové zdroje sestávají z přirozeného radionuklidu vyzařující záření ať už alfa nebo gama a vhodného materiálu. Tento rozměrově malý soběstačný neutronový zdroj má značnou výhodu v jeho snadné manipulaci a širokém spektru, ale na druhou stranu od zahájení reakce nelze již nikdy vypnout. Další z významných výhod je jejich poměrně nízká cena, což tento zdroj činí výbornou volbou pro laboratorní využití. Tyto zdroje mají mnohem nižší hodnoty hustoty toků neutronů oproti například jaderným reaktorům nebo urychlovačům částic [16], [17].

Zdroje (α ,n) fungují na principu rozpadu prvku, který doprovází emise záření alfa, které ostřeluje jádra lehkého prvku s následnou emisí neutronového záření. Ostřelovaný nuklid musí být lehký z důvodu velikosti Coulombovy bariéry, kdy částice alfa nedokáže tuto bariéru překonat u těžších prvků. Dále je důležité, aby zářič měl vhodnou hodnotu poločasu rozpadu a co nejmenší množství doprovodného záření gama. Pokud by měl příliš velký poločas rozpadu, tak to vede ke snížení aktivity a pro vykompenzování tohoto problému by bylo potřeba zvětšovat velikost zdroje. Na druhou stranu, pokud má zdroj krátký poločas rozpadu, tak je omezena životnost zdroje, kvůli značně klesající emisivitě. Tyto požadavky značně zužují výběr vhodných typů materiálu. Jakožto ostřelovaný materiál je nejvíce používán beryllium ^9Be a to tedy vždy v kombinaci se zdrojem alfa záření. Jako alfa zdroj se volí prvky se střední dobou života, kdy dříve se kvůli menšímu výběru používaly například ^{226}Ra a ^{227}Ac , které byly nevhodné pro jejich značné rušení prostřednictvím gama částic. Následně se používalo ^{210}Po , až se později stalo jedním z nejpoužívanějších ^{241}Am , které má jak vhodný poločas rozpadu, tak i výtěžek. V tabulce 1.2 je uveden přehled charakteristických zdrojů a jejich parametrů [16], [17].

Tabulka 1.2 Parametry vybraných (α ,n) neutronových zdrojů [17]

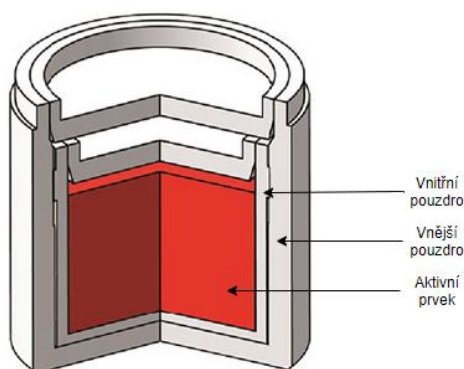
Zdroj	Poločas rozpadu	Energie alfa částice (MeV)	Neutronový výtěžek za 10^6 alfa částic
$^{238}\text{Pu-Be}$	87,4 let	5,48	79
$^{239}\text{Pu-Be}$	24000 let	5,14	65
$^{210}\text{Po-Be}$	138 dní	5,3	73
$^{241}\text{Am-Be}$	433 let	5,48	82
$^{242}\text{Cm-Be}$	162 dní	6,1	118
$^{244}\text{Cm-Be}$	18 let	5,79	100

Všechny alfa zářiče, které mají praktické využití jsou tzv. aktinoidy a z těchto aktinoidu a beryllia lze vytvořit stabilní slitinu. Všechny tyto zdroje jsou tedy v jedné kompaktní podobě slitiny většinou válcového tvaru, a tedy alfa částice mohou interagovat s jádry beryllia s prakticky nulovou ztrátou energie. Zdroje uvedené v tabulce 1.2 mají oproti jejich starším předchůdcům mnohem jednodušší alfa rozpad

a nižší rušení gama zářením. Volba mezi těmito zdroji záleží hlavně na jejich dostupnosti, ceně a požadovaném poločase rozpadu. Z čistě praktického hlediska by byl nejlepší volbou pro zdroj ^{244}Cm s jeho pro spoustu účelů dostačujícím poločasem rozpadu a dobrým výtěžkem, ale na druhou stranu je značně problematická jeho dostupnost [17].

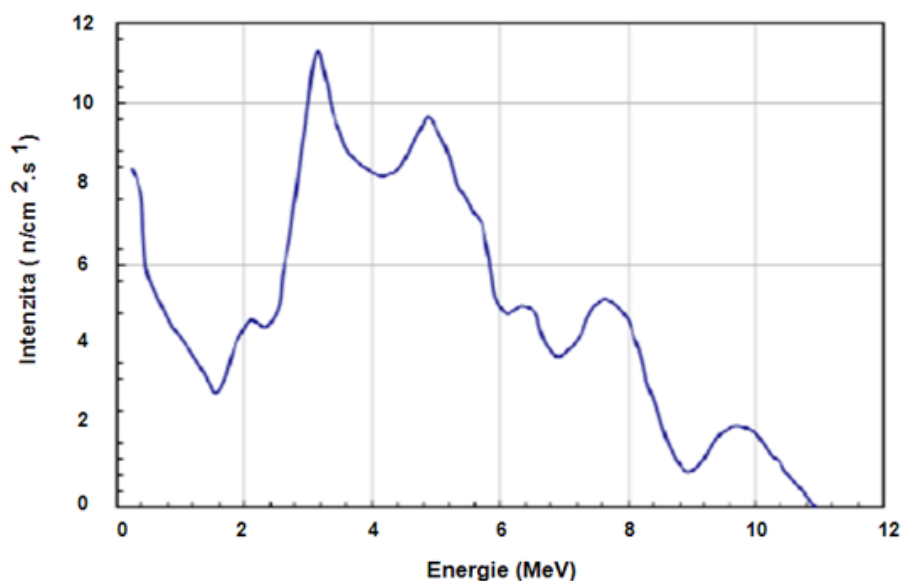
Menší zdroje tohoto typu, co mají do váhy jen několik gramů se dají uvažovat jako bodový zdroj s neovlivněným spektrem, které je na povrchu zdroje stejné jako při reakci. Naopak u zdrojů, které jsou již větší, tak uvažování tohoto zdroje jako bodového by vneslo řadu nepřesností, protože neutron v těchto zdrojích má již reálnou možnost dále interagovat s ostatními částicemi a ovlivnit tak i spektrum zdroje [16].

Po vyřešení problematiky velikosti je potřeba se zaměřit i na gama záření, které je spjaté s emisí neutronů u každého zdroje a je nežádoucí. Problematika tohoto záření závisí v jeho ovlivňování výsledků měření a také v tom, že toto záření není zachyceno v zdroji a je potřeba tedy dbát na ochranu před tímto zářením. Jedno z hlavních požadavků na tyto zdroje je tedy jeho přechovávání v bezpečné nádobě pro zamezení úniku produktů zářiče do prostředí. Tato nádoba, jak je znázorněna na obrázku 1.5 je tvořena dvěma válci z nerezové ocele, aby byla zajištěna ucelenost a neporušitelnost tohoto zdroje běžnými prostředky, kdy ve vnitřním válci se nachází volný prostor pro helium, které postupně vzniká při zpomalení a neutralizování alfa částic, z důvodu zamezení zvyšování tlaku uvnitř obalu [16].



Obrázek 1.5 Vrstvy radionuklidového zdroje [18]

Neutronové zdroje vyzařují neutrony o řadě energií, které lze uceleně nazvat energetické spektrum. Toto spektrum záleží na typu zdroje a reakce. Na obrázku 1.6 je uvedeno energetické spektrum neutronů specifické pro $^{241}\text{Am-Be}$, které v tomto případě nabývá intenzity emise neutronů $1,221 \cdot 10^8$ neutron/s [19]. Samotný průběh je charakteristický pro zdroj $^{241}\text{Am-Be}$, ale hodnoty intenzit, kterých zdroj nabývá jsou již unikátní. V práci je dále využito energetické spektrum zdroje $^{241}\text{Am-Be}$, ale hodnoty intenzit jsou normovány na jednotku intenzity, která je dále násobena vhodnou hodnotou pro získání výsledků v požadované veličině [19].



Obrázek 1.6 Energetické spektrum neutronů zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ [19]

Zdroje (γ , n) pracují na stejném principu jako zdroje alfa záření, s tím rozdílem, že místo alfa záření se pro dosažení emise neutronů využívá záření gama. Poté co terčíkové jádro je dostatečně excitováno fotonem gama záření dojde k emisi volného neutronu, kdy dva prvky mají reálné a praktické využití a těmi jsou ^9Be a ^2H . Hlavním rozdílem a možnou výhodou je, že za využití gama záření je možné dosáhnout skoro monoenergetického neutronového záření, jelikož energie gama záření jen zřídka přesahuje hodnotu 3 MeV a může být monoenergetické. Existuje řada radioaktivních izotopů, ať už přírodních nebo uměle vytvořených, které se dají využít jako gama zářiče. S tímto typem zdroje je spjata také řada nevýhod, mezi které patří hlavně jejich relativně krátký poločas rozpadu, malý výtěžek a potřeba speciálních opatření při stínění, kvůli přirozeně silné penetrační schopnosti gama záření. V tabulce 1.3 jsou uvedeny některé typy těchto zdrojů s jejich parametry. Řada těchto zdrojů vyžaduje opětovnou aktivaci v reaktoru mezi použitím z důvodu velice krátkého poločasu rozpadu gama zářičů [20].

Tabulka 1.3 Parametry (γ ,n) neutronových zdrojů [17]

Zdroj	Poločas rozpadu	Energie gama (MeV)	Neutronový výtěžek za 1010 Bq
$^{24}\text{Na-Be}$	15 hodin	2,7541	340000
$^{24}\text{Na-D}$	15 hodin	2,7541	330000
$^{28}\text{Al-Be}$	2,24 minut	1,7787	32600
$^{38}\text{Cl-Be}$	37,3 minut	2,1676	43100
$^{56}\text{Mn-Be}$	2,58 hodin	Více energií	91500
$^{124}\text{Sb-Be}$	60,2 dní	1,6910	210000

1.4.2 Neutronové generátory na bázi urychlovačů částic

U předchozích typů zdrojů dochází k nekontrolovanému vyzařování neutronů do širokého prostoru kolem celého zdroje. Neutronové generátory na bázi urychlovačů částic jsou specifické jejich značným odstíněním jakéhokoliv záření od okolí a tedy, tím že personál nedojde při běžném používání do kontaktu se zářením. Jejich další nesporná výhoda je schopnost produkovat monoenergetické paprsky neutronů, a to v širokém pásmu energií. Nejenom, že lze volně měnit hodnotu energií neutronů, ale lze také měnit hustotu toku neutronů a jako poslední významnou výhodou je možnost tento paprsek libovolně přerušovat a tím měřit tzv. dobu letu („time of flight“). Na základě výše uvedených významných výhod tohoto typu zdroje existuje řada urychlovačů, které se můžou dále blíže specializovat na některou z těchto výhod, a tím značně přispět k řadě výzkumů, tak jak to dříve nebylo ani zdaleka reálné [20].

Monoenergetičnost neutronového zdroje se například využívá pro kalibrace a stanovení parametrů zařízení využívaných v neutronové dozimetrii. Těmto urychlovačům se říká lineární, a mezi nejběžnější reakce využívaných uvnitř těchto zařízení jsou především reakce



kdy první reakce vyprodukuje neutrony o hodnotě energie 3 MeV a reakce druhá vyprodukuje neutrony o hodnotě energie 17,6 MeV [5].

Dalším významným využitím urychlovače je jeho aplikace v medicíně a přesněji řečeno pro radioterapie, ve kterých dochází k ozařování zhoubných nádorů a tím jejich následnému odstranění.

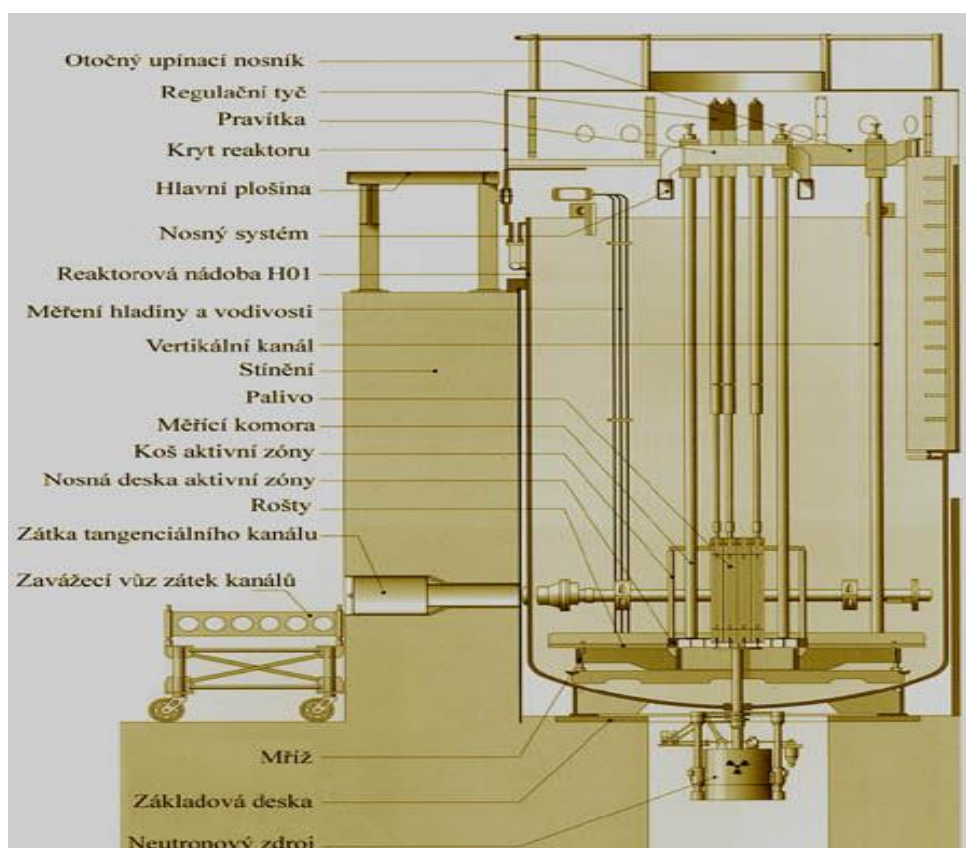
1.4.3 Jaderné reaktory

V jaderných reaktorech jakožto zdrojích neutronů se vytváří neutrony účelně na jejich okamžité použití pro udržení řízené řetězové štěpné reakce. Tato reakce, která byla již nastíněna dříve v této práci se skládá z interakce tepelných neutronů s jádry štěpitelných izotopů, například tedy s ${}^{235}\text{U}$ nebo ${}^{239}\text{Pu}$. Tato interakce vyústí v rozštěpení jádra těžkého prvku a tím následnému uvolnění 2 až 3 rychlých neutronů. Takto získané rychlé neutrony mají ale příliš velkou energii, tudíž se využívá moderátorů, které absorbují část energie neutronů, dokud tato energie nepoklesne na hodnotu tepelných neutronů, ve kterých má největší pravděpodobnost pro podstoupení štěpné reakce [21].

Existují různé využití reaktorů. Tím nejznámějším je jeho využití v jaderných elektrárnách, kde dochází k využívání právě uvolněné energie při štěpení, která dosahuje hodnot okolo 200 MeV pro jedno štěpení jádra ${}^{235}\text{U}$, avšak problematikou jaderných elektráren se v této práci nebudeme blíže zabývat [21].

Další možností využití jaderného reaktoru je pro výzkumu. Na světě existuje momentálně 223 [22] výzkumných reaktorů pro celou řadu účelů. Výzkumný reaktor z pohledu zdroje neutronů může oproti ostatním reálně používaným zdrojům dosahovat několiknásobků množství neutronů. Jednou z definujících vlastností jednotlivých reaktorů (další jsou například velikost reaktoru, obohacení paliva, etc.) je jaký využívá moderátor. Nejčastěji využívaným moderátorem výzkumného reaktoru je voda, která slouží jako moderátor, a i jako chlazení. Principiální schéma takového reaktoru je na obrázku 1.7, kdy se jedná o výzkumný reaktor VR-1 umístěný v Praze. Dalšími možnostmi jsou například těžká voda, grafit nebo také žádný moderátor, kde se jedná o tzv. rychlý reaktor [22].

Z těchto reaktorů jsou vyváděny horizontální kanály pro získání právě neutronového záření. Významnou problematikou těchto zařízení je, že jsou tímto kanálem získány všechny komponenty jaderné reakce, které je následně potřeba vyfiltrovat pro získání pouze neutronů o požadované energii. Spjaté s problematikou získání neutronů požadované energie je poté nutná znalost specifických umístění dalších moderátorů pro přesně dané ovlivnění energetického spektra uvnitř reaktoru. Takto specifické umístění moderátorů může značně rozšířit schopnosti výzkumného reaktoru [21].



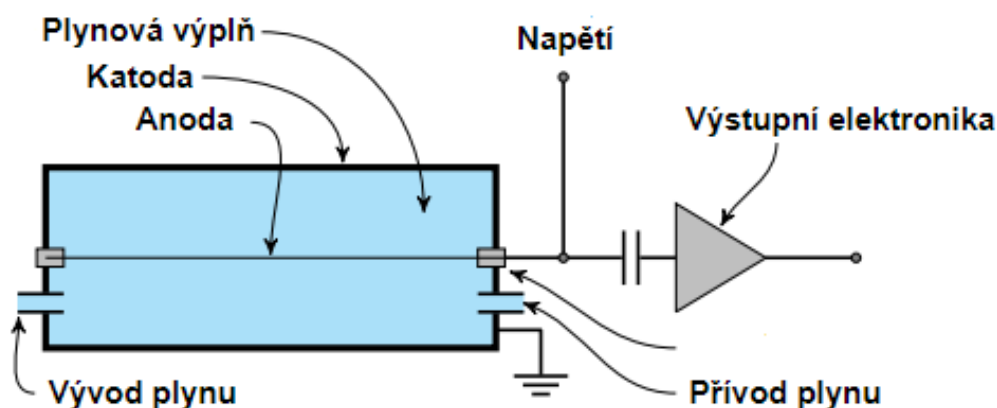
Obrázek 1.7 Reaktor VR-1 Vrabec v Praze [23]

2. DETEKTORY NEUTRONŮ

Základním předpokladem pro detektory neutronů je měření dávky ionizujícího záření s dostatečnou přesností v rámci celého rozsahu energií. Detektor známý také jako dozimetr lze například využívat pro stanovení přítomnosti nebo charakteru neutronového pole, a lze ho mít i jako přenosné zařízení pro stanovení dávky záření, které se pracovní personál vystavil. Nicméně detektor jakéhokoliv typu nedokáže splnit veškeré podmínky požadované při komplexních měření, a je důležité správné využití detektoru s příslušnou měřicí schopností pro dané měření. Je tedy nutné znát silné a slabé stránky jednotlivých detektorů pro zajištění správného měření a interpretaci výsledků měření. Detektor jako takový může mít celou řadu provedení, nicméně v této práci se budeme soustředit na dozimetrii neutronů, a tedy funkci vybraných neutronových detektorů [24].

2.1 Proporcionální detektory

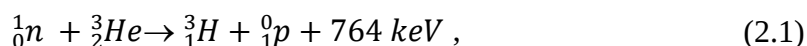
Proporcionální detektory nebo také nazývané také plynem plněné detektory jsou nejrozšířenější skupinou komerčně používaných detektorů záření. Tento typ je relativně jednoduchý z konstrukčního hlediska a jednoduchý na ovládání. Všechny detektory v této kategorii fungují na principu detekce interakce mezi neutrony a plynem uvnitř detektoru. Výsledkem interakce mezi neutrony a plynem je excitované jádro, které emituje nabitou částici, která následně ionizuje okolní plyn. Ideální volbou plynu pro detekci neutronů je plyn takový, který má velký účinný průřez pro absorpci neutronu. Na obrázku 2.1 se nachází schématické znázornění proporcionálního detektoru [24], [25].



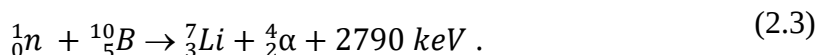
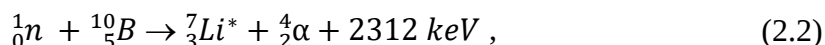
Obrázek 2.1 Schéma proporcionálního detektoru [25]

Uvnitř komory s plynem se nachází elektrody, které jsou pod napětím a vytváří elektrické pole. Elektrické pole přitahuje elektricky nabitě částice a dle velikosti použitého napětí je ovlivňováno množství získaných iontů, což vede k celé škále problematiky s tímto napětím spojené a různých režimů, ve kterých lze tento detektor provozovat. Elektricky nabitě částice, které ať se dostanou dle svého znaménka na kladnou nebo zápornou elektrodu detektoru způsobí elektrický impuls na výstupu detektoru, který je vyhodnocován. Každý zaznamenaný impuls na výstupu z detektoru znamená jednu detekovanou částici. Hlavní nevýhodou těchto detektorů je nízká hustota plynu, která vede k nižší šanci interakce záření a tím k nižší účinnosti detekce [24].

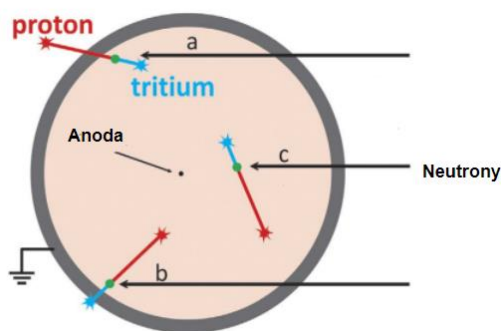
Dle typu plynu použitého v detektoru je tedy dána citlivost detektoru vzhledem k účinnému průřezu plynu. Čím větší má použitý plyn neboli jeho izotop účinný průřez, tím větší je šance pro způsobení detekovatelné ionizace. Dvěma široce používanými typy plynu je helium a bor. U heliového detektoru dochází k reakci (n, p) a u borového detektoru k reakci (n, α). Tento děj uvnitř plynu způsobený neutrony lze definovat reakcemi dle [26], která je pro heliový detektor, ve kterém se nachází izotop ^3He



a pro borový detektor, ve kterém se nachází izotop ^{10}B jde například o reakce



Neutrony poté co podstoupí interakci s ^3He podle reakce v rovnici (2.1) způsobí uvolnění energie o hodnotě 764 keV. Tato hodnota je součtem hodnot, kterých nabývají obě vzniklé částice. Zvlášť tyto dva produkty mají energii 573 keV pro proton a 191 keV pro tritium. Tyto dva produkty jsou v momentě vzniku emitovány do opačných směrů o energií, kterou získaly, a která je proporcionální k jejich hmotnosti [27]. Na obrázku 2.2 jsou znázorněny tři hlavní interakce, které mají rozdílné vlivy na výsledek.

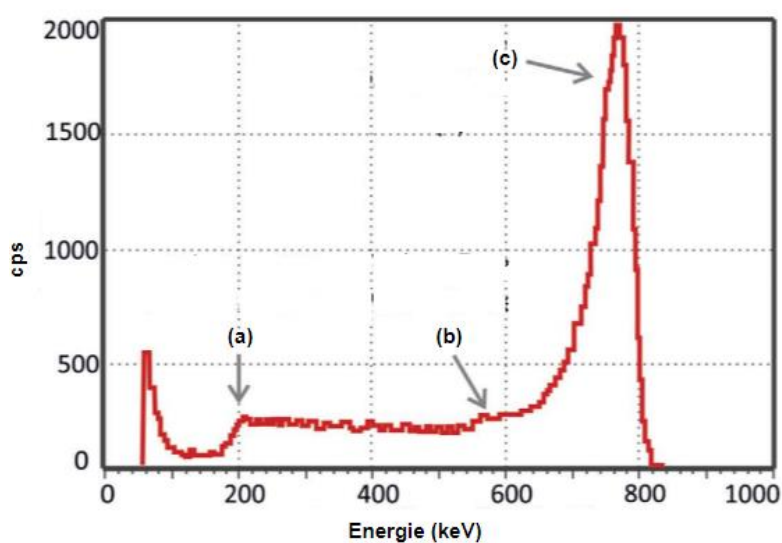


Obrázek 2.2 Interakce neutronů v ^3He detektoru [27]

První typ interakce na obrázku 2.2 (a) nastane, pokud dojde k ionizační reakci v blízkosti stěny detektoru. V tomto případě dojde k tomu, že tritium zanechá veškerou svoji energii uvnitř detektoru, ale proton ve své dráze narazí do stěny detektoru a dojde ke ztrátě této energie. Druhý typ interakce (b) je stejný jako předchozí, ale s tím rozdílem, že do stěny detektoru se vybijí tritium. Třetí typ interakce (c) představuje reakci, která se udála v dostatečné vzdálenosti od stěny detektoru, a tudíž byla veškerá energie uložena v prostoru detektoru [28], [29].

Pokud dojde k tomu, že částice na své draze narazí do stěny detektoru, nepřispěje svojí energií k dosažení vrcholové hodnoty energie, která byla v rovnici (2.1) definována na 764 keV pro ^3He . Vzhledem k rozměrům detektorů a k délce dráhy částic je pravděpodobnější, že nedojde k tomuto uvolnění maximální hodnoty v prostoru detektoru. Na obrázku 2.3 uveden reálný záznam z ^3He detektoru. Na svislé ose se nachází tzv. cps, které definují počet zaznamenaných událostí o dané hodnotě energie, která je vynesena na vodorovné ose. Na tomto obrázku jsou stejně jako na obrázku 2.2 uvedeny tři body, které ovšem mezi obrázky vzájemně odpovídají stejné situaci. První situace (a) odpovídá interakcím, ve kterých je veškerá energie protonu zachycena ve stěně a energie tritia o hodnotě 191 keV, jak bylo stanoveno dříve je uvolněna v detektoru. V bodě (a) se tedy nachází jedna vrcholová hodnota energie pro tritium a v bodě (b) je vrcholová hodnota o stejném významu, ale nabývá energie protonu a tedy energie 573 keV. Posledním bodem (c) je vrcholová hodnota 764 keV nastávající v případě uvolnění veškeré energie uvnitř detektoru [28], [29].

Před prvním bodem (a) se nachází nediskutovaný průběh, který je tvořen rušivým gama zářením a elektronickým šumem detektoru. Výhodou tohoto detektoru je právě jeho nízká citlivost na gama záření, která je ale nezanedbatelná v profesionálním reálném měření [28].



Obrázek 2.3 Energie zaznamenané na výstupu ^3He detektoru [27]

Výše popsaný obrázek 2.3 je již samotný výstup detektoru. Následně záleží na individuálním nastavení detektoru a jeho elektroniky. Žádoucí vlastností detektoru je, aby byl schopen zejména u dražších modelů odfiltrovat signál na výstupu způsobený gama zářením a šumem elektroniky. Toho se docílí nastavením amplitudového pulsního analyzátoru na hodnotu přibližně pod hodnotu vrcholu (a). Přesné nastavení hodnoty energie záleží již na výrobci [27], [28].

Schopnost uložení veškeré energie částicemi v detektoru záleží na několika parametrech, kdy tím nejzákladnějším je rozměr detektoru. Čím je prostor s heliem rozměrově větší, tím je výsledný vrchol (c) na obrázku 2.3 lépe rozeznatelný a hodnota 764 keV výraznější od zbytku průběhu. To je z důvodu větší dráhy, kterou částice musí urazit, než narazí na stěnu detektoru. Další možností místo zvětšování rozměrů je zkrátit dráhu částic, kterou urazí, než odevzdají veškerou svoji energii. To je docíleno příměsí dalšího plynu k heliu. S výběrem tohoto plynu je spojena celá další řada problematik, jelikož je požadované, aby spolehlivě na co nejkratší dráze zastavil částice protonu a tritonu, a zároveň, aby měl co nejmenší citlivost na gama záření. Nejpoužívanějšími jsou například látky CO_2 a CF_4 [30].

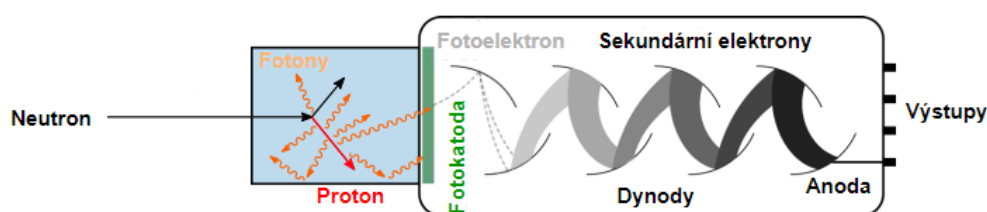
Vlastností plynu použitého v heliovém detektoru je ještě tzv. Fano faktor. Tento faktor je čistě matematický konstrukt, který bere v potaz ztráty energie při srážce, která není čistě statistická. Výsledkem po definování Fano faktoru je přesnější energetické rozlišení. Určení Fano faktoru je komplikované z důvodu mnoha dalších faktorů, které mají vliv na rozlišení detektoru, ale experimentální výsledky stanovují hodnotu Fano faktoru na 0,2 pro plynové detektory [31], [32].

Proporcionální detektory mají řadu výhod, mezi které patří schopnost vysokého zesílení výstupního signálu, velmi dobrá citlivost, dobrý poměr signálu a šumu. Při použití izotopu ^3He jako náplně detektoru je dosaženo dobré účinnosti, gama diskriminace a zároveň je to plyn, který není toxický, což eliminuje riziko při porušení nádoby detektoru. Nevýhody tohoto detektoru jsou spjaté s velikostí napětí. Napětí musí být co nejvíce stabilní a nejlépe konstantní. Jakákoliv změna napětí v průběhu měření má vliv na zesilování výsledků, a tím ve finále na samotnou výslednou hodnotu měření, která může být kvůli tomu nepřesná. To je hlavně problémem u přenosných zařízení, které nejsou vybaveny stabilním zdrojem napětí [17], [33].

Dalším problémem, který je nejvýraznější až v poslední době je značný nedostatek izotopu ^3He . Helium-3 se v přírodě vyskytuje pouze velmi vzácně, tudíž je tento izotop nutné industriálně vyrábět. Bohužel výroba za účelem zisku ^3He je ekonomicky náročná a začíná být výhodná až v poslední době, a to právě kvůli kritickému nedostatku. Dříve byl tento izotop získáván jako vedlejší produkt při výrobě jaderných zbraní. Tento nedostatek vede právě k tomu, že se používají méně vhodné, ale pořád velice citlivé borové detektory [34], [35].

2.2 Scintilační detektory

Scintilační detektory předchází některým nevýhodám plynem plněných detektorů tím, že využívají jako médium pro záchyt záření pevné či kondenzované látky. V těchto detektorech je vysoká šance na interakci neutronu s látkou. Tato látka je fluorescentní a nazývá se scintilátor. Jakmile je tento scintilátor vystaven záření, tak absorbuje část jeho energie a látka scintilátoru je excitována, což následně vede k rychlému návratu do původního energetického stavu a vyzáření elektromagnetického záření neboli světla, o vlnové délce odpovídající rozdílu energetických úrovní [37]. Historicky byly tyto záblesky počítány za pomoci mikroskopu pouhým okem, a z toho důvodu byl tento způsob detekce řadu let zavrhován. Až v posledních letech, díky vysoké vzorkovací schopnosti moderních technologií bylo umožněno praktické využití tohoto typu detektoru v celé řadě oborů [38].



Obrázek 2.4 Schéma scintilačního detektoru [36]

Na obrázku 2.4 je uvedeno schéma pro scintilační detektor s tekutým scintilátorem. Jak bylo vysvětleno, tak neutron po vniknutí do prostoru scintilátoru předá část své energie, která vede k uvolnění viditelného světla. Toto světlo je zaznamenáno fotokatodou přímo nebo je zaznamenáno po odrazu od stěny scintilátoru. Podle rozměrů scintilátoru poté dochází k utlumování světla. Fotony poté co jsou zachyceny fotokatodou jsou převedeny na fotoelektrony prostřednictvím fotoelektrického jevu. Následně dochází k zrychlení a multiplikaci množství elektronů prostřednictvím sekundární emise elektronů vícestupňovými fotonásobiči, které se nazývají dynody. Proces převedení fotonů na elektrony a jejich následná multiplikace je proces výhradně lineární. Nelinearity jsou způsobeny, pokud je detektor provozován na jeho vrchní hranici schopnosti zaznamenávání událostí nebo pokud je přítomné i slabé magnetické pole. Proud elektronů na vstupu do anody je převeden na napětí prostřednictvím jednoho z výstupů, a následně je toto napětí vedeno výstupem do výpočetního rozhraní [37], [38].

Důležitým faktorem je, že použitý materiál je transparentní, kdyby nebyl, tak by byla prováděna pouze detekce světelného záření na povrchu scintilátoru a veškeré zbylé záření uvnitř materiálu by nebylo možné zaznamenat. Dále je do těchto detektorů úmyslně vnášena nečistota, a to z důvodu změny vlnové délky světla. Celkově dojde k posunutí spektra z UV oblasti, která je značně náročnější na detekci, do spektra

zelené a modré. Toto světlo je poté vedeno skrze optické médium do fotonásobiče, kde po projití řadou dynod je jeho signál zesílen a zaznamenán. Scintilátor by tedy měl mít vysokou hustotu, vysoký světelný výtěžek, být transparentní vůči emitovanému světlu a mít celkově dostatečnou fyzickou a mechanickou pevnost. Scintilátory lze dále dělit na organické a anorganické a můžou být v pevném nebo kapalném skupenství [24], [37], [38].

2.3 Bonnerovy sféry

Bonnerovy sféry jsou dalším typem detektorů neutronového záření. Jsou široce využívány laboratořemi, a to hlavně díky jejich izotropní odezvě, schopnosti detekovat neutrony v energetickém rozsahu od tepelných do GeV a jednoduchému ovládání. Izotropní odezva je zajištěna tvarem moderátoru a vysoký rozsah energií je zajištěn jeho průměry. Na obrázku 2.5 lze vidět řadu komerčních Bonnerových sfér o několika různých průměrech, kdy v každé sféře je prostor na vložení detektoru, kterým bývá nejčastěji ^3He plynový detektor [39].

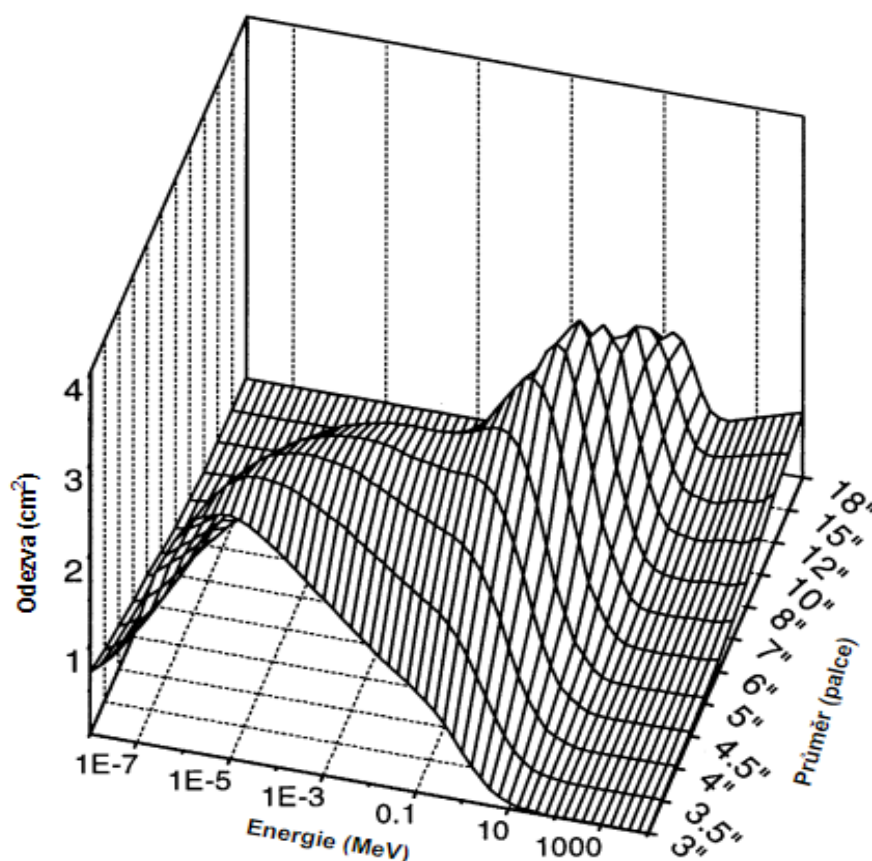


Obrázek 2.5 Řada Bonnerových sfér [40]

Detekovatelné hladiny energií neutronů a jejich vrcholové hodnoty nicméně závisí na průměru dané sféry. Data z měření sfér dokáží dohromady poskytnout informace pro stanovení spektra neutronového pole, ve kterém se nachází, avšak přesnost takového měření podléhá značným nepřesnostem [17], [39].

U Bonnerových sfér vzhledem k funkčním principům moderace platí, že čím je sféra menší tím je nižší míra moderace neutronů. Neutrony s nízkou energií mají značnou šanci na záchyt a neutrony rychlé naopak mají tendenci spíše uniknout z detektoru tedy moderátoru. U sfér větších dochází k intenzivnější moderaci a neutrony nižších

energií jsou pohlcovány v prostoru moderátoru zatím co vysoce energetické neutrony mají mnohem větší šanci na záchyt a detekci. S velikostí sféry se posouvá i vrchol odezvové funkce k vyšším hodnotám energií. Příklad takové odezvové funkce je znázorněn na následujícím obrázku 2.6, kde lze vidět, jak se mění míra odezvy pro určité velikosti sfér a hodnoty energií neutronů, které byly zaznamenány. Tento průběh převzatý z literatury uvádí rozměry sfér v palcích. V rámci této práce budou veškeré rozměry dále uváděny v centimetrech a bude se jednat o průměr [39].



Obrázek 2.6 Funkce odezvy řady Bonnerových sfér [39]

Velice důležitým aspektem společně s průměrem sféry je také materiál. Materiál využívaný na výrobu Bonnerových sfér je nejčastěji polyethylen. Jedná se o termoplast, který je vytvořen polymerací ethylenu. Hlavním rozdílem při tvorbě tohoto plastu je úroveň tlaku využitá během polymerace, kdy lze výsledný produkt dělit na vysoko hustotní a nízko hustotní polyethyleny. Pro Bonnerovy sféry je využíván zejména právě vysoce hustotní polyethylen. Výhodou tohoto materiálu je jeho vysoký obsah atomů vodíku, který má téměř identickou hmotnost jako neutron, tudíž jediná srážka značně sníží energii neutronu v souladu se zákonem o zachování energie, což tento materiál činí excelentním moderátorem, pro zpomalování neutronů a umožnění jejich detekce [13], [39].

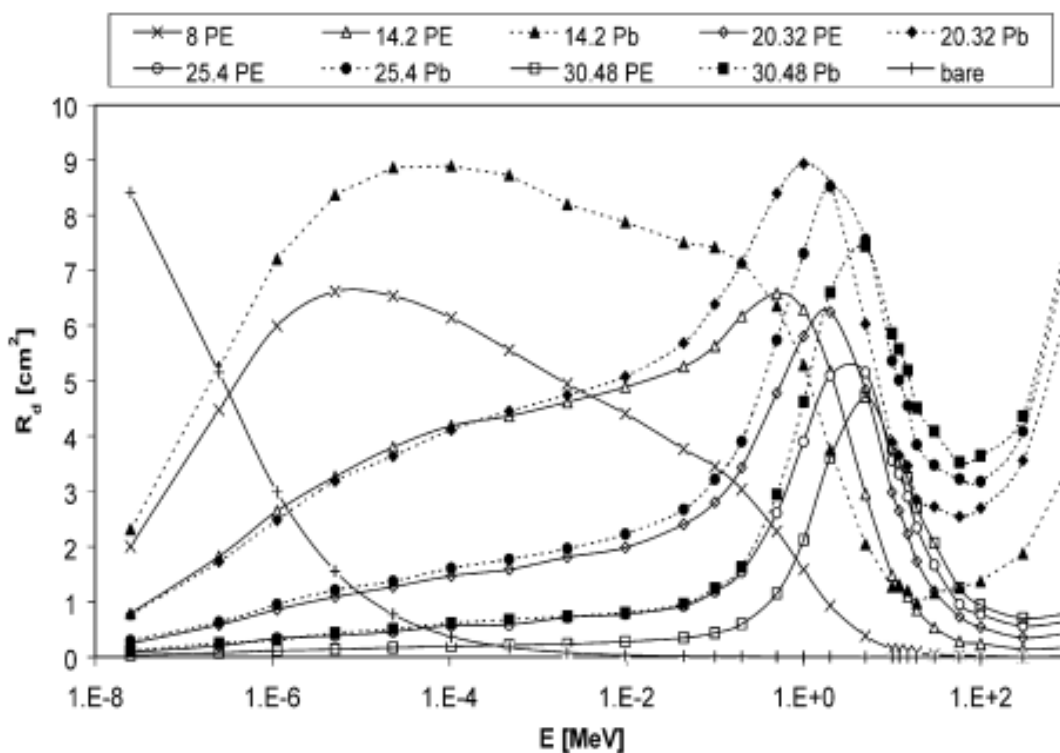
Vysoce hustotní polyethylen je díky jeho vlastnostem všestranně nejlepší volbou při sestavování sady Bonnerových sfér. Mezi tyto vlastnosti lze počítat jak moderační schopnost, tak také je důležitým aspektem jeho snadná zpracovatelnost, dostupnost a nízká cena. V úvodu této kapitoly bylo stanoveno, že schopnost detektorů detekovat neutrony za pomoci těchto sfér dosahuje až hodnot energií v řádu GeV. Nicméně pro standardní řadu sfér jejíž rozměry v běžných případech nepřesahují 40 cm je měření z většiny limitováno na oblast energií do hodnoty 20 MeV. Z tohoto důvodu jsou prováděny experimenty s jinými materiály, které by bez nutnosti významného zvětšení rozměrů sféry poskytly vyhovující výsledky. Podmínkou na tento materiál je vysoká hodnota atomového čísla. Při výběru jsou vynechány radioaktivní materiály, které tuto podmínku splňují, ale práce s těmito materiály právě kvůli jejich přirozené radioaktivitě nespadá v úvahu. Mezi možnosti poté spadá wolfram, zlato, platina a olovo. Právě olovo bylo vybráno jako nejvhodnější materiál a je použito v kombinaci s vysoce hustotním polyethylenem. Tyto dva materiály jsou používány dohromady, kdy olovo tvoří tenkou vrstvu v centru sféry okolo samotného detektoru a zbytek sféry je tvořen již standardně [41], [42].

Na obrázku 2.7 je vyfocen příklad Bonnerovy sféry s olovem. Sféra ve středu je detektor, šedá vrstva vedle detektoru je olovo a černá vrstva je polyethylen. Na fotce byly sundány vrchní poloviny sfér pro lepší názornost [43].



Obrázek 2.7 Bonnerova sféra s vrstvou olova bez vrchních polovin [43]

Přidáním tenké vrstvy olova kolem detektoru je dosaženo značného zlepšení odezvy detektoru pro energie v oblasti nad 20 MeV. Provedené simulace odezvy takového detektoru jsou zobrazeny na obrázku 2.8. Jedná se o porovnání čtyřech sfér různých průměrů, které jsou porovnány vždy v kombinaci běžné sféry (PE) a sféry s olovem (Pb). Výsledkům běžných sfér neboli sfér tvořených pouze z polyethylenu se práce extenzivně věnuje v praktické části. Zásadní zlepšení u sfér všech průměrů, co v sobě obsahují vrstvu olova je takové, že dosahují v oblasti nad 20 MeV až několikanásobně větších hodnot odezvy, a to až do hodnoty 800 MeV, ve které dosahují výsledky maximálních hodnot [44].



Obrázek 2.8 Bonnerova sféra s vrstvou olova bez vrchních polovin [44]

3. PHITS

PHITS je program pracující na principu metody Monte Carlo pro analyzování a simulování transportu skoro všech typů částic v trojrozměrném prostředí. Tento program byl vytvořený ve spolupráci Japonské agentury pro atomovou energii, Výzkumné organizace pro informační vědu a technologie (Japonsko), Organizace pro výzkum vysokoenergetických akceleratorů (Japonsko) a několika dalšími institucemi z Japonska a Evropy. PHITS jakožto velice komplexní program, který je schopen řešit širokou škálu problematik nabízí řadu přídatných modulů na řešení specifických úloh, nicméně tato práce bude soustředěna pouze na základní program PHITS ve verzi 3.24, která je v době zpracování této práce nejnovější [45].

K datu 3.12. 2021 má v celém světě práva na využívání tohoto programu 1908 osob, z toho je 1019 osob z Japonska a v České republice, má práva na využívání pouze 13 osob [46].

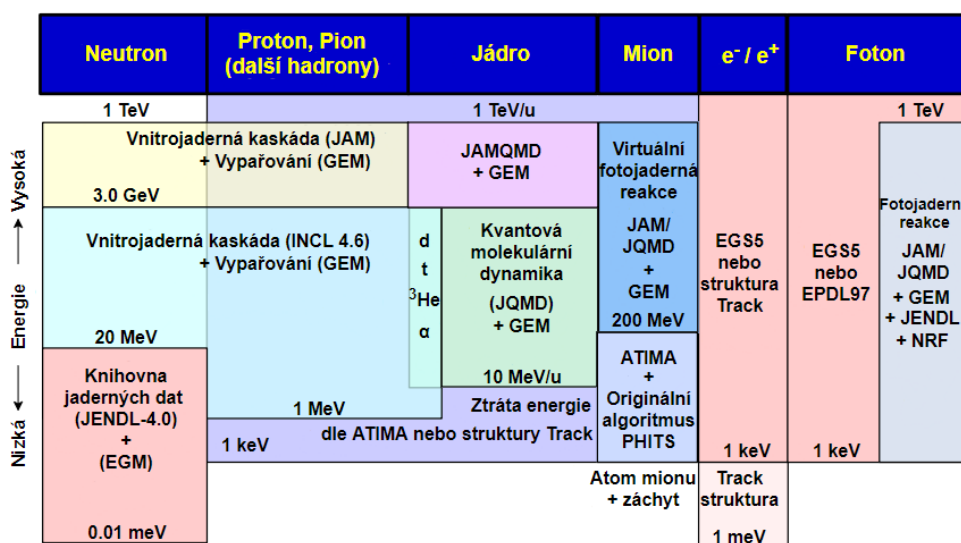
Tento program má velkou škálu využití v celé řadě oborů. Prvním je využití pro návrh urychlovacích zařízení, kdy lze pomocí simulací a grafických zobrazení názorně vidět, a tedy i adekvátně navrhnout potřebné stínění okolo ozařovaného cíle i samotné dráhy. Kromě stínění od záření lze také stanovit ohřev způsobený tímto zářením a tím dále zdokonalit konstrukci celého zařízení. Druhé využití je v radioterapiích, kde lze s pomocí výpočtů provedených v programu PHITS analyzovat vliv dávek záření na tkáň, a tudíž lépe a s větší přesností tak plánovat další zákroky.

Dále v medicíně vznikl program PARaDIM, který je založen na programu PHITS. V tomto programu lze určovat dávky absorbované lidským tělem při vystavení záření například vyšetřením CT, kde lze definovat velikost dávky ozáření pro jednotlivé orgány.

Třetím významným využitím tohoto programu je jeho využití v aplikacích pro vesmírné účely. Jedná se o výpočet transportu kosmického záření v atmosféře s ohledem na solární aktivitu a geomagnetismus. Byly dále provedeny například experimenty pro výpočet dávky záření u astronautů uvnitř a mimo Mezinárodní vesmírnou stanici. Další využití tohoto programu je výpočet poškození způsobeného zářením, kdy je určováno průměrné množství vyražených atomů vzhledem k celkovému množství v materiálu. Jak je naznačeno výše, tak tento program má velkou škálu využití v nejrozličnějších oborech a disponuje značnou schopností adaptovat se pro velice specifické potřeby jednotlivých oborů [47].

PHITS dokáže simulovat transport a kolize skoro všech částic skrze rozsah energií od 10^{-4} eV až do 1 TeV, za využití dat z řady modelů jaderných reakcí a datových knihoven. Na obrázku 3.1 jsou uvedeny všechny použité modely a knihovny jaderných dat vzhledem k energiím uvedených částic. Pro simulace neutronů do energie 20 MeV

pracuje program PHITS s knihovnou jaderných dat JENDL 4.0 a to v tzv. režimu generátoru událostí (EGM) [48].



Obrázek 3.1 Fyzikální modely ve PHITS vzhledem k energii [48]

Částice, které tento program dokáže například simulovat jsou neutrony, protony, těžké ionty, mezony, fotony, elektrony a další. Základní procesy, které tento program řeší lze rozdělit do dvou kategorií.

První je proces transportu částic, ve kterém je simulován pohyb částic pod vlivem vnějších polí jako jsou magnetické a gravitační pole. Toto může být zejména potřebné pro zpřesnění výsledků při práci s neutrálními částicemi, které by jinak měly přímou trasu pohybu o konstantní energii až do definovaného bodu kolize, oproti nabitým částicím, které interagují s elektrony v materiálech, a tím mění svou energii a trajektorii. Dále proces ionizace v tomto programu není zpracováván jako kolize, ale jako součást procesu transportace pod vlivem vnějšího pole, vzhledem k hustotě náboje cílového materiálu a energie částice [47].

Druhý proces řeší kolize s jádrem uvnitř materiálu. Součástí tohoto procesu je uvažován i rozpad částic. Důležitým parametrem je určování střední volné dráhy, která udává délku dráhy letu částice mezi jednotlivými kolizemi s ohledem na neuspořádaný pohyb v látce. Právě vzhledem ke střední volné dráze jsou v programu PHITS určovány kolize s pomocí metody Monte Carlo. Parametr střední volné dráhy se stanovuje pomocí celkového účinného průřezu nebo délky života dané částice. Sekundární částice vzniklé prostřednictvím kolize částic s látkou jsou poté určovány za pomoci znalosti výsledných stavů daných kolizí. Ty jsou získávány z databází, kdy pro reakce neutronů nízkých energií až do 20 MeV, je jak již bylo zmíněno, použita databáze JENDL-4.0 a pro neutrony od 20 MeV až do 3 GeV je použit model INCL 4.6. Pro simulování vysoce energetických neutronů nad hodnotou 3 GeV je využit model JAM [47].

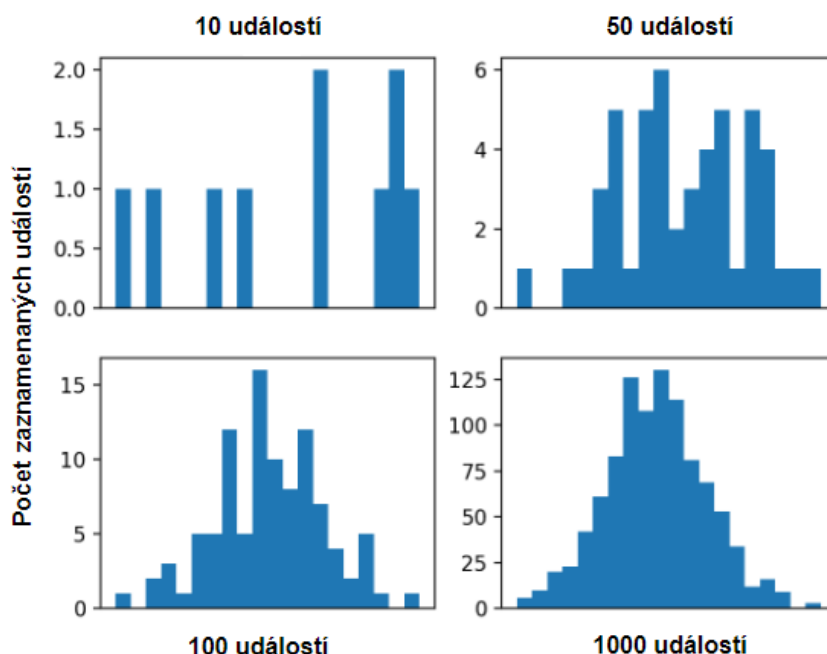
3.1 Metoda Monte Carlo

Metoda Monte Carlo je stochastickou metodou používající pseudonáhodná čísla pro řešení transportních rovnic. Tato metoda lze využít při výpočtech určitých či vícerozměrných integrálů, soustav lineárních či diferenciálních rovnic nebo simulování náhodilých událostí. Princip této metody spočívá v provádění náhodných simulací jedné definované problematiky a následném statistickém zpracování získaných výsledků [49].

V rámci simulování částic a jejich chování v prostředí za pomoci této metody dochází ke sledování a zaznamenávání parametrů každé individuální částice neboli události po celou dobu existence uvnitř definované geometrie. Poté co daná částice zanikne nebo opustí prostor geometrie, dojde ke zpětnému sledování produktů interakcí původní částice s prostředím. Následně dojde k vygenerování další částice s náhodnými parametry, ale vždy v rámci stanovených mezí simulace. Po vygenerování a zaznamenání všech událostí je simulace ukončena a program poskytne výsledky, které jsou vzhledem k tomu, že program sleduje vždy jednu částici normovány právě na tuto jednu částici. Výsledek poskytnutý programem, tak stanovuje pravděpodobnost, že sledovaný jev nastane [50], [51].

Vzhledem k celkovému stanovenému počtu požadovaných událostí je proces sledování jednotlivých částic stále opakován a každá událost přispívá k upřesnění získaných výsledků. Dochází ke stanovování aritmetického průměru ze získaných výsledků simulace, a tedy s každou další hodnotou klesá nejistota a zvyšuje se shoda s reálným světem. Nejistota výsledků simulace je nepřímo úměrná druhé odmocnině počtu událostí. Ovšem při navyšování počtu událostí se navyšuje výpočetní čas, a to vzhledem k množství a náročnosti geometrie simulace může vést k extrémně dlouhým časům výpočtu [51].

Na obrázku 3.2 je pro příklad uvedeno vzorkování Gaussovy křivky pomocí metody Monte Carlo. Na obrázku jsou uvedeny čtyři histogramy tak, že každý ze čtyř histogramů má nastavený rozdílný počet událostí a to vzestupně 10, 50, 100 a 1000 událostí, které v tomto případě reprezentují množství náhodně odebraných vzorků ze známé Gaussovy křivky. Na tomto příkladu je názorně zobrazena důležitost množství požadovaných událostí, a jak se mohou lišit výsledky při rozdílných nastavení. Vzorky o 10 a 50 událostech efektivně nezachycují průběh původní funkce a při 100 událostech jsou výsledky značně lepší, ale pořád nedostatečné. Až čtvrtý histogram s 1000 událostmi přijatelně zaznamenal Gaussovu křivku. Jakékoliv následující zvyšování množství událostí by vedlo k přesnějšímu vyobrazení průběhu, ale došlo by k prodloužení výpočetního času [52].



Obrázek 3.2 Histogramy vzorků různých velikostí [52]

Navýšení času by v tomto jednoduchém příkladu nebylo významné, ale u složitějších simulací, kde časová náročnost značně stoupá je důležité stanovit kompromis mezi přesností a výpočetním časem simulace [52].

Program PHITS problematiku dlouhého výpočetního času zjednodušuje tím, že umožňuje nastavení tzv. dávky („batch“), která sestává z části celkového množství požadovaných událostí a vždy po provedení definovaného množství událostí, program poskytne výsledky dané dávky a pokračuje ve výpočtu dále. Uživatel tak může získávat částečné výsledky už v průběhu simulace a vyhodnotit jejich validnost, tudíž nemusí čekat na kompletní dokončení simulace v případě nesprávného nastavení parametrů.

Dalším programem, který funguje na principu metody Monte Carlo je kromě PHITS také MCNP (Monte Carlo N-Particle Code). Tento program v nynější verzi MCNP6.2 vyvíjí Los Alamos National Laboratory ve Spojených státech amerických a její vývoj se datuje od roku 1946. Právě díky dlouhodobému vývoji a práci na MCNP je tento program již ustanoven a značně používán v odborné komunitě oproti programu PHITS, který svoji první verzi vydal v roce 2011. Program PHITS v porovnání s MCNP ztrácí v možnostech podpory od rozsáhlé komunity a již řady dostupných a ověřených publikací, které s tímto programem pracují. Na druhou stranu je tento relativně nový program kompatibilní s celou řadou dalších programů a rozšíření, které umožňují značnému množství vědních oborů snadnou práci a aplikaci programu PHITS na pracovišti [53], [47].

Dalším možným přístupem je kromě metody Monte Carlo také metoda deterministická. Tato metoda je založena na výpočtech provedených z přesně daných číselných hodnot. Tento způsob je jednodušší a rychlejší, pokud se jedná o zadání, které nepřesahuje určitou míru komplexnosti. Právě kvůli vysoké náročnosti výpočtů u složitějších zadání, která je způsobována zejména zvyšujícím se množstvím geometrie, je výhodnější přechod na stochastickou metodu neboli metodu Monte Carlo. Deterministická metoda vede k vysoké přesnosti výsledků, ale nebere v potaz nahodilost některých reálných dějů, a při vyšším počtu geometrií je její aplikace značně náročnější [54].

3.2 Rozhraní a funkce programu PHITS

Program PHITS neobsahuje žádná uživatelské rozhraní a je zcela tvořen pouze v textovém souboru a je psán v anglickém jazyce. Pro správnou funkci programu není potřebný žádný dodatečný software, ale pro snazší práci je jako editor textu vstupního souboru doporučen buď Notepad++ nebo Crimson Editor. Dále pro zobrazování výstupů obrázků, které jsou ve formátu EPS je žádoucí mít program Ghostscript a GSview. Veškeré dodatečné programy jsou volně dostupné [47].

Práce v textovém souboru sestává ze sepisování příkazových řádků, které mají pevně danou strukturu a společně tvoří ucelené sekce. Skupina sekcí následně společně tvoří vstupní soubor, kdy vybraná skupina sekcí je povinná v každé simulaci a je doprovázena dalšími sekcemi, které již blíže definují požadovanou problematiku a výstupy. Tento ucelený soubor musí dodržovat předdefinované postupy a předpokládá se kompletní znalost uživatele všech těchto postupů a požadavků. Při chybně sestaveném vstupním souboru program PHITS oznámí sekci, ve které našel chybu, ale tato chyba může být způsobena chybou v sekci jiné, která se projevila až později. Sestavování vstupního souboru je tedy do jisté míry neintuitivní a hlubší znalost fungování programu a dané problematiky je nutná při jakékoliv práci s programem [47].

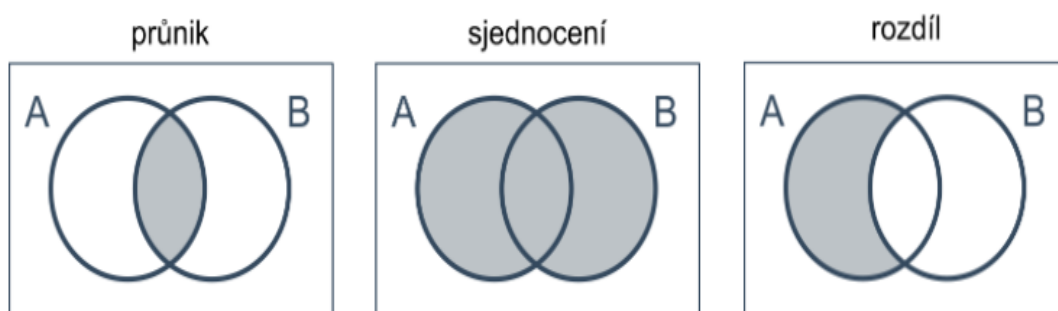
Vstupní textový soubor je členěn do několika sekcí, kdy každá sekce se věnuje specifické problematice. Celkově program PHITS sestává z 50 sekcí. Z těchto 50 sekcí jich 29 slouží pro nastavení simulace a 21 dalších sekcí definuje požadované výstupy. Vstupní soubor musí vždy obsahovat jisté sekce v preferovaném pořadí jinak dojde k chybě na výstupu. Tyto sekce s jejich funkcemi jsou následující [47]:

1. název – definuje název souboru
2. parametry – stanovuje parametry jako množství událostí a použité modely
3. zdroj – definuje typ, geometrii a energetické spektrum zdroje částic
4. materiál – stanovuje seznam materiálu simulace a jejich chemické složení
5. povrch – definuje tvar a rozměry jednotlivých geometrií
6. buňka – spojuje povrch a materiál a udává vztah mezi jednotlivými buňkami
7. konec – ukončení souboru

Všechny sekce společně definují trojrozměrné prostředí simulace, ve kterém se nachází zdroj a veškerá další geometrie. Při vynechání formálních sekcí, kterými jsou název a konec lze říct, že vstupní soubor sestává v základu z pěti sekcí. Každá sekce umožňuje nastavení široce rozsáhlého množství proměnných, kdy například samotná sekce parametry nabízí přibližně 200 různých nastavitelných parametrů [47].

Pořadí a funkce jednotlivých sekcí, jak byly stanoveny výše v číselném seznamu poskytují logicky navazující a přehledný vstupní soubor s možností vepisování poznámek po použití symbolu křížku (#) na konci řádku [47].

Po stanovení parametrů simulace, definování zdroje, materiálů a povrchů geometrií stanovuje poslední sekce vztah mezi jednotlivými buňkami. Za buňku je považován uzavřený prostor, který může protínat prostor i buněk jiných. Každá buňka má vždy své unikátní číslo, ke kterému je vztažen materiál a povrch. Stanovení vztahu mezi těmito uzavřenými prostory provádí tzv. Booleova algebra. Jedná se o zobecnění logických operací pomocí předdefinovaných symbolů [55]. Na obrázku 3.3 se nachází tři operace, jak lze vztah mezi buňkami definovat. Vždy při vytvoření buňky jsou na stejném řádku napsány unikátní čísla všech ostatních buněk i se symboly určujícími vztah těchto buněk k té právě definované. Operace průniku je definována pouze mezerou ($\cap$) v zápisu před číslem, sjednocení má symbol dvojtečky (:) a rozdíl je stanoven symbolem křížku (#) [47].

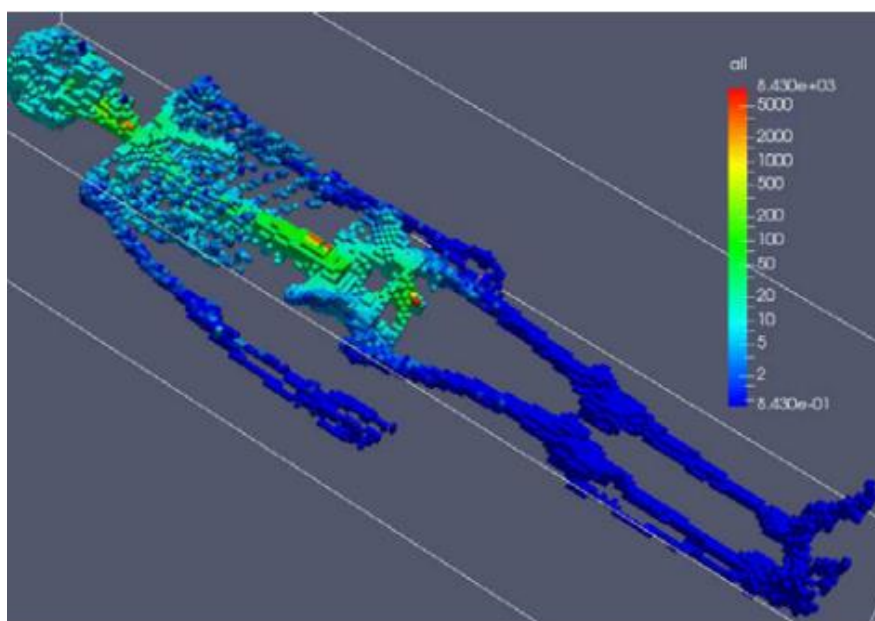


Obrázek 3.3 Booleovské vztahy na Vennových diagramech [56]

Volitelné sekce, které slouží pro nastavení individuální problematiky nabízí širokou škálu možností. Výběrem několika sekcí ze seznamu sekcí pro lepší uchopení možností programu je zhruba následující [47]:

- teplota – definování teploty buňky
- magnetické pole – definování magnetického pole uvnitř simulace
- elektromagnetické pole – definování elektromagnetického pole
- superzrcadlo – definování superzrcadla pro nízko energetické neutrony
- vynucené kolize – definování podmínek vynucených kolizí
- násobitel – definování násobitelů individuálních sekcí
- časovač – nastavuje čas existence částic, které splní danou podmínku

Výběr sekcí i s ohledem na všechny zde nezmíněné je dostatečně rozsáhlý pro pokrytí širokého množství možných požadavků zasahujících do řady oborů. Tyto sekce se ovšem týkají a jsou součástí pouze základního programu PHITS. Při aplikaci některého z rozšíření PHITS se lze zaměřit na simulace specializovanějších situací. Na obrázku 3.4 se nachází vizualizace z výstupu programu ParaView, který použil jako vstupní data, výstup z PHITS. Po vhodném nastavení simulace lze v programu PHITS vhodně naformátovat data pro jejich kompatibilitu s ostatními programy. Tento konkrétní příklad zobrazuje simulaci absorbované dávky dospělou mužskou kostrou, která byla ozářena paprskem protonů o hodnotě 1 GeV [57].



Obrázek 3.4 Vizualizace prostřednictvím ParaView [57]

Po kompletním sestavení simulace se všemi požadovanými parametry a odladěním geometrie, tak aby nedocházelo k nežádoucím kolizím lze přistoupit na výběr a sestavení tzv. tally. Tally definují, jaké veličiny bude kód vyhodnocovat, a za jakých podmínek. Rozdělení jednotlivých tally je provedeno opět v rámci sekcí, kdy každý typ tally má svoji sekci, kterou je ve vstupní souboru nutné nejdříve definovat názvem a následně pokračovat s podmínkami. Pro logické rozdělení vstupního souboru jsou sekce tally sestaveny vzhledem k dříve uvedenému seznamu pod 6. bod (buňka), neboli po vytvoření celé simulace [47].

Při výběru a nastavování tally je předpokládána pokročilá znalost všech dostupných možností a jejich způsobů nastavení. Z celkových 21 možných tally jich několik při specifickém nastavení dokáže poskytnout výsledky stejné jako tally jiná. Je tedy důležitá hlubší znalost celého výběru a typu výsledků co dokáže program nabídnout, například tally použitá v praktické části tzv. t-deposit umožňuje nastavit 45 parametrů s výběrem 6 možných jednotek, ve kterých je výstup počítán. Podobným výběrem

několika sekcí jako v předchozí části jsou přibližně a zjednodušeně nastíněny možnosti výstupů PHITS následovně [47]:

- T-Track – zaznamenává sumu uražených vzdáleností částicemi uvnitř buňky
- T-Cross – zaznamenává počet částic, které projdou buňkou a jejich úhel vůči dané ploše
- T-Deposit – může zaznamenávat deponovanou energii uvnitř buňky
- T-Product – zaznamenává vyprodukované částice a jádra jadernými reakcemi, rozpady a štěpením
- T-Time – poskytuje informace o množství částic vybraných energií, které uniknou nebo se rozpadnou v časovém okně
- T-Interact – zaznamenává počet interakcí v buňce, a to všechny typy nebo typy specifického výběru

Výše zmíněné sekce sloužící pro stanovení výstupních veličin a jejich podmínek pro zaznamenání a dokáží poskytnout celou škálu zásadních informací co se týče dění na povrchu či uvnitř geometrie buňky. Každá tally sleduje a zaznamenává požadované parametry nastavené individuální buňky, ale je možné nastavit stejnou tally vícekrát pro sledování rozdílných buněk. V případě sledování více buněk stejnou tally je nutné rozlišit názvy výstupních souborů, tak aby nedošlo k jejich vzájemnému přepsání. Bližší vysvětlení zápisu použitých tally a vyhodnocení jejich výsledků je uvedeno dále v této práci v kapitole 4.4 [47]

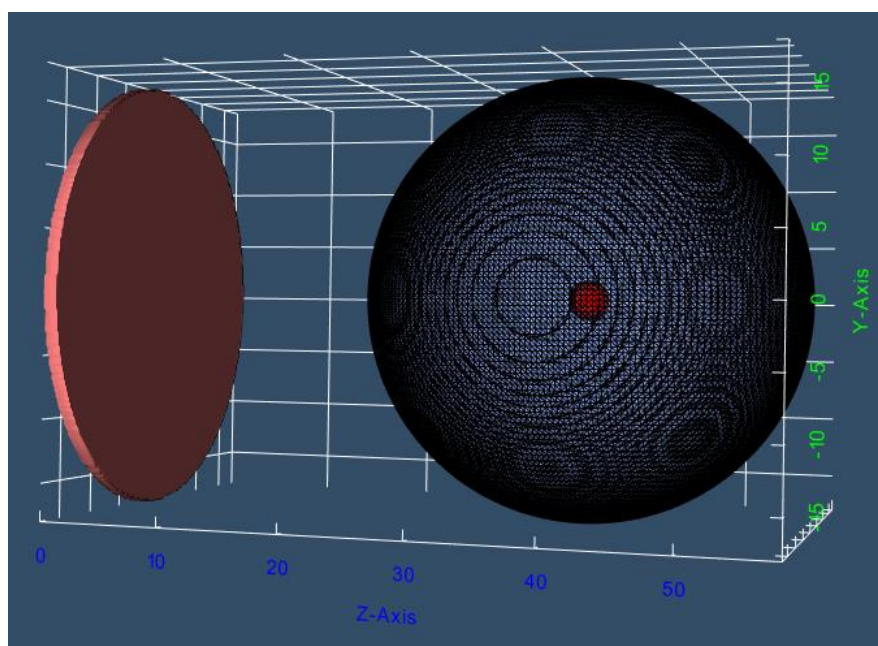
4. SIMULACE S BONNEROVÝMI SFÉRAMI POMOCÍ PHITS

V této kapitole je realizována samotná práce s programem PHITS, která je rozdělena do několika částí, dle simulované problematiky. Jednotlivé části se věnují uvedení do simulace, stanovení a vysvětlení použitého vstupního souboru a následně výstupům z programu PHITS. Provedené simulace jsou rozděleny do třech částí, kdy první část hovoří o funkci odezvy Bonnerových sfér, druhá se zabývá funkcí odezvy jednoho z neutronových detektorů dostupných na ústavu na spektrum neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ a třetí část se věnuje simulování reálně provedeného měření a veškeré problematiky s tím spjaté.

4.1 Simulace funkce odezvy řady Bonnerových sfér

Jak je stanoveno dříve, tak prvotním zaměřením práce s programem PHITS je kvantifikování funkce odezvy pro řadu Bonnerových sfér o různých průměrech, za různých okolností a vyhodnocení získaných výsledků. Cílem této simulace je stanovit a tím zároveň ověřit funkci odezvy pro vybranou řadu sfér, která sestává z osmi sfér o průměrech 8, 10, 12, 15, 21, 26, 36 a 42 cm.

Simulace sestává ze vstupního souboru napsaného v textovém editoru a dodržuje postupnost sekcí, tak jak je tomu vysvětleno v kapitole 3.2. Samotná simulace obsahuje neutronový zdroj, kulový detektor a moderační sféru. Tuto sestavu lze vidět ve trojrozměrném modelu na obrázku 4.1, kde v levé části se nachází neutronový zdroj ve tvaru válce a v pravé části se nachází neutronový detektor (červená barva), kolem kterého se nachází moderační sféra (modrá barva).



Obrázek 4.1 Trojrozměrné zobrazení zdroje a BS sféry s detektorem

4.1.1 Rozbor vstupního souboru první simulace

Vstupní soubor samotné simulace, jak bylo dříve vysvětleno se dělí do několika sekcí, kdy první sekcí je [Parameters] neboli parametry, ve které je stanoven počet vygenerovaných částic a počet dávek. Po řadě pokusů s různými velikostmi dávek byl stanoven kompromis mezi výpočetním časem a přesností výsledků na celkově 5 milionů vygenerovaných neutronů. Při této hodnotě nejistota výpočtu udávaná programem pro celý záznam se pohybuje pod hranicí 1 %. Pouze u sfér o průměru 36 cm a 42 cm bylo nutné navýšení na 10 milionů částic pro udržení tohoto standardu, ale se značným zvýšením výpočetního času. Dalším parametrem z této části je negs, který je použit pro aktivaci algoritmu EGS5, který slouží pro výpočet transportu elektronů, pozitronů a fotonů. Jako poslední je nastaven e-mode na hodnotu 2 pro 2. verzi generátoru událostí, který umožňuje sledování jednotlivých událostí a signálů detektorů, a to pro neutrony do 20 MeV, což přesně odpovídá požadavkům simulace. Tyto dva parametry negs a e-mode budou dále využity ve všech simulacích, jelikož jsou nezbytnou součástí simulace pro získání relevantních výsledků.

Následující sekce [Source] neboli zdroj zahrnuje geometrii zdroje, která byla definována jako válec, který je orientovaný po ose z pro docílení kruhového tvaru za pomoci nastavení výšky válce na zanedbatelnou hodnotu. Dále je nastaven poloměr válce, a to vždy tak aby odpovídal poloměru sféru, pro kterou je zrovna prováděna simulace. Na závěr je nastaven úhel záření a energie neutronu. Úhel, který je zadáván jako cosinus úhlu proti ose z je nastaven, aby docházelo k vyzařování pouze do směru,

kde se nachází sféra. Definice zdroje, tak jak je zde uvedena je volena, tak aby simulace byla prováděna v souladu se zavedenou praxí [39]. Neutronové záření je nastaveno jako monoenergetický paprsek 27 hodnotami v rozmezí od 1 meV do 20 MeV za účelem získání celého simulovaného spektra. Tyto hodnoty jsou vždy zvlášť nastaveny pro každou sféru. V této části je ještě nastavován tzv. totfact, kterému se říká normalizační faktor. Tento parametr je nastavován jako obsah kruhu zdroje pro normalizování výsledků tally na rozměr cm^2 , který představuje funkci počtu zaznamenaných událostí neboli počtu neutronů, které projdou specifikovanou plochou za jednotku času.

Po definování parametrů samotné simulace a zdroje je potřeba stanovit materiál, geometrii jednotlivých prvků a buňky, kterým jsou potom náležité materiály a geometrie přidělovány.

Sekce [Material] neboli materiál obsahuje v této simulaci 2 položky, kterými jsou moderační sféra a plnění detektoru. Zdroj jako takový dále do geometrie simulace a problematiky nastavování povrchů nespadá. Materiál sféry je volen jako vysoce hustotní polyethylen, který jak je stanoveno dříve, je preferovaný materiál pro komerčně vyráběné moderační sféry s chemickým složením C_2H_4 . Složení materiálů a jejich hustota je převzata z [58] a v programu PHITS zadávána buď v CEPXS formě nebo v chemickém složení. Pro tento materiál bylo dále nutné zakomponovat nastavení knihovny rozptylu tepelných neutronů S (α , β), která má klíčovou roli při modelování transportu tepelných neutronů v materiálech, kdy byl nastaven polyethylen o pokojové teplotě. Druhý materiál je náplň detektoru, kterým je samotné helium vložené jako ^3He .

V předposlední sekci s názvem [Surface] neboli povrch jsou definovány 3 objekty a každému je přiděleno jeho unikátní číslo. První dva objekty, jak lze vidět na obrázku 4.2 jsou v prvních dvou řádcích, kdy první je detektor a druhý je pro moderační sféru. Oba objekty jsou sféry a čísla v řádcích definují jejich polohu a velikost v třírozměrném prostředí, kdy v příkladu na obrázku 4.2 je definována sféra o průměru 8 cm a detektoru o průměru 3,2 cm, a to ve vzdálenosti 8,8 cm od zdroje. Třetím povrchem je rpp, který definuje pevný obdélník a tvoří simulační prostředí.

Výše uvedená vzdálenost sféry od zdroje byla stanovena na 8,8 cm, a to z důvodu dodržení 1,1 násobku velikosti sféry, jakožto vzdálenosti od zdroje, kdy tento parametr je dodržen a stanovován pro každou simulaci sféry o všech průměrech zvlášť. Tato podmínka byla vybrána jako vhodná alternativa vůči stanovení fixní vzdálenosti pro všechny průměry sfér.

```
[ S u r f a c e ]
9  s      0    0  8.8    1.6          $ Detektor
10 s      0    0  8.8    4           $ Moderační sféra
11 rpp    -50   50 -50    50  -5  100  $ Prostředí
```

Obrázek 4.2 Sekce [Surface]

Poslední sekce [Cell] neboli buňka se zaměřuje na sjednocení sekce [Material] a [Surface]. Jsou pro každý objekt v simulaci definovány další unikátní čísla, které se volí, tak aby se nepřekrývaly s žádným dříve použitým číslem. Tomuto číslu je přiděleno v pořadí, jak lze vidět na obrázku 4.3 číslo materiálu, hustota materiálu v g/cm^3 a následně vztahy povrchů v dané buňce. Pro detektor je definován povrch jako -9 což indikuje, že povrch číslo devět z předchozí sekce definuje složení této buňky. Hustota sféry polyethylenu, u kterého bylo stanoveno chemické složení dříve v sekci [Material] je zde nastaveno na $0,942 \text{ g/cm}^3$. Mínus před číslem stanovuje právě typ použité jednotky, tedy g/cm^3 . Pro číslo kladné je poté nutné zadávat hustotu v jednotce $10^{24} \text{ atom/cm}^3$. Pro ^3He byla nastavena hustota na $0,0002475 \text{ g/cm}^3$, což odpovídá detektoru o tlaku 2 bar, při teplotě helia 20°C . Poslední dvě položky mají nastavenou 0 pro prostředí a -1 pro okraj. Tyto čísla značí, že v prostředí se nenachází žádný materiál, a tudíž nijak neovlivňuje simulaci a okraj vyhrazuje prostředí, do kterého když vnikne částice, tak je okamžitě ukončena neboli stanovuje konec výpočetního prostoru simulace. Tento parametr okraje simulace je nutný zavést do každé simulace jinak se program nezpustí.

```
[ C e l l ]
99      2  -0.0002475  -9          $ Detektor
100     1  -0.942      9 -10       $ Sféra
101     0                      9 10 -11  $ Prostředí
102    -1                      #99 #100 #101  $ Okraj
```

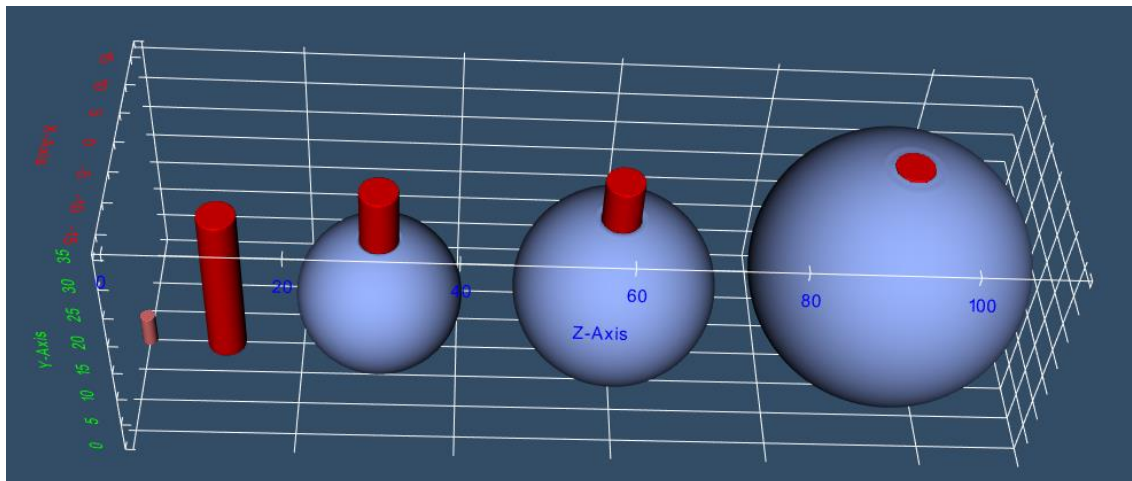
Obrázek 4.3 Sekce [Cell]

4.2 Simulace funkce odezvy na spektrum zdroje ^{241}Am – Be

Druhou sérií simulací v pořadí je simulace funkce odezvy, a to pro samotný detektor a tři sféry o průměru 21, 26 a 36 cm. Tyto průměry byly vybrány z důvodu jejich dostupnosti na Ústavu elektroenergetiky, FEKT VUT v Brně. V této simulaci je cílem určit odezvu dostupných sfér vzhledem k energetickému spektru zdroje $^{241}\text{Am-Be}$, který je také dostupný na ústavu. Tato simulace umožní blíže pochopit chování a kvantifikovat, jak samotný detektor a detektor v jednotlivých sférách reaguje na energetické spektrum zdroje, které není ovlivněno odrazy způsobenými zdmi a podlahou, jejichž efekt, jak bude vysvětleno dále v této práci je velice významný.

Jak bylo stanoveno v předchozím textu, tak součástí této simulace je pět prvků. Na obrázku 4.4 jsou všechny tyto prvky znázorněny v trojrozměrné simulaci vedle sebe pro lepší pochopení a představení rozměrů jednotlivých prvků. Na levé straně jako první se nachází neutronový zdroj, následuje v červené barvě neutronový detektor plněný ^3He a poté detektor v jednotlivých sférách modré barvy velikostně vzestupně 21, 26 a 36 cm. Je nutné podotknout, že detektor nedosahuje až na spodní část sfér, ale u každé sféry jednotlivě začíná nad zemí ve výšce 5, 8 a 11 cm,

tak aby co nejvěrohodněji byly vykresleny dostupné sféry. Dle osobního změření zóna naplněná ^3He v detektoru má průměr 5 cm a měla by dosahovat výšky 24 cm. Vzhledem k takto stanoveným podmínkám nejsou první dvě menší sféry schopny pojmout detektor celý a je tedy při vyhodnocení na to brán ohled.



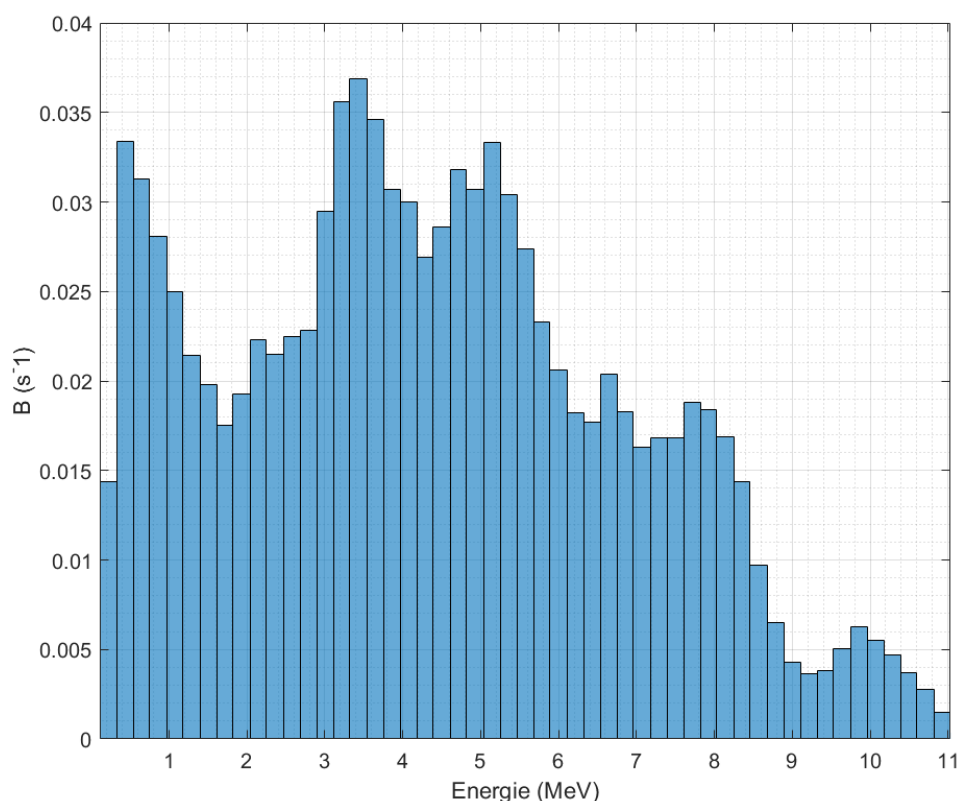
Obrázek 4.4 Prvky použité v simulaci

4.2.1 Rozbor vstupního souboru druhé simulace

Vstupní soubor této simulace v rámci sekce zrcadlí simulaci předchozí, jelikož simulace zde uvedené implementují všechny základní a některé pokročilé funkce programu PHITS a jakékoliv jiné simulace musí dodržovat tento daný postup.

Jako první jsou tedy definovány parametry samotné simulace a pro tento případ byly využity znalosti z předchozí simulace, a tedy počet částic je pro samotný detektor a sféry 21 cm a 26 cm roven 5 milionům a 10 milionům pro sféru 36 cm z důvodu náročnějšího výpočtu vzhledem k tloušťce sféry.

Sekce zdroje v programu v sobě nese klíčivou změnu této simulace. Pro umožnění sledování odezvy na energetické spektrum zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ je nejdříve potřebné kvantifikovat hodnoty jednotlivých energetických skupin. Po značné snaze získat toto spektrum pomocí simulací bylo ustoupeno pro přesnost výsledků k hodnotám uvedených v příloze B dle [59]. Spektrum zdroje bylo tedy rozděleno do 52 energetických skupin a každé skupině je přidělena spektrální síla, která je normována na celkovou sílu zdroje. Histogram tohoto zdroje, tak jak byl simulován v programu PHITS lze vidět na obrázku 4.5.



Obrázek 4.5 Histogram zdroje $^{241}\text{Am-Be}$

Jelikož PHITS nepodporuje možnost zanesení celého spektra zdroje do jedné simulace a následně sledovat výsledky pro každou hodnotu energie zvlášť, bylo potřeba přistoupit k vytvoření unikátní simulace pro každou hodnotu energie a zaznamenávat výsledky postupně, což vedlo k značnému zvýšení časové náročnosti.

V následující materiálové sekci došlo ke změně jednoho materiálu a přidání jednoho materiálu. Obsah detektoru zůstal stejný jako v simulaci předchozí tedy izotop ^3He , ale byl změněn materiál moderační sféry. Sféra nyní sestává z tzv. parafinového vosku, stejně jako sféry dostupné na ústavu. Dokumentace poskytnutá výrobcem k tomuto materiálu, kromě hodnoty hustoty je pro účely simulace nicméně značně nedostatečná a nelze tedy věrohodně nadefinovat chemické složení parafinu. Je tedy přistoupeno ke kompromisu a parafin je definován chemickým složením $\text{C}_{25}\text{H}_{52}$ [58], [60]. Přidaným materiálem je vzduch, u kterého byly nadefinovány jeho čtyři hlavní složky, kterými jsou dusík, kyslík, argon a oxid uhličitý.

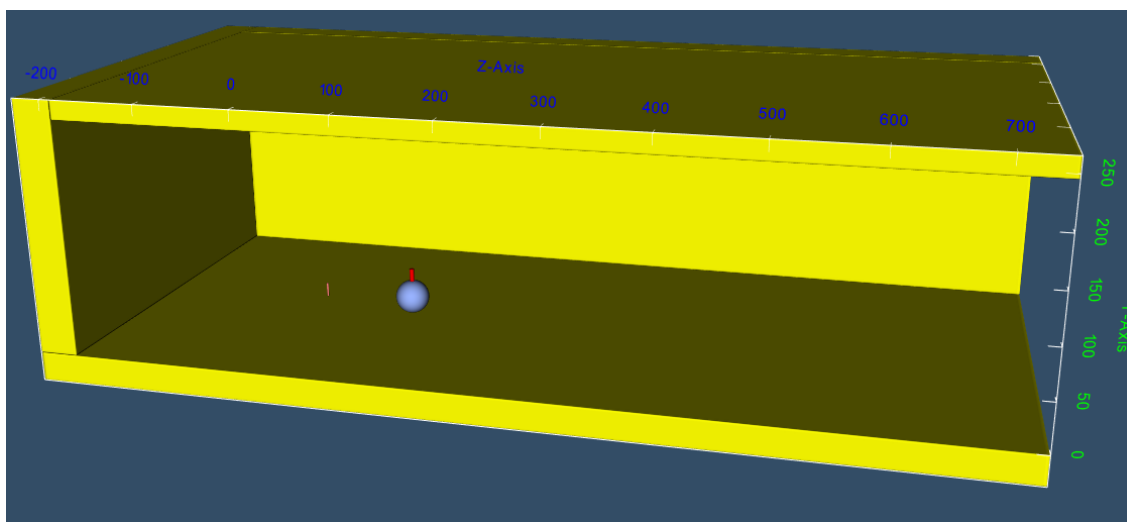
Další část definující povrch je pro jednoznačnost a možnou porovnatelnost mezi simulacemi stanovena stejným principem rozmístění jako v předchozí simulaci, kdy na počátku je umístěn zdroj a ve vzdálenosti 1,1 násobku průměru sféry je umístěna sféra s detektorem. Nyní je navíc prostor simulace vyplněn vzduchem oproti simulaci předchozí pro přiblížení se reálnějšímu prostředí.

Parametrizace simulovaného prostředí je opět ukončena sekci nastavení buněk, ve které je zachovaný stejný detektor, moderační sféra má hustotu $0,88 \text{ g/cm}^3$ a vzduch má hustotu nastavenou na $1,205 \text{ mg/cm}^3$.

4.3 Simulace laboratorního měření

Závěrečnou sérií simulací programu PHITS v této práci je simulace měření provedeného v laboratoři a zhodnocení získaných simulovaných dat vůči datům experimentálním. Tato simulace sestává z neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ umístěného na tenkém železném plátu ve výšce 10 cm nad zemí a neutronovém detektoru naplněného ^3He a třech Bonnerových sférách o průměrech 21, 26 a 36 cm. V samotném měření byla měněna vzdálenost detektoru od zdroje, a to v rozmezí 0,2 metrů až 7 metrů. Proměřen byl nejdříve samotný detektor a následně byl umístěn a stejně proměřen i ve všech sférách jednotlivě. Tato poslední simulace sestává ze stejného postupu zápisu do vstupního souboru jako simulace předchozí, tudíž popis této bude již částečně zjednodušen a budou popsány primárně všechny změny.

Na obrázku 4.6 je názorně zobrazeno trojrozměrné prostředí z jedné z provedených simulací pro lepší pochopení úlohy. Lze vidět v modré barvě moderační sféru s detektorem (červená barva) uvnitř. Jak bylo stanoveno už v předchozí úloze detektor dosahuje větších rozměrů než sféra, tudíž částečně ze sféry vyčnívá. Prostor kolem těchto třech prvků je vyplněn vzduchem, který pro lepší přehlednost zde není vyobrazen. Následně lze vidět ve žluté barvě dvě stěny, strop a podlahu.



Obrázek 4.6 Trojrozměrné zobrazení simulovaného prostoru

Pro první část simulace byl oproti předchozím simulacím celkově zvýšen počet vygenerovaných částic na 8 milionů a to z důvodu náročnější geometrie, která znatelně zvýšila náročnost simulace a při nižších hodnotách matematickou nejistotu výsledků.

Ve vstupní části simulace zdroje je nadefinováno celé spektrum neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ (Příloha B), tak jak tomu bylo vysvětleno v předchozí simulaci a znázorněno v grafu 4.5. Zde je změněn směr vyzařování, a to do všech směrů zároveň, tak jak by bylo možné předpokládat u reálného zdroje po přijetí zjednodušení na zanedbání jakýchkoliv deformací jednotnosti tohoto vyzařování. Dalším parametrem nastavení zdroje je jeho umístění do výšky, která byla v experimentálním měření 10 cm nad zemí.

V materiálové části se nachází parafín pro moderační sféru, ^3He pro detektor a vzduch pro prostředí, tak jak byly definovány v předchozí simulaci dle [58], pro možnost vzájemného zhodnocení výsledků. Pro simulaci stěn, stropu a podlahy bylo nahlédnuto do výkresové dokumentace místnosti, ve které bylo měření provedeno. Tudíž pro stěny byl zjištěn materiál cihly, kterému bylo nadefinováno 5 komponentů a pro podlahu i strop byl zvolen beton s 10 komponenty. Přesné nadefinování těchto materiálů lze vidět na obrázku 4.7, kdy oba materiály jsou uvedeny v CEPXS formě.

```

MAT[ 4 ] $ Beton
H      -0.0221
C      -0.002484
O      -0.57493
Na     -0.015208
Mg     -0.001266
Al     -0.019953
Si     -0.304627
K      -0.010045
Ca     -0.042951
Fe     -0.006435

MAT[ 5 ] $ Cihla
O      -0.525
Al     -0.005
Si     -0.449
Ca     -0.014
Fe     -0.007

```

Obrázek 4.7 Vstup PHITS pro beton a cihlu

Poslední dvě sekce povrch a buňka jsou oproti předchozím rozšířeny o již zmíněné prvky prostředí. Tyto prvky je nutné se značnou obezřetností sestavit, odladit a ujistit se, že žádný z prvků nezpůsobuje kolizi s povrchem jiným. V případě neodladění vstupního souboru a zanechání této kolize mezi stanovenými prostory jednotlivých povrchů v programu nebo nenastavení správné logiky mezi jednotlivými buňkami by mohlo dojít k simulování nesprávných výsledků. Program PHITS sám o sobě nekontroluje, zdali nedochází k těmto chybám a poskytne výsledek, tak jak jsou parametry zadány.

Na obrázku 4.8 lze vidět text vstupního souboru pro stanovení povrchů a buněk jednotlivých částí simulace. Po ověření, že nedochází ke kolizím jednotlivých povrchů byly určeny hodnoty hustot betonové podlahy a stropu na 2,3 g/cm³ a hustoty stěn na 1,8 g/cm³.

```

MAT[ 4 ] $ Beton
H      -0.0221
C      -0.002484
O      -0.57493
Na     -0.015208
Mg     -0.001266
Al     -0.019953
Si     -0.304627
K      -0.010045
Ca     -0.042951
Fe     -0.006435

MAT[ 5 ] $ Cihla
O      -0.525
Al     -0.005
Si     -0.449
Ca     -0.014
Fe     -0.007

```

Obrázek 4.8 Vstup PHITS pro složitější prostředí

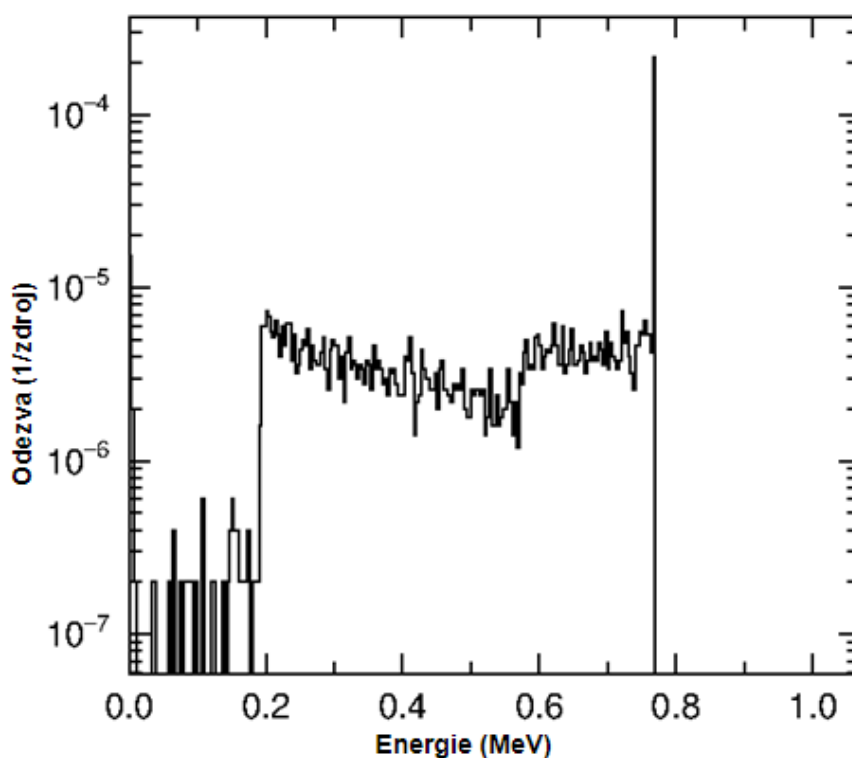
4.4 Tally

Po nastavením, ověření a odladění všech parametrů simulace lze nyní přistoupit k vytvoření tzv. tally. Tato sekce, která přichází po všech předchozích je stěžejním bodem vstupního souboru, neboť definuje, jaké veličiny bude kód programu vyhodnocovat. Jak je již přiblíženo v kapitole 3.2 program PHITS nabízí opravdu značné množství možností výběru tally. Pro potřeby zde uvedených simulací a získání relevantních dat jsou zde ovšem použity tzv. T-Deposit a T-Track tally.

T-Deposit tally vrací v podobě nejen číselné, ale umožňuje i grafické znázornění výsledných hodnot nasimulovaných v definované buňce. V samotné textové části této tally lze nadefinovat celou škálu parametrů a jednotek, ve kterých bude výsledek počítán, ale zde zvolený výsledek je normován na průměrnou celkovou hustotu neutronového toku. Lze tomu rozumět tak, že pokud je vygenerováno 100 neutronů o různých energiích a tally dle svých parametrů zaznamená 10 neutronů, tak výsledná hodnota simulace bude podíl těchto dvou čísel, tedy $0,1 \text{ cm}^{-2}$. Tento výsledek reprezentuje průměrnou celkovou hustotu toku neutronů v buňce normovanou na jednu simulovanou částici. Pro získání výsledků v požadované velikosti je potřeba tento výsledek normovaný na jednu částici vynásobit emisí zdroje pro případ třetí simulace, a tím získat počet neutronů zaznamenaných v detektoru. U prvních dvou simulací je potřeba pro získání žádaných rozměrů odezvy vynásobit výsledek plochou zdroje, která ozařuje detektor, jako funkci hustoty neutronového toku pro rozměry daného zdroje.

Pro tuto tally je ve vstupním souboru nutné nastavit řadu parametrů a následně je rozšířit o volitelné parametry pro získání požadovaného výsledku. Prvním parametrem je `mesh`, který je nastaven na `reg` pro získání výsledků z celé buňky a je tedy následně potřebné nastavit v tomto parametru unikátní číslo, které bylo požadované buňce přiděleno dříve. V tomto případě se jedná vždy o buňku, ve které se nachází helium, tedy buňku detektoru. Po stanovení sledované buňky

je nastaven `material` na `all` pro specifikování materiálů uvnitř buňky, kterých se výpočet má týkat, na všechny materiály buňky. Následující textový vstup `output=deposit` je klíčovým pro zaznamenávání hodnot energií uvolněných každým individuálním neutronem a s tím zároveň, i počet těchto událostí neboli neutronů ovšem normovaných na jednu částici. Dále je nutné vybrat jakým způsobem budou zaznamenány a rozděleny nasimulované hodnoty. `E-type=2` byl vybrán jako optimální volba, u které lze nastavovat minimální a maximální hodnotu energie pro uvedení do záznamu, i s tím, že hodnoty jsou zaznamenány lineárně v závislosti na energii. Z celé řady dalších parametrů je posledním důležitým dříve vysvětlený tzv. Fano faktor, který je vlastností materiálu detektoru a dle literatury byl nastaven na hodnotu 0,2 [61], [62]. Na obrázku 4.9 je pro lepší představu znázorněn výstup tally T-Deposit v neupravených jednotkách. O tomto průběhu, ve kterém se nachází hodnoty energií protonů a tritia uvnitř detektoru způsobené interakcí tepelných neutronů s heliem bylo psáno již dříve v této práci a lze si všimnout, že program PHITS správně replikuje tuto závislost.



Obrázek 4.9 Simulované spektrum energie ^3He detektoru

Nastavení tally T-Track je méně komplikované, jelikož výstupem této tally je grafické zobrazení simulace, které je dále využito v kapitole 5 pro lepší znázornění chování neutronového toku během simulace. Zápis ve vstupním souboru pro tuto tally lze vidět na obrázku 4.10. Vstupní soubor sestává v první části z nastavení geometrie

prostředí, která má být zobrazena a v poslední části je nastavena jednotka výstupu a následně jsou nastaveny samotné soubory, které jsou požadovány po ukončení simulace.

```
[ T - T r a c k ]

mesh = xyz                # Typ mřížky xyz
x-type = 2                # Lineární vynesení hodnot osy x
nx = 200                  # Množství bodů osy x
xmin = -200.              # Minimální hodnota vzdálenosti osy x
xmax = 250.               # Maximální hodnota vzdálenosti osy x
y-type = 1                # Osa y bude definována níže uvedenými daty
ny = 1                    # Množství bodů osy y
                        -5.0 40.0
z-type = 2                # Lineární vynesení hodnot osy z
nz = 200                  # Množství bodů osy z
zmin = -230.              # Minimální hodnota vzdálenosti osy z
zmax = 300.               # Maximální hodnota vzdálenosti osy z
part = all                # Všechny částice
e-type = 1                # Parametry energií jsou definovány níže
ne = 1                    # Množství bodů vynesných energií
                        0.0 1000.0
unit = 1                  # Jednotka
axis = xz                 # Osa výstupu
file = 2D_graficky.out    # Název složky výstupu
title = Graficke znazorneni distribuce energie
epsout = 1                # Požadavek na soubor EPS
```

Obrázek 4.10 Vstup PHITS pro tally T-Track

4.5 Zpracování simulací

Po vytvoření a odladění vstupního souboru všech simulovaných problematik a vhodného nastavení tally pro získání požadovaných výsledků bylo přistoupeno k provedení a zaznamenání všech simulací. Veškeré simulace byly prováděny na notebooku Acer Aspire VX 15 s procesorem Intel® Core™ i7-7700HQ CPU @ 2,80 GHz, 4 jádra a RAM 8 GB. Verze programu PHITS, ve které byly provedeny veškeré simulace je 3.24 vydaná 3. prosince 2021 a k datu provedení simulací to byla verze nejnovější.

Pro první simulaci, kterou je funkce odezvy řady Bonnerových sfér (kapitola 4.1) bylo sestaveno a provedeno celkově 243 unikátních simulací, které reprezentují detektor a osmi různých průměrech Bonnerových sfér pro 27 různých hodnot energií. Z důvodů dosažení co nejnižší nejistoty stejně jako u všech ostatních simulací byl použit značně vysoký počet částic, který vedl k trvání jedné simulace přibližně 25 minut. Výsledné hodnoty jsou uvedeny v příloze A.1. Následně byly provedeny dodatečné simulace s výsledky v příloze A.2, u kterých se jedná o stejnou simulaci jen s vybranými hodnotami energií navíc.

Simulace funkce odezvy na spektrum zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ (kapitola 4.2), která je druhá v pořadí sestává z 208 provedených simulací, které dohromady tvoří čtyři průběhy

odezev v rámci 52 rozdílných hodnot energií neutronů. V tomto lehce náročnějším výpočtu, kde ovšem pro samotný detektor simulace trvala kratší dobu a pro sféru 36 cm trvala razantně déle byla průměrná doba simulace 30 minut.

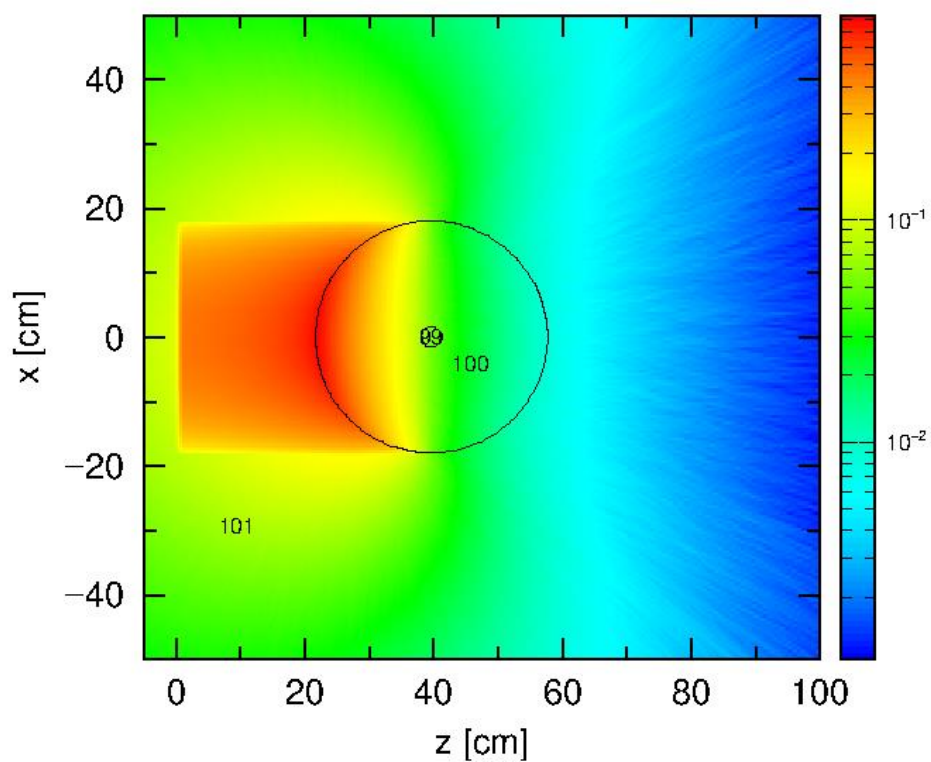
Závěrečná simulace napodobující laboratorní měření (kapitola 4.3), která má výsledky uvedeny v příloze D je tvořena 68 simulacemi. Jedná se opět o čtyři prvky, které byly měřeny v 17 různých vzdálenostech. V této úloze je celkově nejkomplikovanější geometrie a vzhledem k vysokému počtu částic trvala jedna simulace přibližně 50 minut.

Po provedení veškerých 519 unikátních simulací byl z výstupních souborů každé simulace zvlášť odečten výsledek a následně přepočítán do požadovaného výsledného rozměru, které jsou následně uvedeny v přílohách, tak jak bylo zmíněno výše.

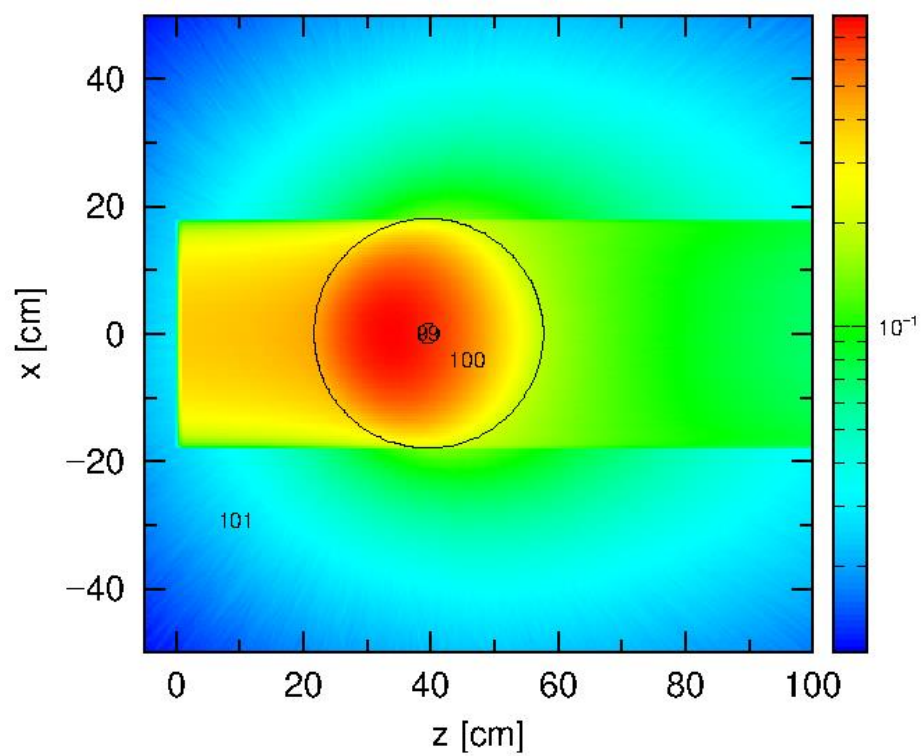
5. SHRUTÍ VÝSLEDKŮ SIMULACÍ

V této práci byly provedeny celkem tři typy simulací v programu PHITS. Na začátku kapitoly 4 byl nastíněn úvod do řešené problematiky a následně byla detailně vysvětlena práce s PHITS. Cílem prvních dvou simulací je stanovení hodnot funkce odezvy. První typ simulace definuje funkce odezvy pro hodnoty energií neutronů od 1 meV do 20 MeV a pro druhý typ simulace jsou použity hodnoty energií, tak jak jsou definovány energetické skupiny neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ s řadou dalších parametrů a podmínek [59]. Třetí simulace je následně postavena na reálně provedeném měření na Ústavu elektroenergetiky, FEKT VUT v Brně.

První série simulací sestávající z 243 nasimulovaných hodnot uvedených v příloze A.1 je problematikou, která je ve spojitosti s Bonnerovými sférami extenzivně řešena. Na obrázku 5.1 a 5.2 lze vidět výstup z tally T-Track. Tyto obrázky barevně znázorňují hustotu neutronového toku, kdy na ose x a z je vzdálenost a na barevné škále jsou logaritmicky definovány hodnoty toku pro danou barvu. Hodnoty program PHITS opět normuje na celkovou hustotu neutronového toku, tudíž barva sytě červená je rovna jedné neboli hodnotě maximální a tmavě modrá je pro hodnoty nejnižší. Obrázek 5.1 zobrazuje provedenou simulaci sféry 36 cm po ozáření paprskem neutronů o energii 1 meV, která je nejnižší hodnota neutronové energie, která je použita v simulacích. Na tomto obrázku je vidět rozhraní stejné jako na obrázku 4.1 jen dvourozměrně a definované čísla. Číslo 101 je pro prostředí okolo sféry a zdroje, číslo 100 je pro celou sféru vyjímaje detektoru, který je uprostřed s číslem 99. Lze detailně vidět, jak dochází k moderaci v objemu celé sféry a hustota toku neutronů klesá na hodnotu 0,1 z celkové hustoty v části, kde se již nachází neutronový detektor. Dále lze vidět v jaké míře dochází k rozptylu neutronů, které vedou ven ze sféry. Toto lze rozdělit na dvě poloviny, kde v levé polovině od sféry je dle očekávání mnohem větší hustota toku neutronů a v pravé části dochází k razantnímu úbytku, a to až k nulovým hodnotám. Tato tally velice názorně ukazuje, že ve sféře tohoto průměru již značně dochází k interakci neutronů s materiálem v celém objemu sféry a na druhou stranu se již neutronový tok nedostane z důvodu nízké hodnoty energie. Detailněji lze pozorovat, že již v půlce sféry dochází k zastavení jednotného směru neutronového toku a začíná docházet primárně k rozptylu uvnitř prostoru sféry do všech směrů. Získaná odezva pro tuto simulaci byla $0,0107 \text{ cm}^2$. Obrázek 5.2 znázorňuje tu stejnou problematiku jen v tomto případě se jedná o neutrony o energii 20 MeV, což v rámci zde provedených simulací je maximální použitá energie. Již na první pohled si lze všimnout značně rozdílné podoby toku, kdy v tomto případě vysoce energetické neutrony dokáží i přes celý objem sféry udržet tvar paprsku daný nastavením zdroje. I přes větší rozměr sféry a tím způsobenou velkou míru moderace je hodnota energie neutronů natolik vysoká, že dochází k rozptylu uvnitř sféry mnohem méně a hodnoty hustoty toku mimo dráhu paprsku jsou tím pádem mnohem menší.



Obrázek 5.1 Výstup T-Track pro sféru 36 cm a energii neutronů 1 meV



Obrázek 5.2 Výstup T-Track pro sféru 36 cm a energii neutronů 20 MeV

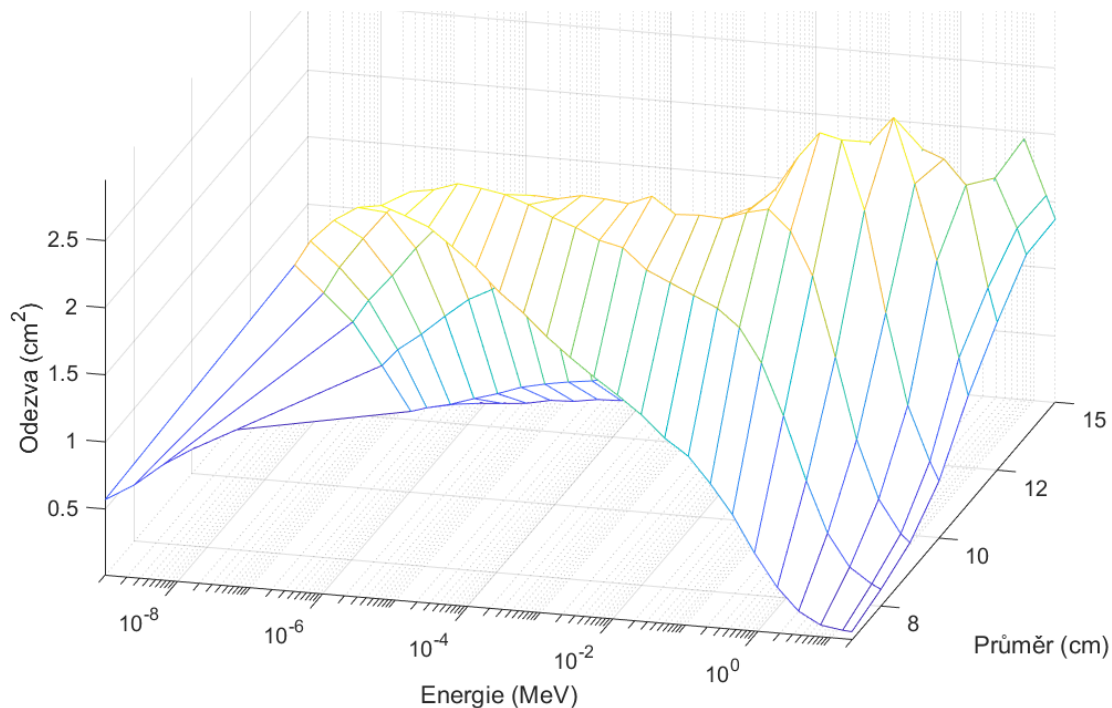
Odezva získaná pro tuto simulaci na obrázku 5.2 byla $1,36 \text{ cm}^2$, a to je několikanásobně více, než ze simulace na obrázku 5.1. Vysvětlení těchto rozdílů, lze interpretovat z předchozích obrázků tak, že neutrony o nižších hodnotách energií jsou vzhledem k velikosti sféry mnohem lépe moderovány a absorbovány. To má za následek, že k samotnému detektoru se jich dostane mnohem méně neutronů, oproti energiím větším, které jsou intenzivně moderovány v celém objemu sféry, a tudíž má detektor větší šanci na jejich zaznamenání.

Obrázek 5.3 zobrazuje funkci odezvy pro osm různých průměrů sfér a obrázek 5.4 zobrazuje ty stejná data, a navíc obsahuje průběh pro samotný detektor. Z obou obrázků může být stanoveno, že průběh funkcí odezev detektorů ve všech sférách závisí primárně na průměru jednotlivých sfér. Detektor jako takový způsobuje svými hlavními parametry, kterými jsou jeho obsah a rozměry změnu v dosažených hodnotách odezvy, ale průběh této odezvy je definována až samotnou sférou. Pro nejmenší sféru 8 cm je v nižších hodnotách energií neutronů dosahováno odezvy největší, která začíná na hodnotě $0,568 \text{ cm}^2$ a postupně se zvětšuje na maximum $2,94 \text{ cm}^2$. Tento trend postupného zvětšování odezvy z nejmenších hodnot energií do hodnoty přibližně 6,5 eV je stejný pro všechny sféry. Následně dochází k postupnému snižování odezev nejmenších sfér 8, 10 a 12 cm. Toto snižování je nejdříve mírné, ale po hodnotě přibližně 0,1 MeV dochází ke strmému poklesu až na minimální hodnoty, která pro sféru 8 cm činí $0,0686 \text{ cm}^2$.

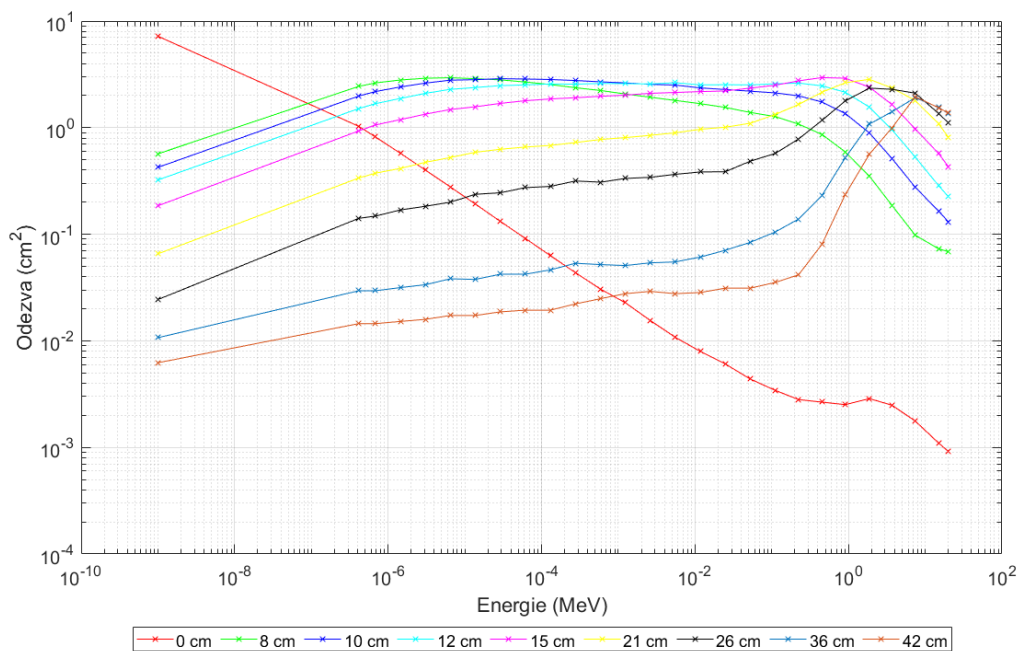
Celý tento průběh je charakteristický pro tři nejmenší sféry 8, 10 a 12 cm. K razantnímu přelomu začíná docházet poté u sfér o průměru 15 cm a více, kdy dochází k růstu odezvy a následnému strmému poklesu až při hodnotě energií od 0,45 MeV pro sféru 15 cm až po 7,4 MeV pro sféru 42 cm, u které si lze všimnout, že hodnotu energie neutronů, při které dosahuje maximální odezvy sdílí se sférou 36 cm. Tento poznatek je zásadní, neboť stanovuje, že jakékoliv další zvětšování sféry by mělo smysl pouze v případě, pokud by byl požadavek na detekování neutronů o energiích blízkých se 20 MeV a více. U sfér 15 cm a více dochází se zvětšováním průměru k celkovému snižování odezvy u nižších energií, a čím je průměr větší tím dochází k výraznějšímu nárůstu odezvy u vyšších hodnot energií.

Toto vše se děje v souladu s očekáváním, neboť čím je sféra menší tím dochází k zisku lepší odezvy u nízkoenergetických neutronů vzhledem k malé míře moderace a značně horší odezvě se zvětšující se energií. Pozoruhodným poznatkem je fakt, že sféry 36 a 42 cm mají celkově velice špatnou odezvu a vynikají oproti ostatním pouze v oblasti nad 7,5 MeV a ani v této oblasti nedosahují značně lepších výsledků oproti například sféře 26 cm. Naopak sféry 21 a 26 cm dosahují celkově optimálnějších výsledků s ohledem na větší důležitost odezvy v oblasti energií nad 1 MeV, která je pro většinu praktických měření oblastí významnější, ale samozřejmě záleží na konkrétním použití. Detailněji se tomuto tato práce věnuje v druhé simulaci.

Jako poslední se na obrázku 5.4 nachází průběh odezvy pro samotný detektor, který je v legendě pojmenován jako 0 cm, tedy bez moderační sféry. Tento průběh je vložen pro referenci jako znázornění změny průběhu funkce odezvy, kterou sféra způsobí.



Obrázek 5.3 Trojrozměrná funkce odezvy pro set BS s detektorem ^3He



Obrázek 5.4 Detailní průběh funkce odezvy pro set BS s detektorem ^3He

Kromě nejmenších hodnot neutronové energie, které reprezentuje simulace o energii 1 meV, kde samotný detektor dosahuje celkově nejlepší odezvy $7,21 \text{ cm}^2$ může být s jistotou stanoveno, že je při použití správně zvolené sféry pro danou problematiku vždy dosaženo celkově lepších výsledků, než když by sféra nebyla použita a byl by pro měření použit samotný detektor.

Dříve v této práci byl představen průběh funkce odezvy (obrázek 2.6), který je výsledkem jednoho z prvních článků poskytující ucelené shrnutí funkcí odezvy rozsáhlé řady Bonnerových sfér. Obrázek 5.3 byl částečně sestaven dle dat získaných na základě informací poskytnutých tímto článkem, jakožto snaha o ověření a získání detailnějších znalostí spojenými s touto problematikou. Obrázky 5.3 a 5.4 jak bylo řečeno výše obsahují stejná data, ale jsou zobrazeny dvěma preferovanými způsoby. První je zobrazen v trojrozměrném rozhraní pro přibližné porovnání s výsledky danými dle [39] a druhý obrázek pro přibližné porovnání s daty publikace dle [63]. Veškeré výsledky mohou být také s jistotou rezervou porovnány s daty, které poskytuje Mezinárodní agentura pro atomovou energii [64].

Největším problémem při porovnávání s výše uvedenými publikacemi je jejich nejednoznačnost nebo kompletní absence řady potřebných detailů a parametrů, které byly nastaveny v jednotlivých měřeních. Nepočítaje problematiku spjaté s unikátností vstupního souboru PHITS, neexistence jednotného formátu měření odezvy pro všechny typy detektorů a zdrojů vede k tomu, že není možné exaktně porovnat výsledky těchto publikací s výsledky získanými v této práci, tedy některé parametry byly následně voleny na základě získaných znalostí a nejlepšího uvážení, ale i přes tato fakta je v jistých ohledech dosahováno velice dobré shody.

Jak bylo nastíněno výše, tak nedostatek dat poskytnutých při sestavování obrázku 2.6 má za následek i to, že nebyly přiloženy exaktní hodnoty, ale pouze jen výsledný graf. Po detailním porovnání s výsledným grafem v této práci lze po určení zjištělých rozdílů v simulacích, a tedy způsobených vzájemných nejistot vyvodit řadu faktů.

Prvotním rozdílem je použití jiných jednotek délky při definování průměru sfér, které ač se pohybují v přibližně stejném rozsahu nejsou stejné. Druhým rozdílem je hustota simulovaných hodnot energií, které způsobují větší rozdíly mezi jednotlivými energiemi. Posledním rozdílem jsou dosahované hodnoty odezvy, které jsou způsobeny nejspíše využitím detektoru o jiných rozměrech a parametrech.

Při zanedbání nejvýraznějšího rozdílu, kterým jsou dosahované hodnoty odezvy, může být s rezervou stanoveno, že simulace provedené v programu MCNP z roku 2002 a aktuální verze PHITS dosahují téměř totožných průběhů funkce odezvy pro řadu Bonnerových sfér.

Stejného závěru je dosaženo při přibližném porovnání hodnot použitých pro vykreslení grafu na obrázku 5.4 (příloha A.1) s publikací dle [63], která již obsahuje tabulku s výslednými hodnotami. Po bližším prozkoumání výsledků obou programů

s ohledem na přijmutí stejných zjednodušení jako u předchozího porovnání, lze bezpečně stanovit, že získané funkce odezvy a v tomto případě i získané hodnoty programu PHITS a MCNP vzhledem k jejich celkovému průběhu od 1 meV do 20 MeV jsou ve velmi dobré shodě. Bylo žádoucí porovnání získaných výsledků programu PHITS oproti výsledkům dalších publikací zabývajících se stejnou problematikou, nicméně nelze výsledky přímo porovnat kvůli nezanedbatelným rozdílům všech simulací.

Druhá série simulací tvořena 208 hodnotami uvedenými v příloze C.1 a C.2 dává dohromady průběh na obrázku 5.5. Jedná se principiálně o stejnou závislost jako v simulaci předchozí. Hlavním rozdílem je, že závislost odezvy neutronového detektoru naplněného ^3He je vynesena vůči jednotlivým energetickým skupinám neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$, tak jak byly definovány na obrázku 4.5 s hodnotami uvedenými v příloze B [59].

Energetické skupiny zdroje se hodnotami liší oproti předchozí simulaci, tím že nejnižší použitá hodnota energie neutronů je 0,11 eV a nejvyšší je 11,03 MeV. Celkově toto rozhraní pokrývá dalších 50 hodnot. Funkce odezvy byly stanoveny v tomto případě pro samotný detektor, který je označen na obrázku 5.5 opět jako 0 cm a následně pro sféry 21, 26 a 36 cm. Kromě tvaru zdroje, který jak bylo zmíněno dříve je v této simulaci válcový má tento tvar i detektor, tak jak bylo vysvětleno a zobrazeno na obrázku 4.4.

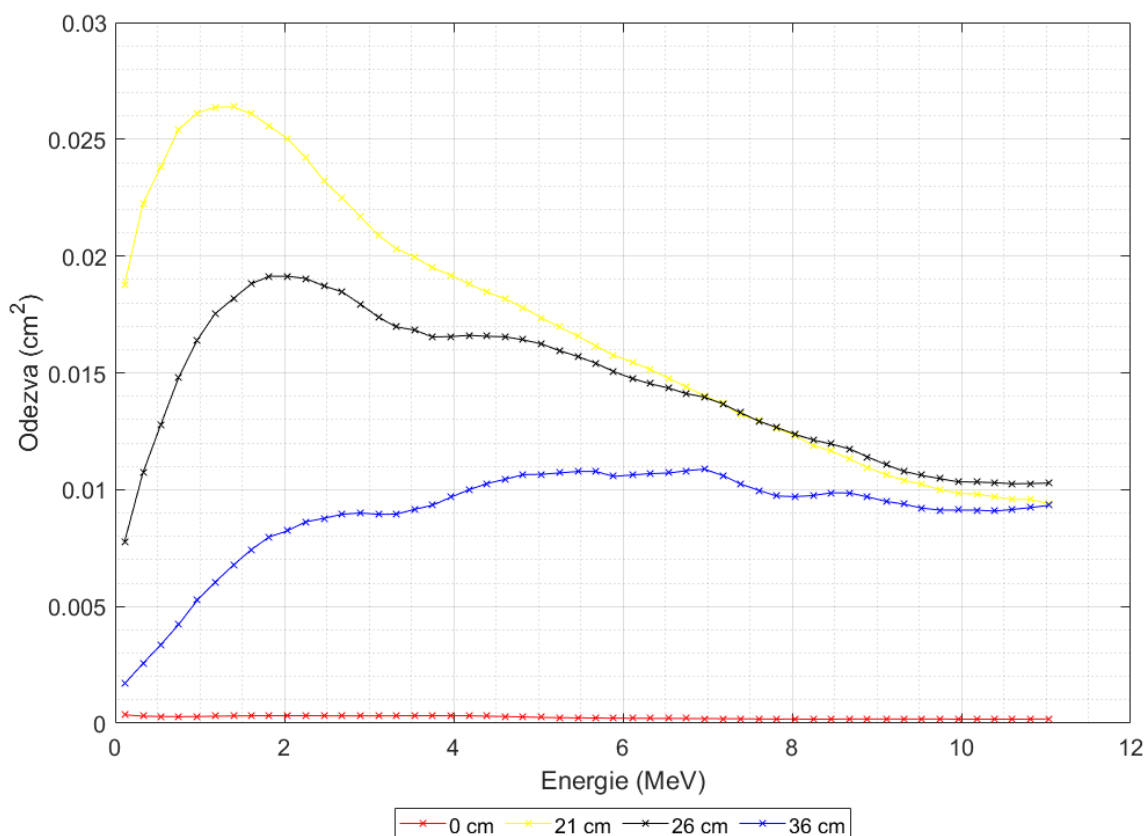
Detektor využitý v této simulaci je univerzální pro všechny sféry, a tedy zejména u sfér 21 a 26 cm přesahuje mimo prostor sfér. Simulace byla takto sestavena, aby byla v souladu s dostupnými sférami a detektorem na ústavu, nicméně po vyhodnocení výsledků z předchozí série simulací se právě tyto tři průměry jeví jako optimální volba při vyhodnocování vyšších hodnot energií. To z důvodu, že sféra 21 cm má lepší odezvu pro nižší hodnoty energií, sféra 36 cm pro vyšší hodnoty energií a sféra 26 cm by se dala nazvat kompromisem mezi těmito dvěma stavy. S ohledem na neizotropní moderaci detektoru sférami dochází k tomu, že získaná data, z této série simulací nestanovují funkci odezvy použitého detektoru korektně jako v předchozí modelové sérii simulací, ale jedná se o výsledná data pro konkrétní dříve definovanou laboratorní sestavu.

Přijaté ohledy a zjednodušení vzhledem k simulaci dostupných sfér a detektoru vedou k celkovému snížení získaných hodnot odezev oproti předchozí sérii simulací, nicméně hlavní vliv na výsledky má zdroj. Změna vyzařování zdroje z paprsku, který byl mířen přímo na moderační sféru, na jednotné vyzařování do všech směrů vede ke značnému snížení detekovatelného množství částic. Na obrázku 5.5 při nižších hodnotách energií dosahuje nejlepších výsledků nejmenší sféra, a to odezvy $0,02683 \text{ cm}^2$ při 1,18 MeV. Tento bod maximální odezvy se poté se zvětšujícím průměrem sféry posouvá k vyšším hodnotám energií. V souladu s dříve diskutovanými

výsledky dochází u sfér 21 cm a 26 cm po dosažení maximální hodnoty odezvy při dalším navyšování energie neutronů k poklesu odezvy.

Sféra 36 cm tento trend nemá viditelný jako předchozí sféry a dochází u ní v průběhu navyšování energie neutronů k mírným poklesům a růstům. To je s největší pravděpodobností zapříčiněno nejistotou výpočtu a navýšením počtu generovaných částic by se tento průběh vyhladil. Bohužel generovaný počet částic u simulací sféry 36 cm byl navýšen a tím čas trvání jedné simulace byl již tak vysoký, aniž by došlo k získání přesnějších hodnot, že k dalšímu zpřesnění výpočtu nebylo přistoupeno.

Pro referenci byl opět přiložen průběh odezvy i pro samotný detektor, který je v legendě obrázku 5.5 označen jako 0 cm. Opět je potvrzeno, že s nejvyšší hodnotou odezvy $0,00036 \text{ cm}^2$ při nejnižší energii, samotný detektor nedosahuje v celém simulovaném energetickém spektru žádných významných hodnot v porovnání, když je použita moderační sféra.

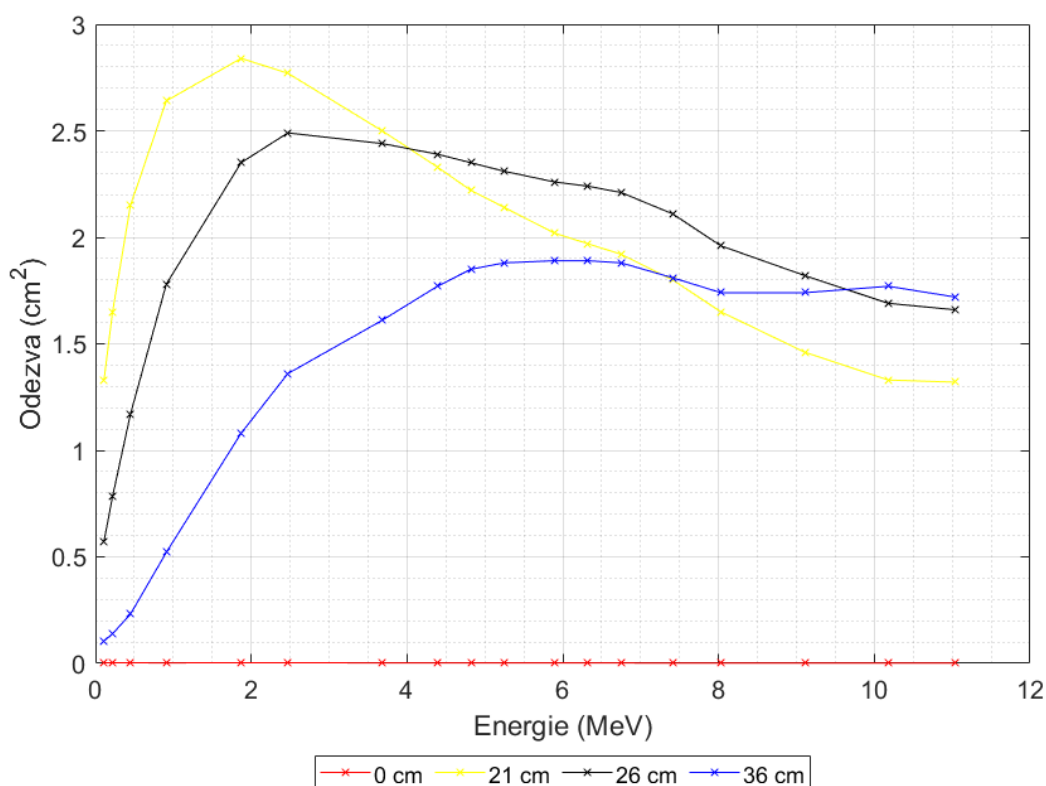


Obrázek 5.5 Odezva detektoru s BS na spektrum ^{241}Am -Be zdroje

V oblasti energií neutronů nad 6 MeV jsou získané odezvy sfér 21 a 26 cm v rámci nejistot simulace téměř stejné a v oblasti nad 8 MeV má nejlepší odezvu sféra 26 cm. Očekáváním stanoveným předchozí sérií simulací bylo, že nejlepší odezvy bude v oblasti nad 10 MeV dosahovat sféra 36 cm.

Z tohoto důvodu byla provedena další menší série simulací s daty uvedenými v příloze A.2 a grafem zobrazujícím tyto výsledky na obrázku 5.6. Tato simulace je totožná s první sérií simulací (obrázek 5.4) a je pouze pozměněn simulovaný rozsah energií neutronů, tak aby byl v souladu se sérií druhou. Následující obrázek tedy vyobrazuje detailnější průběh funkce odezvy modelové situace z oblasti hodnot energií od 0,11 MeV do 11,03 MeV pro detektor a sféry 21, 26 a 36 cm. Množství bodů simulace bylo sníženo, ale pro účely porovnání průběhů obrázků 5.5 a 5.6 je množství výsledků dostačující.

Z průběhu na obrázku 5.6 bylo ověřeno, že odezva sféry 36 cm dosahuje v oblasti nad 10 MeV lepších výsledků než sféry ostatní, zatímco sféra 21 cm dosahuje výrazně horších výsledků, tak jak bylo očekáváno. Proto lze konstatovat, že při reálně simulovaných parametrech prostředí a zdroje, který vyzařuje všude do okolí a je menších rozměrů, dochází ke zhoršení průběhu funkce odezvy. Toto zhoršení, ale vede v tomto konkrétním případě k vyvrácení dříve stanoveného předpokladu. Tímto předpokladem bylo, že čím má sféra větší průměr tím detektor v něm umístěný, získává lepší výsledky v oblasti nad 10 MeV, oproti výsledkům u sfér menšího průměru. Tudiž místo toho, aby sféra 36 cm měla nad 10 MeV nejlepší odezvu, tak její odezva se přibližuje hodnotám sféry 21 cm a sféra 26 cm dosahuje nejlepších hodnot odezvy.

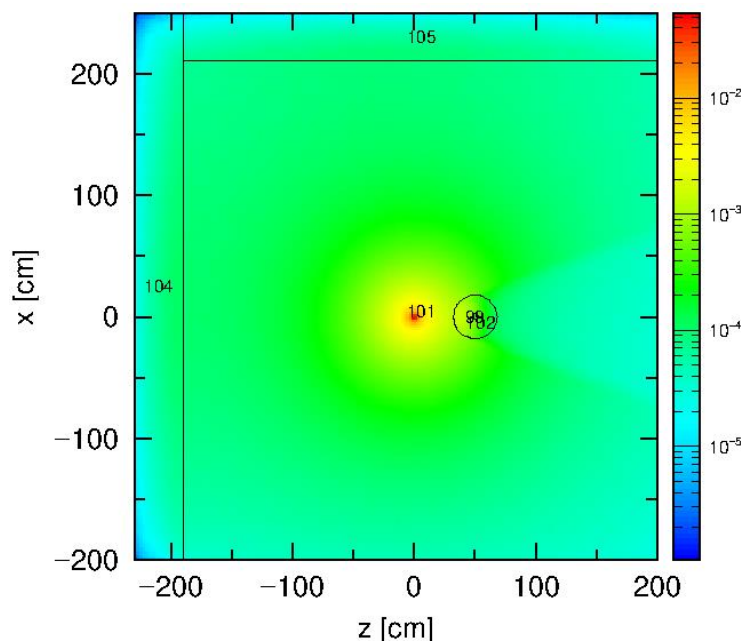


Obrázek 5.6 Detailní funkce odezvy pro vybrané sféry

Třetí série simulací, která sestává z 68 hodnot uvedených v příloze D.1. Dále je součástí příloha D.2, ve které se nachází počet zaznamenaných událostí přepočtených z dat přílohy D.1, tak jak tomu bylo vysvětleno v dřívější části. Data z této série simulací tvoří dohromady s daty reálně provedeného měření dle [65] výsledný graf na obrázku 5.8. Jedná se o porovnání experimentálně získaných dat s daty získaných prostřednictvím vyhotovení simulací v programu PHITS, tak aby byly v rámci možností co nejshodnější s podmínkami reálného měření. Pro dosažení podmínek co možná nejbližší podmínkám při reálném měření úlohy, bylo provedeno dodatečné měření místnosti, a to tedy vzdálenosti zdroje nad zemí, vzdálenosti stěn, stropu a celkových rozměrů místnosti. Pro stanovení samotných rozměrů a materiálu stěn, stropu a podlahy bylo nahlédnuto do schématu budovy.

Simulace tvoří samotný detektor a tři průměry sfér o hodnotách 21, 26 a 36 cm, stejně jako v předchozí simulaci. Tyto sféry jsou postupně simulovány v různých vzdálenostech od fixně umístěného zdroje, tak jak byly v experimentálním měření. Celkově je simulováno 17 vzdáleností pro každý prvek simulace, kdy nejmenší simulovanou vzdáleností je 0,2 metrů a největší je 7 metrů a pro neutronový zdroj je nastavené energetické spektrum zdroje $^{241}\text{Am-Be}$ s daty uvedenými v příloze B [59].

Na obrázku 5.7 je uveden výstup tally T-Track ze simulace sféry 36 cm ve vzdálenosti 50 cm od zdroje. Výstup stejně jako v předchozím případě zobrazuje hustotu neutronového toku integrovaného přes celý čas průběhu simulace a normovaného na jednu jednotku. To znamená, že obrázek 5.7 pomocí barevné škály udává poměrově k jedničce, jak velká hustota neutronového toku v tom daném bodě se nachází.

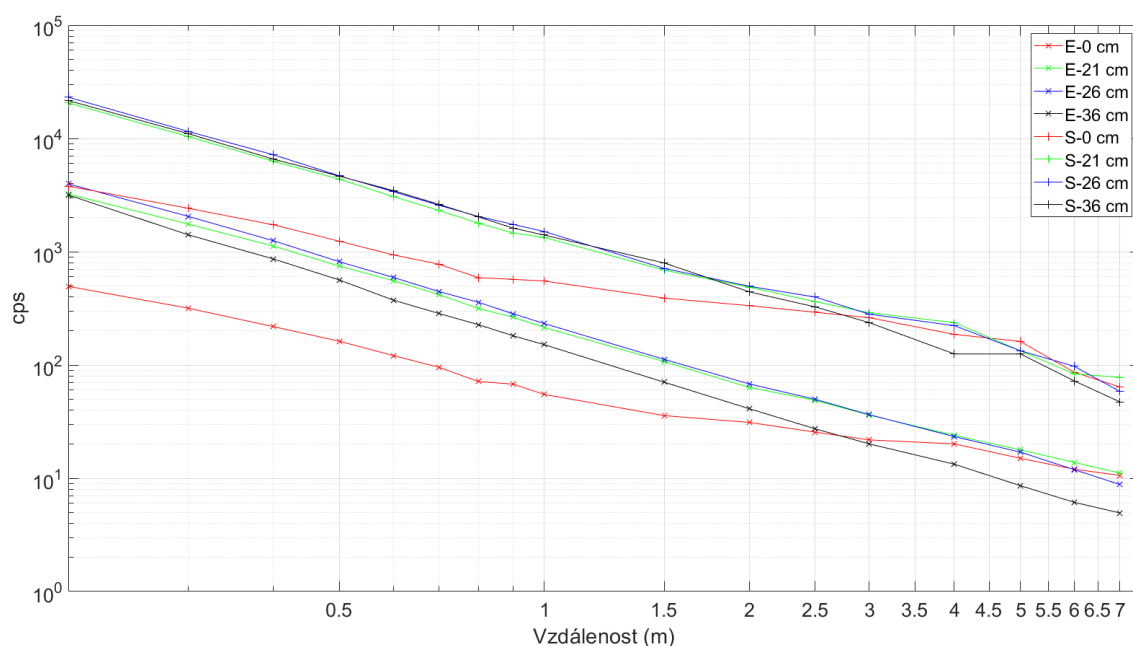


Obrázek 5.7 Grafické znázornění simulovaného neutronového toku

Na obrázku lze vidět pouze určité simulované prvky, jelikož pro správné zobrazení zdroje, sféry a detektoru musel být vynechán strop a podlaha, nicméně simulace s nimi normálně pracuje. Čísla nacházející se na obrázku definující jednotlivé prvky jsou 104 a 105 pro cihlové stěny, 101 pro vzduch, který vyplňuje celé prostředí, 99 pro detektor a 102 pro sféru.

V průběhu sestavování, odlaďování a přidávání jednotlivých prvků simulace byl sledován vliv jednotlivých prvků na výsledky. Přidáním cihlových stěn a betonového stropu bylo docíleno pouze minimálního zlepšení výsledků. Přidáním vzduchu bylo docíleno sice významnějšího ovlivnění výsledků, ale nejvýraznější vliv na výsledky mělo přidání betonové podlahy, která způsobila zejména pro simulace ve vzdálenosti do 1 metru až několikanásobné zvýšení výsledných hodnot. Na obrázku 5.7 lze vidět, že velikost hustoty neutronového toku je právě do vzdálenosti 1 m od zdroje přibližně stejná, samozřejmě vyjímaje bezprostřední vzdálenosti od zdroje. Ve vzdálenosti větší než 1 m od zdroje poté dochází k výraznějšímu poklesu až na nulové hodnoty uvnitř prostoru stěn. K výraznému poklesu hustoty neutronového toku dochází i za sférou, která by měla díky svým rozměrům účinně odstínit většinu neutronů, ale vzhledem k množství odrazů způsobených prostředím, tento efekt na obrázku příliš nevynikne.

Výsledné hodnoty simulací pro detektor a sféry uvedené na obrázku 5.8 jsou v legendě označeny pro lepší odlišení dat experimentálních od simulovaných náležitými písmeny. Souhlasné průměry sfér sdílí vždy stejnou barvu s tím, že experimentální data mají body průběhu označené křížkem a simulovaná data mají body označené znaménkem plus. Vzhledem k velkým rozdílům hodnot a přehlednosti grafu jsou také obě osy vyneseny v logaritmickém měřítku. Z obou skupin dosahují nejnižších hodnot samotné detektory, které ve vzdálenosti 0,2 m od zdroje dosahují při experimentálním měření (E-0 cm) hodnoty 494 cps a pro simulované hodnoty (S-0 cm) je výsledek 3787,04 cps [65]. Z grafu si lze všimnout, že průběhy samotných detektorů si jsou velice podobné, a že kolem vzdálenosti 0,9 m od zdroje dochází v obou případech k projevení vlivu rozptylu neutronů způsobeného podlahou, který se ze zvětšující se vzdáleností zmenšuje. Následně všechny další skupiny průběhů do vzdálenosti 3 m dodržují přibližně stejný trend poklesu hodnot. Skupinou průběhů je myšlena vždy souhlasná dvojice experimentálních a simulovaných dat sfér stejného průměru. U vzdálenosti větší jak 3 m začíná docházet u simulovaných dat k odchýlkám od očekávaného průběhu. I přesto, že trend klesání hodnot je s jistou rezervou pořád přijatelný vzhledem k očekávání, dochází zejména u sféry 36 cm (S-36 cm) k výraznějším skokům, které jsou nejspíše opět způsobeny větším rozměrem sféry, a tedy náročnějším výpočtem s větší nejistotou.



Obrázek 5.8 Simulovaná a experimentální data úlohy

Z číselných dat v příloze D.2, které na obrázku 5.8 příliš nevyniknout, lze stanovit pro simulované výsledky, že u vzdálenosti do 0,5 m od zdroje dosahuje nejlepších výsledků sféra 26 cm, která všeobecně dosahuje nejlepších výsledků až na několik bodů simulace. Je důležité stanovit, že vzhledem ke komplikovanosti laboratorního prostředí nemohl být v simulaci zahrnut každý objekt, který se v dané místnosti nacházel a tím pádem mohl mít vliv na výsledky. Při vzdálenostech do 0,5 m, kde má majoritní vliv na výsledek měření, a tedy i simulace pouze zdroj a podlaha, tak se předpokládá, že simulované hodnoty nejlépe odpovídají realitě. Ve větších vzdálenostech má vliv na výsledek vzhledem k složitosti laboratoře celá řada dalších objektů, které nebyly v simulaci definovány.

Simulované výsledky se liší od výsledků experimentálních až několikanásobně, a to právě z důvodu účinnosti reálně použitých detektorů. Materiály dostupné od výrobce nedefinují účinnost, a to nejspíše, protože spolehlivé definování účinnosti detektoru zahrnuje extenzivní testování a celkově je značně komplikované. Dostupná literatura stanovuje, že se účinnost heliem plněných válcových detektorů pohybuje pod hranicí 30 % [66], [67],[68]. Nicméně je důležité stanovit, že záleží na celé řadě aspektů a bez přijetí zjednodušení nelze definovat účinnost detektoru pouze jedním číslem.

V rámci této práce byla snaha o přibližné definování účinnosti ^3He neutronového detektoru, který je dostupný na Ústavu elektroenergetiky. Účinnost byla určena vzhledem k výsledným hodnotám třetí série simulací a to tak, že výsledné hodnoty simulace jsou brány jako referenční, co mohl detektor zachytit neboli 100 % a z experimentálních hodnot bylo následně vypočtené procento vzhledem k této

maximální hodnotě. Tyto výsledky jsou uvedeny v tabulce 5.1, kdy je vypočítaná účinnost v procentech pro všechny rozměry sfér v každé pozici simulace.

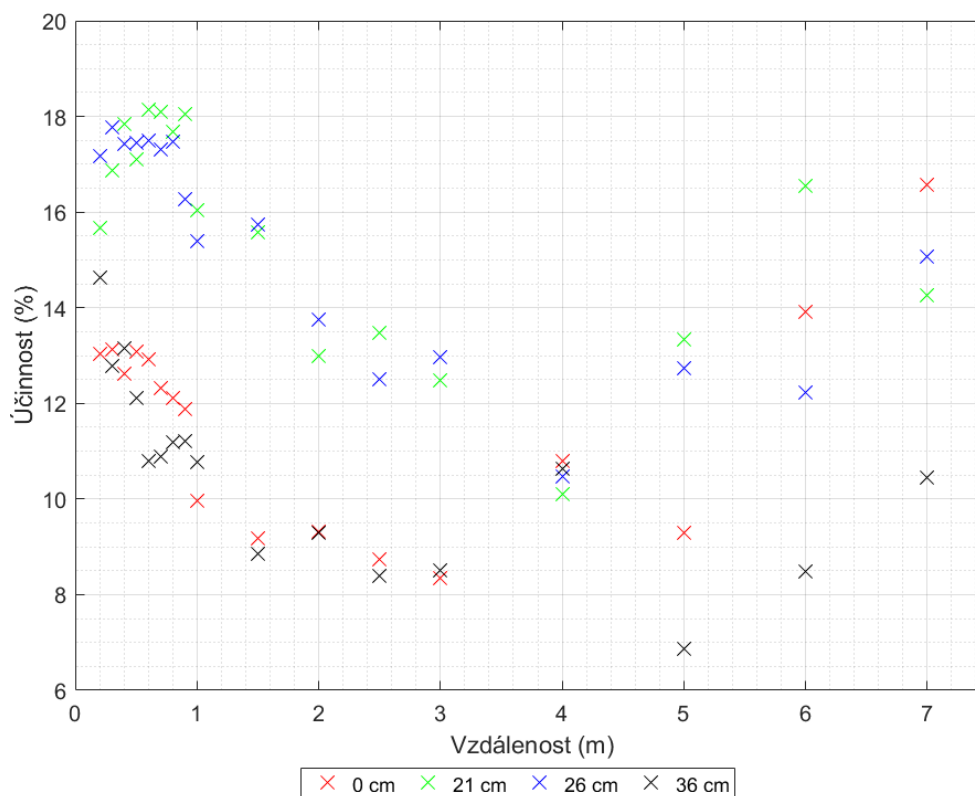
Účinnost detektoru v závislosti na vzdálenosti od zdroje se mění v rozmezí od 6,87 % u sféry 36 cm ve vzdálenosti 5 metrů, do 18,13 % u sféry 21 cm ve vzdálenosti 0,6 m. Veškeré hodnoty účinnosti se nicméně pohybují v předpokládané mezi s průměrnou účinností skrze všechny vzdálenosti, 11,6 % u samotného detektoru a pro sféry 21, 26 a 36 cm je průměrná účinnost 15,54 %, 15,25 % a 10,53 %. Sféry 21 cm a 26 cm mají průměrnou účinnost v rozmezí 1 % stejnou a sféra 36 cm dosahuje celkově nižších hodnot oproti menším sférám, a dokonce i oproti samotnému detektoru.

Tabulka 5.1 Účinnost detektoru v procentech pro dané měření

Vzdálenost (m)	Účinnost (%)			
	0 cm	21 cm	26 cm	36 cm
7	16,58	14,26	15,07	10,45
6	13,92	16,54	12,23	8,48
5	9,30	13,34	12,74	6,87
4	10,79	10,11	10,47	10,63
3	8,34	12,48	12,96	8,50
2,5	8,73	13,47	12,50	8,39
2	9,32	12,99	13,74	9,30
1,5	9,17	15,58	15,73	8,85
1	9,97	16,03	15,39	10,78
0,9	11,88	18,05	16,26	11,20
0,8	12,11	17,67	17,47	11,18
0,7	12,31	18,09	17,30	10,88
0,6	12,91	18,13	17,50	10,80
0,5	13,09	17,09	17,45	12,12
0,4	12,63	17,84	17,42	13,15
0,3	13,12	16,86	17,78	12,79
0,2	13,04	15,66	17,18	14,63

Z hodnot v tabulce 5.1 byl následně sestaven graf na obrázku 5.9. Jedná se o závislost účinnosti na vzdálenosti, ale na obrázku jsou pouze zaznačeny body hodnot, které nejsou propojeny žádnou křivkou. To je z důvodu přijetí řady zjednodušení, které vedou k tomu, že vynesení křivky mezi body by mohlo být zavádějící. Přesto lze u detektoru a všech sfér zaznamenat podobný průběh, který při vzdálenostech blízkých se minimu i maximu vede ke zvětšování účinnosti. U vzdáleností zhruba od 3 m do 5 m bylo dosaženo nejnižších účinností. Zvyšování

účinnosti se zvětšující se vzdáleností, kdy rozdíly výsledných hodnot ve vzdálenosti 0,2 m a 7 m jsou v rámci několika jednotek procent a ve střední vzdálenosti jsou hodnoty nejmenší může naznačovat, že v rámci simulace mohl být teoreticky opomenut významnější prvek nebo objekt.



Obrázek 5.9 Účinnost detektoru v různých vzdálenostech

6. ZÁVĚR

První část této diplomové práce se věnuje teoretickému rozboru neutronů a jejich interakcemi s látkou. Shrnuje informace o různých typech neutronových zdrojů a neutronové dozimetrii. Vysvětluje objev neutronu J. Chadwickem v roce 1932 a následně jednotlivé fyzikální parametry s důrazem na stanovení celé problematiky s neutrony spjaté. Práce dále věnuje pozornost i účinnému průřezu a neutronovému poli, které jsou zásadní pro lepší porozumění praktické části.

Následující rešeršní část přibližuje způsoby a typy neutronových detektorů s důrazem na Bonnerovy sféry a vhodné materiály použité pro jejich výrobu. Bonnerovy sféry tvoří vhodný materiál, kterým je nejčastěji vysoce hustotní polyethylen, pro dosažení žádoucí moderace. Bonnerovy sféry jsou nedílnou součástí neutronové detekce a jsou extenzivně řešeny, jak z ohledu materiálového, tak z ohledu rozměrového. V této části je přiblížena problematika funkce odezvy, kterou je možné stanovovat pro jednotlivé sféry a je dále řešena v praktické části.

Zbytek rešeršní části se věnuje výpočetnímu programu PHITS. Zahrnuje představení programu, popis několika typů využití a přiblížení jaké procesy tento program zpracovává. Tento program je dále v praktické části využit pro sestavení a vypočtení veškerých simulací a z tohoto důvodu jsou popsány a povrchově vysvětleny jednotlivé funkce, které tento komplexní program podporuje. Tento program, i když postaven v oboru na známé a otestované metodě Monte Carlo není příliš rozšířen, a proto pro lepší pochopení se práce v rešeršní části věnuje také jednotlivým sekcím programu.

V následující praktické části práce jsou provedeny tři série simulací. Veškeré simulace práce popisuje do značné hloubky, kdy vysvětluje celý vstupní soubor pro každou sérii simulací. To je jednak z důvodu hlubšího pochopení celé simulace a samotné práce s programem, ale také protože program PHITS je méně známý a používáný, a tak by mohla být usnadněna případná budoucí práce.

První série simulací stanovuje dle poznatků z literatury modelovou situaci pro simulování funkce odezvy. Tato funkce odezvy je tvořena pro ^3He detektor samotný a následně umístěný ve sférách o průměrech od 8 cm do 42 cm. Ačkoliv literatura není zcela jednotná ohledně této problematiky a nejsou stanoveny konkrétní požadavky, jsou výsledky získané prostřednictvím simulací v programu PHITS ve velmi dobré shodě a souhlasí s jinými simulacemi provedenými v programu MCNP, které bohužel nelze přímo porovnat se zde dosaženými výsledky vzhledem k nejistým podmínkám v těchto simulacích.

Druhá série simulací sestává již z neutronového zdroje $^{241}\text{Am-Be}$, kterému byly v programu definovány energetické skupiny a byla sledována odezva na tyto jednotlivé energetické skupiny zdroje. Sledovanými prvky byly nejdříve samotný ^3He detektor a poté detektor umístěný ve sférách 21 cm, 26 cm a 36 cm. Z výsledků simulace bylo

zjištěno, že v oblasti nižších energií neutronů dosahuje nejlepších výsledků sféra 21 cm. Pro hodnoty energií neutronů nad 8 MeV vyniká poté sféra 26 cm, zatímco sféra 36 cm dosahuje celkově nejhorších výsledků odezvy. Zjištění, že sféra 36 cm v oblasti nad 10 MeV dosahuje nejhorší odezvy nebylo v souladu s očekáváním, tudíž byla provedena dodatečná série simulací, která stanovila, že v modelové situaci by sféra 36 cm dosahovala nejlepších výsledků, ale v reálném prostředí a při použití malého zdroje výhoda většího rozměru zaniká.

V třetí sérii simulací je provedeno simulování reálného měření. Simulace je co nejvíce přiblížena reálným podmínkám při měření, proto bylo nahlédnuto do stavebního plánu budovy a v simulaci byla na základě těchto informací sestavena. V laboratoři, kde bylo měření provedeno se nacházela řada objektů, které byly zanedbány vzhledem k jejich komplexnosti a předpokládanému minimálnímu vlivu na simulaci. Sledované prvky byly stejné jako v předchozí simulaci. Samotná simulace a výsledky poskytly vzhled do vlivu jednotlivých sfér na hodnoty zaznamenaných událostí tzv. cps a to vzhledem k výsledkům samotného detektoru bez sféry. Výsledkem bylo několikanásobné navýšení získaných výsledků při použití kterékoliv sféry. Po porovnání výsledků s experimentálními daty získanými v laboratoři byla určena účinnost detektoru, která měla vzhledem k vzdálenosti detektoru od zdroje průměrnou hodnotu 11,6 %. Dále nejlepší průměrnou hodnotu účinnosti dosahoval detektor, když byl umístěný ve sféře 21 cm o účinnosti 15,54 %. Sféra 26 cm zlepšuje účinnost na hodnotu 15,25 %, což je přibližně stejné jako sféra 21 cm. U sféry 36 cm bylo poté dosahováno celkově nejhorší účinností o průměrné hodnotě 10,53 %. Celkově v jednom bodě byla získána nejlepší účinnost 18,13 % a to u sféry 21 cm. Je nutné brát ohled na řadu zjednodušení, které tato práce přijala a po odstranění a zdokonalení řady aspektů by bylo možné dosáhnout i lepších hodnot účinností.

Tato práce pro umožnění představení širší škály funkcí programu PHITS a zároveň poskytnutí zásadních výsledků spjatých s problematikou Bonnerových sfér, v řadě ohledech přijímá zjednodušení, které jsou přijaty zejména na základě neurčitelnosti jistých aspektů. Při budoucí práci s programem PHITS lze doporučit v případě simulování reálných situací, získat co nejdetailnější informace a celém prostředí a zároveň pokud to je možné provádět měření v prostředí pouze s objekty, kterék danému měření patří. Jakýkoliv nadbytečný objekt nebo nejednoznačné chemické složení materiálu má negativní vliv na korektnost výsledku simulace.

Dále lze doporučit získání přesnějších a více vypovídajících experimentálních dat, které nebudou příliš ovlivněny okolním prostředím, a to například provedením měření pomocí výzkumného reaktoru VR-1 nacházejícím se v Praze.

LITERATURA

- [1] ABELE, H. The neutron. Its properties and basic interactions. *Progress in Particle and Nuclear Physics* [online]. 2008, **60**(1), 1-81 [cit. 2022-05-09]. ISSN 01466410. Dostupné z: doi:10.1016/j.ppnp.2007.05.002
- [2] BILHEUX, Hassina Z., Robert MCGREEVY a Ian S. ANDERSON, ed. *Neutron Imaging and Applications* [online]. Boston, MA: Springer US, 2009 [cit. 2021-10-21]. Neutron Scattering Applications and Techniques. ISBN 978-0-387-78692-6. Dostupné z: doi:10.1007/978-0-387-78693-3
- [3] MYERS, Edmund. *High-Precision Atomic Mass Measurements for Fundamental Constants*. Atoms [online]. 2019, 7(1) [cit. 2021-10-23]. ISSN 2218-2004. Dostupné z: doi:10.3390/atoms7010037
- [4] *Neutron Energy* [online]. [cit. 2021-10-24]. Dostupné z: <https://www.nuclear-power.com/nuclear-power/reactor-physics/atomic-nuclear-physics/fundamental-particles/neutron/neutron-energy/>
- [5] BECKURTS, K. H. a K. WIRTZ. *Neutron Physics* [online]. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1964 [cit. 2021-10-24]. ISBN 978-3-642-87616-5. Dostupné z: doi:10.1007/978-3-642-87614-1
- [6] *Table of Radioactive Isotopes* [online]. [cit. 2021-10-31]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=1>
- [7] WIETFELDT, F. *Measurements of the Neutron Lifetime*. Atoms [online]. 2018, 6(4) [cit. 2021-10-31]. ISSN 2218-2004. Dostupné z: doi:10.3390/atoms6040070
- [8] *Radiation* [online]. Elsevier, 2019 [cit. 2021-10-31]. ISBN 9780444639790. Dostupné z: doi:10.1016/C2016-0-02609-8
- [9] RINARD, Phillip. *Neutron Interactions with Matter*. [cit. 2021-10-31]. 1997.
- [10] MURRAY, Raymond LeRoy a Keith E. HOLBERT. *Nuclear energy: an introduction to the concepts, systems, and applications of nuclear processes*. 7th ed. Amsterdam: Elsevier, 2015. ISBN 978-0124166547.
- [11] G. HALE, D.DODDER a P.YOUNG. *ENDF-6 Data Selection: Cross sections* [online]. [cit. 2022-04-27]. Dostupné z: <https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>
- [12] SAVVIDIS, I. a . ET AL. A Large Volume (1m³) Spherical Proportional Counter for Atmospheric Neutron Measurements. *HNPS Proceedings* [online]. 2020, **16**, 35-43 [cit. 2022-04-27]. ISSN 2654-0088. Dostupné z: doi:10.12681/hnps.2579
- [13] TSOULFANIDIS, Nicholas, Nicholas TSOULFANIDIS a Sheldon LANDSBERGER. *Measurement and Detection of Radiation* [online]. CRC Press, 2015 [cit. 2022-01-31]. ISBN 9780429194412. Dostupné z: doi:10.1201/b18203

- [14] DIDI, Abdessamad, Ahmed DADOUCH, Otman JAÏ, Jaouad TAJMOUATI a Hassane EL BEKKOURI. *Neutron activation analysis: Modelling studies to improve the neutron flux of Americium–Beryllium source. Nuclear Engineering and Technology* [online]. 2017, **49**(4), 787-791 [cit. 2022-01-31]. ISSN 17385733. Dostupné z: doi:10.1016/j.net.2017.02.002
- [15] BASSANI, FRANCO, GERALD FRANCO a PETER FRANCO. *Encyclopedia of Condensed Matter Physics*. 2005. ISBN 0122276108.
- [16] *Radiation* [online]. Elsevier, 2019 [cit. 2021-11-16]. ISBN 9780444639790. Dostupné z: doi:10.1016/C2016-0-02609-8
- [17] GLENN F. KNOLL. *Radiation Detection and Measurement*. 4th Edition. Wiley, 2010. ISBN 978-0470131480
- [18] *Sealed Sources for Industrial Gauging, and Instrument Calibration: RAIMS ltd* [online]. [cit. 2022-01-16]. Dostupné z: <https://raims.co.uk/wp-content/uploads/2021/01/IBN-241-v6.pdf>
- [19] SMJ Mortazavi a Mohammad Amin Mosleh-Shirazi. *Production of a datolite-based heavy concrete for shielding nuclear reactors and megavoltage radiotherapy rooms* Production of a Datolite-Based Heavy Concrete [online]. June, **2010** [cit. 2022-04-26]. Dostupné z: https://www.researchgate.net/publication/235430956_Production_of_a_datolite-based_heavy_concrete_for_shielding_nuclear_reactors_and_megavoltage_radiotherapy_rooms Production of a Datolite-Based Heavy Concrete
- [20] L'ANNUNZIATA, Michael. *Radioactivity: Introduction and History, From the Quantum to Quarks*. 2016. ISBN 9780444634894.
- [21] MEYERS, Robert. *Encyclopedia of Physical Science and Technology*. 3rd Edition. Academic Press, 2001. ISBN 978-0122274107.
- [22] *Research Reactors*. <https://world-nuclear.org/> [online]. London, June 2021 [cit. 2021-12-30]. Dostupné z: <https://world-nuclear.org/information-library/non-power-nuclear-applications/radioisotopes-research/research-reactors.aspx>
- [23] České vysoké učení technické v Praze. *Školní reaktor VR-1* [online]. [cit. 2022-01-17]. Dostupné z: <https://reaktor-vr1.cz/cz/>
- [24] KOLANOSKI, Hermann a Norbert WERMES. *Particle Detectors* [online]. Oxford University Press, 2020 [cit. 2022-01-20]. ISBN 9780198858362. Dostupné z: doi:10.1093/oso/9780198858362.001.0001
- [25] WINKLER, Alexander, Aneliya KARADZHINOVA, Timo HILDÉN, Francisco GARCIA, Giacomo FEDI, Francesco DEVOTO a Erik J. BRÜCKEN. A gaseous proportional counter built from a conventional aluminum beverage can. *American Journal of Physics* [online]. 2015, **83**(8), 733-740 [cit. 2022-04-27]. ISSN 0002-9505. Dostupné z: doi:10.1119/1.4923022

- [26] CARUSO, A N. The physics of solid-state neutron detector materials and geometries. *Journal of Physics: Condensed Matter* [online]. 2010, 22(44) [cit. 2022-04-26]. ISSN 0953-8984. Dostupné z: doi:10.1088/0953-8984/22/44/443201
- [27] AMARO, F. D., C. M. B. MONTEIRO, J. M. F. DOS SANTOS a A. ANTOGNINI. Novel concept for neutron detection: proportional counter filled with ¹⁰B nanoparticle aerosol. *Scientific Reports* [online]. 2017, 7(1) [cit. 2022-04-27]. ISSN 2045-2322. Dostupné z: doi:10.1038/srep41699
- [28] GHEORGHE, I., H. UTSUNOMIYA, D. FILIPESCU, et al. *Absolute photoneutron cross sections of Sm isotopes* [online]. In: . 2015, s. 327-331 [cit. 2022-04-27]. Dostupné z: doi:10.1063/1.4909595
- [29] PEPLOWSKI, Patrick N., Zachary W. YOKLEY, Madison LIEBEL, Shuo CHENG, Richard C. ELPHIC, Shannon F. HOOGERHEIDE, David J. LAWRENCE a Jeffrey S. NICO. Position-dependent neutron detection efficiency loss in ³He gas proportional counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2020, 982 [cit. 2022-04-27]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2020.164574
- [30] DOUMAS, A. a G.C. SMITH. Comparison of various stopping gases for ³He-based position sensitive neutron detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2012, 675, 8-14 [cit. 2022-04-28]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2012.01.035
- [31] FANO, U. Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions. *Physical Review* [online]. 1947, 72(1), 26-29 [cit. 2022-04-28]. ISSN 0031-899X. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRev.72.26
- [32] SAULI, Fabio. *Gaseous Radiation Detectors* [online]. Cambridge: Cambridge University Press, 2014 [cit. 2022-04-28]. ISBN 9781107337701. Dostupné z: doi:10.1017/CBO9781107337701
- [33] WEST, D. ENERGY MEASUREMENTS WITH PROPORTIONAL COUNTERS. *Progress in Nuclear Physics* [online]. Elsevier, 2013, 2013, s. 18-62 [cit. 2022-04-28]. ISBN 9781483199894. Dostupné z: doi:10.1016/B978-1-4831-9989-4.50005-7
- [34] The ³He Supply Problem. *U.S. Department of Energy Office of Scientific and Technical Information* [online]. 2009-05-01 [cit. 2022-04-28]. Dostupné z: <https://doi.org/10.2172/956899>
- [35] *The Helium-3 Shortage: Supply, Demand, and Options for Congress* [online]. Congressional Research Service, December 22, 2010 [cit. 2022-04-28]. Dostupné z: <https://sgp.fas.org/crs/misc/R41419.pdf>
- [36] CECCONELLO, M. Liquid Scintillators Neutron Response Function: A Tutorial. *Journal of Fusion Energy* [online]. 2019, 38(3-4), 356-375 [cit. 2022-04-28]. ISSN 0164-0313. Dostupné z: doi:10.1007/s10894-019-00212-w

- [37] *The Theory and Practice of Scintillation Counting* [online]. Elsevier, 1964 [cit. 2022-04-28]. ISBN 9780080104720. Dostupné z: doi:10.1016/C2013-0-01791-4
- [38] *Handbook of Radioactivity Analysis* [online]. Elsevier, 2003 [cit. 2022-04-28]. ISBN 9780124366039. Dostupné z: doi:10.1016/B978-0-12-436603-9.X5000-5
- [39] THOMAS, D.J a A.V ALEVRA. *Bonner sphere spectrometers—a critical review*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2002, 476(1-2), 12-20 [cit. 2022-01-21]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/S0168-9002(01)01379-1
- [40] *BONNER SPHERES SPECTROMETER* [online]. [cit. 2022-01-21]. Dostupné z: <http://www.elsenuclear.com/en/bonner-spheres-spectrometer>
- [41] HSU, H.H., K.R. ALVAR a D.G. VASILIK. A new Bonner-sphere set for high energy neutron measurements: Monte Carlo simulation. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 1994, 41(4), 938-940 [cit. 2022-04-29]. ISSN 0018-9499. Dostupné z: doi:10.1109/23.322835
- [42] VYLET, V. Response matrix of an extended Bonner sphere system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2002, 476(1-2), 26-30 [cit. 2022-04-29]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/S0168-9002(01)01383-3
- [43] HOWELL, R.M., E.A. BURGETT, B. WIEGEL a N.E. HERTEL. Calibration of a Bonner sphere extension (BSE) for high-energy neutron spectrometry. *Radiation Measurements* [online]. 2010, 45(10), 1233-1237 [cit. 2022-04-29]. ISSN 13504487. Dostupné z: doi:10.1016/j.radmeas.2010.09.003
- [44] VYLET, V. Response matrix of an extended Bonner sphere system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* [online]. 2002, 476(1-2), 26-30 [cit. 2022-05-03]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/S0168-9002(01)01383-3
- [45] NIITA, Koji, Tatsuhiko SATO, Hiroshi IWASE, Hiroyuki NOSE, Hiroshi NAKASHIMA a Lembit SIHVER. *PHITS—a particle and heavy ion transport code system*. *Radiation Measurements* [online]. 41(9-10), 1080-1090 [cit. 2022-01-31]. ISSN 13504487. Dostupné z: doi:10.1016/j.radmeas.2006.07.013
- [46] *PHITS userbase by country* [online]. Japan: 2021, 3.12.2021 [cit. 2022-04-24]. Dostupné z: https://phits.jaea.go.jp/usermap/PHITS_map_userbase.html
- [47] SATO, Tatsuhiko, Yosuke IWAMOTO, Shintaro HASHIMOTO, et al. *Features of Particle and Heavy Ion Transport code System (PHITS) version 3.02*. *Journal of Nuclear Science and Technology* [online]. 55(6), 684-690 [cit. 2022-01-31]. ISSN 0022-3131. Dostupné z: doi:10.1080/00223131.2017.1419890
- [48] PHITS-Particle and Heavy Ion Transport code System: General Introduction. <https://phits.jaea.go.jp/index.html> [online]. Japan Atomic Energy

- Agency, 3.25.2022 [cit. 2022-05-05]. Dostupné z: <https://phits.jaea.go.jp/lec/phits-introduction-en.pdf>
- [49] YU.A. SHREIDER. *The Monte Carlo method: the method of statistical trials*. Pergamon Press, 1966. ISBN 9781483155579.
 - [50] HARRISON, Robert L., Carlos GRANJA a Claude LEROY. *Introduction to Monte Carlo Simulation* [online]. In: . 2010, s. 17-21 [cit. 2022-05-06]. Dostupné z: doi:10.1063/1.3295638
 - [51] RUBINSTEIN, Reuven Y. a Dirk P. KROESE. *Simulation and the Monte Carlo Method* [online]. Hoboken, NJ, USA: John Wiley & Sons, 2016 [cit. 2022-05-06]. Wiley Series in Probability and Statistics. ISBN 9781118631980. Dostupné z: doi:10.1002/9781118631980
 - [52] JASON BROWNLEE. *Probability for Machine Learning: Discover How To Harness Uncertainty With Python*. 2020.
 - [53] HENDRICKS, J. S. a T. E. BOOTH. MCNP variance reduction overview. ALCOUFFE, Raymond, Robert DAUTRAY, Arthur FORSTER, Guy LEDANOIS a B. MERCIER, ed. *Monte-Carlo Methods and Applications in Neutronics, Photonics and Statistical Physics* [online]. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag, 1985, s. 83-92 [cit. 2022-05-06]. Lecture Notes in Physics. ISBN 3-540-16070-1. Dostupné z: doi:10.1007/BFb0049037
 - [54] HEERMANN, Dieter W. Computer-Simulation Methods. HEERMANN, Dieter W. *Computer Simulation Methods in Theoretical Physics* [online]. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1990, 1990, s. 8-12 [cit. 2022-05-06]. ISBN 978-3-540-52210-2. Dostupné z: doi:10.1007/978-3-642-75448-7_2
 - [55] R. L. GOODSTEIN. *Boolean Algebra*. Dover Books on Mathematics. Dover Publications, 2007. ISBN 978-0486458946.
 - [56] Diskrétní matematika: Množinové operace. *Umíme matiku* [online]. [cit. 2022-05-07]. Dostupné z: <https://www.umimematiku.cz/book/cviceni-diskretni-matematika>
 - [57] SATO, Tatsuhiko, Koji NIITA, Yosuke IWAMOTO, et al. Recent Improvements of Particle and Heavy Ion Transport code System: PHITS. *EPJ Web of Conferences* [online]. 2017, **153** [cit. 2022-05-08]. ISSN 2100-014X. Dostupné z: doi:10.1051/epjconf/201715306008
 - [58] *Compendium of Material Composition Data for Radiation Transport Modeling: Revision 1* [online]. Nation Technical Information Service, 2011 [cit. 2022-04-07]. DOI 10.2172/1023125. Dostupné z: https://www.pnnl.gov/main/publications/external/technical_reports/PNNL-15870Rev1.pdf
 - [59] ISO 8529-1:2021. *Neutron reference radiations fields – Part 1: Characteristics and methods of production*. 2021. International Organisation for Standardization.
 - [60] *RT82 data sheet*. Rubitherm Technologies GmbH [online]. 2018, 6.8.2018 [cit. 2020-05-10]. Dostupné z:

https://www.rubitherm.eu/media/products/datasheets/Techdata_RT82_EN_06082018.PDF

- [61] *Proportional counters: Energy Resolution* [online]. The University Of Warwick [cit. 2022-04-12]. Dostupné z: pulsar.sternwarte.uni-erlangen.de/wilms/teach/astroospace/spacechap3.pdf
- [62] JAHODA, Keith a Dan MCCAMMON. PROPORTIONAL COUNTERS AS LOW ENERGY PHOTON DETECTORS: *Energy Resolution* [online]. North-Holland, Amsterdam: The University Of Warwick, 1988 [cit. 2022-04-12]. Dostupné z: http://compassweb.ts.infn.it/rich1/jarda/Literature/NIMA_272_3_800.pdf
- [63] VEGA-CARRILLO, Héctor René, Eduardo MANZANARES-ACUÑA a Victor M. HERNÁNDEZ-DÁVILA. *Response Matrix of a Bonner Spheres Spectrometer with 3He Detector* [online]. International Joint Meeting Cancun 2004, 2004 [cit. 2022-04-16]. Dostupné z: https://www.ipen.br/biblioteca/cd/ijm/2004/pdf_files/3C-2.PDF?fbclid=IwAR2nYxK-YMTmCsvgz-L0Pre68YpPlyH_VC1fKfknXMGXUI7wENQKTjaOfjo
- [64] *Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes*. Supplement to technical reports series no. 318 [online]. IAEA: International Atomic Energy Agency, Vienna (Austria), 2001 [cit. 2022-04-07]. ISBN 92-0-102201-8. Dostupné z: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/TRS403_scr.pdf
- [65] ARBEIT, Vít. *Metody detekce neutronů*. Brno, 2020. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studeni/zav-prace/detail/127248>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky.
- [66] EAST, L.V. a R.B. WALTON. *Polyethylene moderated 3He neutron detectors*. Nuclear Instruments and Methods [online]. 1969, 72(2), 161-166 [cit. 2022-04-23]. ISSN 0029554X. Dostupné z: doi:10.1016/0029-554X(69)90152-9
- [67] POZZI, S.A., S.D. CLARKE, M. PAFF, A. DI FULVIO a R.T. KOUZES. *Comparative neutron detection efficiency in He-3 proportional counters and liquid scintillators*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2019, **929**, 107-112 [cit. 2022-04-23]. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2019.03.027
- [68] BURGER, Arnold, Larry FRANKS, Ralph B. JAMES, Michael FIEDERLE, Sanjoy MUKHOPADHYAY, Richard MAURER, Paul GUSS a Craig KRUSCHWITZ. *Review of current neutron detection systems for emergency response* [online]. In: . 2014-9-5, 92130T- [cit. 2022-04-24]. Dostupné z: doi:10.1117/12.2058165

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

Zkratky:

PHITS	Particle and Heavy Ion Transport code System
CPS	Counts Per Second
UV	Ultraviolet
PARaDIM	Particle and Heavy Ion Transport Code System-Based Application for Radionuclide Dosimetry in Meshes
EGM	Event Generator Mode
JAM	Jet AA Microscopic Transportation Model
GEM	Gem Evaporation Model
INCL	Intra-Nuclear Cascade of Liège
JENDL	Japanese Evaluated Nuclear Data Libraries
JQMD	Jaeri Quantum Molecular Dynamics
EGS	Electron-Gamma Shower
EPDL	Evaluated Photon Data Library
NRF	Nuclear Resonance Fluorescence
MCNP	Monte Carlo N-Particle code
EPS	Encapsulated Postscript
CEPXS	Coupled Electron-Photon Cross-Section
BS	Bonnerova Sféra

Symboly:

m	hmotnost	(kg)
λ	vlnová délka	(m)
h	Planckova konstanta	(J.s)
v	rychlost	(m.s ⁻¹)
μ	magnetický moment	(J.T ⁻¹)
E	energie	(eV)
σ	mikroskopický účinný průřez	(b)
Σ	makroskopický účinný průřez	(b)
N	počet jader	(-)
ρ	materiálová hustota	(kg.m ⁻³)
N_A	Avogadrova konstanta	(mol ⁻¹)
M	molární hmotnost	(kg.mol ⁻¹)
Φ	hustota neutronového toku	(n/cm ² .s)
n	hustota neutronů	(n/cm ²)

SEZNAM PŘÍLOH

PŘÍLOHA A - SIMULACE	76
PŘÍLOHA B - ²⁴¹ AM-BE SPEKTRUM	78
PŘÍLOHA C - HODNOTY ODEZVY LABORATORNÍ SESTAVY	79
PŘÍLOHA D - HODNOTY SIMULACE LABORATORNÍHO MĚŘENÍ	81

Příloha A - Simulace

A.1 Hodnoty funkce odezvy

	Odezva (cm ²)								
Energie (MeV)	0 cm	8 cm	10 cm	12 cm	15 cm	21 cm	26 cm	36 cm	42 cm
1,000E-09	7,21E+00	5,68E-01	4,24E-01	3,23E-01	1,85E-01	6,55E-02	2,44E-02	1,07E-02	6,23E-03
4,140E-07	1,03E+00	2,44E+00	1,98E+00	1,51E+00	9,32E-01	3,37E-01	1,41E-01	2,95E-02	1,45E-02
6,826E-07	8,19E-01	2,63E+00	2,18E+00	1,68E+00	1,06E+00	3,74E-01	1,48E-01	2,95E-02	1,45E-02
1,445E-06	5,75E-01	2,80E+00	2,41E+00	1,88E+00	1,19E+00	4,15E-01	1,69E-01	3,16E-02	1,52E-02
3,059E-06	4,00E-01	2,91E+00	2,62E+00	2,10E+00	1,34E+00	4,73E-01	1,83E-01	3,36E-02	1,59E-02
6,476E-06	2,78E-01	2,94E+00	2,79E+00	2,29E+00	1,48E+00	5,25E-01	2,00E-01	3,82E-02	1,73E-02
1,371E-05	1,92E-01	2,88E+00	2,82E+00	2,38E+00	1,57E+00	5,88E-01	2,37E-01	3,77E-02	1,73E-02
2,902E-05	1,32E-01	2,81E+00	2,88E+00	2,48E+00	1,69E+00	6,27E-01	2,45E-01	4,22E-02	1,87E-02
6,144E-05	9,14E-02	2,68E+00	2,86E+00	2,52E+00	1,79E+00	6,58E-01	2,74E-01	4,22E-02	1,94E-02
1,301E-04	6,30E-02	2,54E+00	2,83E+00	2,57E+00	1,86E+00	6,81E-01	2,81E-01	4,63E-02	1,94E-02
2,754E-04	4,37E-02	2,37E+00	2,77E+00	2,56E+00	1,91E+00	7,25E-01	3,16E-01	5,34E-02	2,22E-02
5,929E-04	3,04E-02	2,23E+00	2,69E+00	2,60E+00	1,97E+00	7,76E-01	3,08E-01	5,19E-02	2,49E-02
1,234E-03	2,28E-02	2,07E+00	2,63E+00	2,59E+00	2,02E+00	8,07E-01	3,34E-01	5,09E-02	2,77E-02
2,613E-03	1,55E-02	1,93E+00	2,55E+00	2,57E+00	2,10E+00	8,47E-01	3,42E-01	5,39E-02	2,91E-02
5,531E-03	1,08E-02	1,80E+00	2,51E+00	2,64E+00	2,14E+00	8,95E-01	3,65E-01	5,50E-02	2,77E-02
1,171E-02	7,95E-03	1,68E+00	2,36E+00	2,52E+00	2,18E+00	9,66E-01	3,84E-01	6,11E-02	2,84E-02
2,479E-02	6,07E-03	1,55E+00	2,28E+00	2,53E+00	2,21E+00	1,01E+00	3,86E-01	7,07E-02	3,12E-02
5,247E-02	4,38E-03	1,39E+00	2,20E+00	2,52E+00	2,35E+00	1,10E+00	4,85E-01	8,40E-02	3,12E-02
1,111E-01	3,43E-03	1,27E+00	2,12E+00	2,58E+00	2,50E+00	1,33E+00	5,73E-01	1,05E-01	3,53E-02
2,237E-01	2,81E-03	1,08E+00	1,99E+00	2,62E+00	2,75E+00	1,65E+00	7,83E-01	1,39E-01	4,16E-02
4,508E-01	2,66E-03	8,64E-01	1,74E+00	2,47E+00	2,95E+00	2,15E+00	1,17E+00	2,31E-01	8,04E-02
9,072E-01	2,52E-03	5,92E-01	1,36E+00	2,15E+00	2,91E+00	2,64E+00	1,78E+00	5,21E-01	2,35E-01
1,872E+00	2,87E-03	3,51E-01	8,92E-01	1,56E+00	2,40E+00	2,84E+00	2,35E+00	1,08E+00	5,63E-01
3,679E+00	2,49E-03	1,87E-01	5,15E-01	9,59E-01	1,65E+00	2,36E+00	2,29E+00	1,41E+00	9,94E-01
7,408E+00	1,77E-03	9,80E-02	2,76E-01	5,30E-01	9,75E-01	1,80E+00	2,11E+00	1,91E+00	1,95E+00
1,492E+01	1,10E-03	7,31E-02	1,65E-01	2,86E-01	5,73E-01	1,09E+00	1,36E+00	1,55E+00	1,54E+00
2,000E+01	9,17E-04	6,86E-02	1,31E-01	2,26E-01	4,32E-01	8,14E-01	1,11E+00	1,36E+00	1,37E+00

A.2 Detailní funkce odezvy

	Odezva (cm ²)			
Energie (MeV)	0 cm	21 cm	26 cm	36 cm
0,11	3,43E-03	1,33E+00	5,73E-01	1,05E-01
0,22	2,81E-03	1,65E+00	7,83E-01	1,39E-01
0,45	2,66E-03	2,15E+00	1,17E+00	2,31E-01
0,91	2,52E-03	2,64E+00	1,78E+00	5,21E-01
1,87	2,78E-03	2,84E+00	2,35E+00	1,08E+00
2,47	2,75E-03	2,77E+00	2,49E+00	1,36E+00
3,68	2,49E-03	2,50E+00	2,44E+00	1,61E+00
4,39	2,33E-03	2,33E+00	2,39E+00	1,77E+00
4,82	2,24E-03	2,22E+00	2,35E+00	1,85E+00
5,25	2,14E-03	2,14E+00	2,31E+00	1,88E+00
5,89	2,03E-03	2,02E+00	2,26E+00	1,89E+00
6,32	1,95E-03	1,97E+00	2,24E+00	1,89E+00
6,75	1,87E-03	1,92E+00	2,21E+00	1,88E+00
7,41	1,77E-03	1,80E+00	2,11E+00	1,81E+00
8,03	1,72E-03	1,65E+00	1,96E+00	1,74E+00
9,11	1,59E-03	1,46E+00	1,82E+00	1,74E+00
10,18	1,49E-03	1,33E+00	1,69E+00	1,77E+00
11,03	1,43E-03	1,32E+00	1,66E+00	1,72E+00

Příloha B - ^{241}Am -Be spektrum

E (MeV)	B(s ⁻¹)	E (MeV)	B(s ⁻¹)
0,11	1,436E-02	5,89	2,058E-02
0,33	3,340E-02	6,11	1,815E-02
0,54	3,127E-02	6,32	1,767E-02
0,75	2,812E-02	6,54	2,039E-02
0,97	2,500E-02	6,75	1,830E-02
1,18	2,136E-02	6,96	1,630E-02
1,40	1,983E-02	7,18	1,677E-02
1,61	1,747E-02	7,39	1,681E-02
1,82	1,925E-02	7,61	1,883E-02
2,04	2,225E-02	7,82	1,837E-02
2,25	2,146E-02	8,03	1,688E-02
2,47	2,248E-02	8,25	1,435E-02
2,68	2,277E-02	8,46	9,677E-03
2,90	2,951E-02	8,68	6,521E-03
3,11	3,559E-02	8,89	4,255E-03
3,32	3,685E-02	9,11	3,667E-03
3,54	3,458E-02	9,32	3,806E-03
3,75	3,066E-02	9,53	5,058E-03
3,97	2,999E-02	9,75	6,253E-03
4,18	2,691E-02	9,96	5,519E-03
4,39	2,863E-02	10,18	4,675E-03
4,61	3,178E-02	10,39	3,696E-03
4,82	3,074E-02	10,60	2,781E-03
5,04	3,334E-02	10,82	1,514E-03
5,25	3,041E-02	11,03	3,633E-04
5,47	2,738E-02	11,09	
5,68	2,332E-02		

Příloha C - Hodnoty odezvy laboratorní sestavy

C.1 Odezva laboratorní sestavy 1/2

	Odezva (cm ²)			
Energie (MeV)	0 cm	21 cm	26 cm	36 cm
0,11	3,800E-05	1,980E-03	8,180E-04	1,780E-04
0,33	2,900E-05	2,443E-03	1,170E-03	2,755E-04
0,54	2,800E-05	2,627E-03	1,413E-03	3,575E-04
0,75	2,900E-05	2,739E-03	1,629E-03	4,330E-04
0,97	2,950E-05	2,776E-03	1,717E-03	5,305E-04
1,18	3,200E-05	2,833E-03	1,878E-03	6,320E-04
1,4	3,350E-05	2,817E-03	2,022E-03	8,245E-04
1,61	3,400E-05	2,756E-03	2,005E-03	7,660E-04
1,82	3,500E-05	2,743E-03	1,981E-03	8,245E-04
2,04	3,400E-05	2,624E-03	2,045E-03	8,765E-04
2,25	3,500E-05	2,564E-03	2,049E-03	9,175E-04
2,47	3,250E-05	2,512E-03	2,020E-03	9,665E-04
2,68	3,400E-05	2,342E-03	1,955E-03	9,635E-04
2,9	3,300E-05	2,211E-03	1,810E-03	9,065E-04
3,11	3,300E-05	2,240E-03	1,916E-03	9,675E-04
3,32	3,400E-05	2,139E-03	1,766E-03	9,455E-04
3,54	3,450E-05	2,096E-03	1,731E-03	9,375E-04
3,75	3,350E-05	2,044E-03	1,733E-03	9,660E-04
3,97	3,600E-05	2,013E-03	1,737E-03	1,017E-03
4,18	3,300E-05	2,002E-03	1,761E-03	1,060E-03
4,39	3,500E-05	1,970E-03	1,776E-03	1,128E-03
4,61	3,050E-05	1,895E-03	1,758E-03	1,104E-03
4,82	2,600E-05	1,867E-03	1,713E-03	1,104E-03
5,04	2,700E-05	1,857E-03	1,726E-03	1,116E-03
5,25	2,400E-05	1,807E-03	1,692E-03	1,165E-03
5,47	2,400E-05	1,734E-03	1,683E-03	1,136E-03

C.2 Odezva laboratorní soustavy 2/2

	Odezva (cm ²)			
Energie (MeV)	0 cm	21 cm	26 cm	36 cm
5,68	2,350E-05	1,689E-03	1,604E-03	1,136E-03
5,89	2,250E-05	1,661E-03	1,578E-03	1,138E-03
6,11	2,350E-05	1,638E-03	1,578E-03	1,115E-03
6,32	2,100E-05	1,596E-03	1,504E-03	1,053E-03
6,54	2,150E-05	1,581E-03	1,525E-03	1,167E-03
6,75	2,100E-05	1,526E-03	1,488E-03	1,167E-03
6,96	2,100E-05	1,456E-03	1,480E-03	1,152E-03
7,18	2,150E-05	1,443E-03	1,451E-03	1,167E-03
7,39	1,950E-05	1,393E-03	1,426E-03	1,091E-03
7,61	1,950E-05	1,405E-03	1,374E-03	1,025E-03
7,82	1,850E-05	1,273E-03	1,286E-03	9,735E-04
8,03	1,650E-05	1,317E-03	1,287E-03	1,004E-03
8,25	1,900E-05	1,281E-03	1,311E-03	1,042E-03
8,46	2,000E-05	1,223E-03	1,276E-03	1,076E-03
8,68	1,850E-05	1,186E-03	1,238E-03	1,050E-03
8,89	1,850E-05	1,146E-03	1,198E-03	1,037E-03
9,11	1,850E-05	1,135E-03	1,176E-03	9,980E-04
9,32	1,900E-05	1,092E-03	1,132E-03	9,540E-04
9,53	1,900E-05	1,058E-03	1,100E-03	9,740E-04
9,75	1,900E-05	1,063E-03	1,085E-03	9,875E-04
9,96	1,950E-05	1,050E-03	1,110E-03	9,480E-04
10,18	1,750E-05	1,012E-03	1,100E-03	9,515E-04
10,39	1,750E-05	1,014E-03	1,062E-03	9,545E-04
10,6	1,850E-05	1,038E-03	1,094E-03	9,735E-04
10,82	1,750E-05	1,004E-03	1,070E-03	9,655E-04
11,03	1,950E-05	9,925E-04	1,086E-03	9,845E-04

Příloha D - Hodnoty simulace laboratorního měření

D.1 Hodnoty odezvy simulace

	Odezva (cm ²)			
Vzdálenost (m)	0 cm	21 cm	26 cm	36 cm
7	1,150E-05	1,400E-05	1,050E-05	8,500E-06
6	1,550E-05	1,500E-05	1,750E-05	1,300E-05
5	2,900E-05	2,400E-05	2,400E-05	2,250E-05
4	3,350E-05	4,250E-05	4,000E-05	2,250E-05
3	4,700E-05	5,200E-05	5,050E-05	4,250E-05
2,5	5,250E-05	6,500E-05	7,150E-05	5,850E-05
2	6,000E-05	8,750E-05	8,900E-05	7,950E-05
1,5	7,000E-05	1,235E-04	1,280E-04	1,430E-04
1	9,900E-05	2,400E-04	2,710E-04	2,520E-04
0,9	1,025E-04	2,630E-04	3,130E-04	2,905E-04
0,8	1,060E-04	3,205E-04	3,685E-04	3,650E-04
0,7	1,395E-04	4,155E-04	4,625E-04	4,710E-04
0,6	1,685E-04	5,505E-04	6,095E-04	6,230E-04
0,5	2,225E-04	7,850E-04	8,410E-04	8,355E-04
0,4	3,105E-04	1,129E-03	1,290E-03	1,181E-03
0,3	4,345E-04	1,867E-03	2,073E-03	1,982E-03
0,2	6,810E-04	3,697E-03	4,155E-03	3,884E-03

D.2 Hodnoty odezvy přepočtené na cps

	CPS			
Vzdálenost (m)	0 cm	21 cm	26 cm	36 cm
7	63,95	77,85	58,39	47,27
6	86,20	83,42	97,32	72,29
5	161,27	133,46	133,46	125,12
4	186,29	236,34	222,44	125,12
3	261,37	289,17	280,83	236,34
2,5	291,95	361,47	397,61	325,32
2	333,66	486,59	494,93	442,10
1,5	389,27	686,78	711,81	795,22
1	550,54	1334,64	1507,03	1401,37
0,9	570,00	1462,54	1740,59	1615,47
0,8	589,47	1782,30	2049,23	2029,77
0,7	775,76	2310,60	2571,96	2619,23
0,6	937,03	3061,33	3389,43	3464,50
0,5	1237,32	4365,39	4676,80	4646,22
0,4	1726,69	6278,37	7173,69	6564,76
0,3	2416,25	10382,39	11527,95	11021,90
0,2	3787,04	20559,02	23105,96	21598,92