

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY**

**FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING**

**DETEKCE, STÍNĚNÍ A IDENTIFIKACE
RADIOAKTIVNÍHO ZÁŘENÍ PŘI OCHRANĚ
OBYVATELSTVA**

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS**

**AUTOR PRÁCE
AUTHOR**

IVAN KUMIČÁK

BRNO 2017

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika**
Ústav elektroenergetiky

Student: Ivan Kumičák

ID: 164755

Ročník: 3

Akademický rok: 2016/17

NÁZEV TÉMATU:

Detekce, stínění a identifikace radioaktivního záření při ochraně obyvatelstva

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s jednotlivými druhy radioaktivního záření a možnostmi jeho stínění.
2. Seznamte se s přístroji v laboratoři IZ a jejich způsoby detekce ionizujícího záření.
3. Navrhněte materiály pro demonstraci stínění běžných stavebních konstrukcí a určete parametry stínění.
4. Navrhněte přípravky pro měření dávkového příkonu v závislosti na vzdálenosti a provedte kontrolní měření.
5. Seznamte se s možnostmi měření účinnosti detekce ionizujícího záření a provedte její stanovení na přístrojích Rad Eye B20-ER, Tracerco T401, Thermo FHZ 742 a Rados DRS31.
6. Vypracujte návod a vzorový protokol k této úloze.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 6.2.2017

Termín odevzdání: 5.6.2017

Vedoucí práce: Ing. Jan Varmuža

Konzultant:

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

UPOZORNĚNÍ:

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

Bibliografická citace práce:

KUMIČÁK, I. *Detekce, stínění a identifikace radioaktivního záření při ochraně obyvatelstva*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2017. 99 s.

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

.....



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

DETEKCE, STÍNĚNÍ A IDENTIFIKACE RADIOAKTIVNÍHO ZÁŘENÍ PŘI OCHRANĚ OBYVATELSTVA

RADIATION DETECTION, SHIELDING AND IDENTIFICATION IN PUBLIC
SAFETY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ivan Kumičák

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. Jan Varmuža

BRNO 2017

ABSTRAKT

Práce se zabývá problematikou ionizujícího záření. V jednotlivých kapitolách jsou popsány druhy ionizujícího záření a jeho interakce s látkovým prostředím, také jsou popsány jednotlivé veličiny, které charakterizují jak zdroje ionizující záření, tak i veličiny, které charakterizují vliv ionizujícího záření na živý organismus. Práce dále popisuje jednotlivé druhy detektorů ionizujícího záření a princip jejich detekce.

KLÍČOVÁ SLOVA: ionizující záření; radioaktivita; stínění; interakce záření; detekce ionizujícího záření;

ABSTRACT

A problem of ionizing radiation is considered in this thesis. The work consists of few chapters, where types of ionizing radiation and its interaction with material environment, also separate measures, which characterize both a source of ionizing radiation and influence of ionizing radiation on a life form are describes. Kinds of detectors of ionizing radiation and principles of their running are taken up as well.

KEY WORDS: ionizing radiation; radioactivity; shielding; radiation interaction; radiation detector

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	9
SEZNAM TABULEK	10
SEZNAM SYMBOLŮ, ZKRATEK A VELIČIN.....	11
1 ÚVOD.....	12
2 ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	13
2.1 PŘÍRODNÍ ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	13
2.2 UMĚLÉ ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	14
2.3 ROZPADOVÉ ŘADY	15
3 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ.....	18
3.1 ZÁKONITOSTI IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	18
3.1.1 ROZPADOVÝ ZÁKON	18
3.1.2 POLOČAS PŘEMĚNY.....	19
3.1.3 ZÁKON ABSORPCE.....	20
3.2 DOZIMETRICKÉ JEDNOTKY A VELIČINY.....	22
3.2.1 AKTIVITA	22
3.2.2 INTENZITA ZÁŘENÍ	23
3.2.3 RADIČNÍ DÁVKA	23
3.2.4 LINEÁRNÍ PŘENOS ENERGIE	24
3.2.5 DÁVKOVÝ EKVIVALENT.....	24
3.2.6 EFEKTIVNÍ DÁVKA	25
3.3 DRUHY IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	25
3.3.1 ZÁŘENÍ ALFA	26
3.3.2 ZÁŘENÍ BETA	27
3.3.3 ZÁŘENÍ GAMA	28
3.3.4 NEUTRONOVÉ ZÁŘENÍ.....	29
3.4 INTERAKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	31
3.4.1 ÚČINNÝ PRŮŘEZ PRO INTERAKCI ČÁSTIC.....	32
3.4.2 PŘÍMO IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ	33
3.4.3 NEPŘÍMO IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ.....	35
4 DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	42
4.1 FOTOGRAFICKÉ DETEKTORY	44
4.2 MATERIÁLOVÉ DETEKTORY	45
4.2.1 TERMOLUMINISCENČNÍ DETEKTORY TL.....	46
4.2.2 FOTOLUMINISCENČNÍ DETEKTORY OSL.....	46
4.3 ELEKTRONICKÉ DETEKTORY	46
4.3.1 PLYNEM PLNĚNÉ DETEKTORY	47
4.3.2 PEVNOLÁTKOVÉ DETEKTORY	55
5 NÁVRH LABORATORNÍCH ÚLOH	63

5.1 ZÁVISLOST AKTIVITY NA VZDÁLENOSTI OD ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	63
5.2 STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	65
5.3 RADIOAKTIVITA	67
5.4 MĚŘENÍ VODIVOSTI KAPALIN	67
6 ZÁVĚR.....	68
POUŽITÁ LITERATURA	70
PŘÍLOHY	72

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 2.1 Thoriová rozpadová řada[2]</i>	15
<i>Obr. 2.2 Uran-Aktiniová rozpadová řada[2]</i>	16
<i>Obr. 2.3 Uran-Radiová rozpadová řada[2]</i>	16
<i>Obr. 2.4 Neptuniová rozpadová řada[2]</i>	17
<i>Obr. 3.1 Závislost počtu radionuklidů v souboru na čase [3]</i>	19
<i>Obr. 3.2 Princip stínění</i>	20
<i>Obr. 3.3 Rozdíl mezi širokým a úzkým svazkem záření [9]</i>	21
<i>Obr. 3.4 Přeměnové schéma Rádia [2]</i>	26
<i>Obr. 3.5 Princip stínění neutronů</i>	31
<i>Obr. 3.6 Braggova křivka[1]</i>	34
<i>Obr. 3.7 Brzdné záření</i>	34
<i>Obr. 3.8 Mechanismus fotoelektrického jevu</i>	36
<i>Obr. 3.9 Comptonův rozptyl</i>	37
<i>Obr. 3.10 Tvorba elektron-pozitronových párů</i>	38
<i>Obr. 3.11 Pružný rozptyl</i>	39
<i>Obr. 3.12 Nepružný rozptyl</i>	40
<i>Obr. 3.13 Radiační záchyt neutronu</i>	41
<i>Obr. 3.14 Štěpná reakce</i>	41
<i>Obr. 4.1 Princip činnosti elektrického detektoru</i>	46
<i>Obr. 4.2 Volt-ampérová charakteristika plynem plněných detektorů</i>	47
<i>Obr. 4.3 Elektrické schéma ionizační komory</i>	49
<i>Obr. 4.4 Scintilační detektor</i>	55
<i>Obr. 5.1 Graf závislosti aktivity na vzdálenosti pro ⁵⁴Mn</i>	63
<i>Obr. 5.2 Přeměnové schéma cobaltu [31]</i>	64
<i>Obr. 5.3 Spektrum gama záření od radionuklidu ⁸⁵Kr</i>	65
<i>Obr. 5.4 Vliv Comptonového rozptylu pro jednotlivé materiály</i>	66

SEZNAM TABULEK

<i>Tab. 3.1</i>	<i>Hodnoty polovrstev a lineárních součinitelů pro gama záření [8]</i>	<i>22</i>
<i>Tab. 3.2</i>	<i>Lineární součinitele zeslabení pro beta záření od některých radionuklidů [29]</i>	<i>22</i>
<i>Tab. 3.3</i>	<i>Hodnoty radiačního váhového faktoru pro různá záření[26]</i>	<i>24</i>
<i>Tab. 3.4</i>	<i>Hodnoty tkáňového váhového faktoru [26]</i>	<i>25</i>
<i>Tab. 4.1</i>	<i>Tabulka hodnot mrtvé doby, časového rozlišení a účinného objemu detektorů[12]</i>	<i>44</i>
<i>Tab. 4.2</i>	<i>Hodnoty w v eV pro určité plyny [14]</i>	<i>49</i>
<i>Tab. 4.3</i>	<i>Detekční účinnost RadEye B20 v prostorovém úhlu 2π [15]</i>	<i>53</i>
<i>Tab. 4.4</i>	<i>Detekční účinnost RadEye B20 s prostorovým úhlu 4π [15]</i>	<i>53</i>
<i>Tab. 4.5</i>	<i>Parametry vybraných anorganických scintilátorů[22]</i>	<i>57</i>
<i>Tab. 4.6</i>	<i>Parametry vybraných organických scintilátorů[22]</i>	<i>57</i>
<i>Tab. 5.1</i>	<i>Detekční účinnost sondy FHZ 742 pro jednotlivé radionuklidy</i>	<i>64</i>
<i>Tab. 5.2</i>	<i>Změřené hodnoty dávkového příkonu od ^{85}Kr</i>	<i>65</i>
<i>Tab. 5.3</i>	<i>Hodnoty dávkového příkonu od ^{137}Cs</i>	<i>66</i>
<i>Tab. 5.4</i>	<i>Změřená aktivita radioaktivních předmětů</i>	<i>67</i>
<i>Tab. 5.5</i>	<i>Změřené hodnoty vodivosti dostupných kapalin</i>	<i>67</i>

SEZNAM SYMBOLŮ, ZKRATEK A VELIČIN

Značka	Veličina	Značka jednotky
c	rychlost světla ve vakuu 3×10^8	m/s
h	Planckova konstanta $6,626070 \times 10^{-34}$	J.s
q	náboj elektronu $1,602176 \times 10^{-19}$	C
t	čas	s
$x_{1/2}$	polotloušťka	cm
A	aktivita	Bq
B	vzrůstový faktor	-
E	energie	eV
I	intenzita	W/m ²
$T_{1/2}$	poločas přeměny	s
Z	protonové číslo	-
λ	přeměnová konstanta	-
μ_m	hmotnostní zeslabovací koeficient	cm ² /g
μ	lineární absorpční koeficient	cm ⁻¹
μ_f	lin. abs. koef. pro fotoefekt	cm ⁻¹
μ_c	lin. abs. koef. pro Comptonův rozptyl	cm ⁻¹
μ_{pe}	lin. abs. koef. pro tvorbu páru pozitron-elektron	cm ⁻¹
ρ	hustota	g/cm ³
σ	mikroskopický průřez	m ²
Σ	makroskopický průřez	m ⁻¹
Zkratka	Popis	
CT	počítačová tomografie	
G-M	Geiger-Muller	
IZ	ionizující záření	
OSL	optically stimulated luminescence	
PET	pozitronová emisní tomografie	
RTG	rentgenové záření	
TL	thermoluminescence	

1 ÚVOD

Radioaktivita byla objevena Henri Becquerem v roce 1896. Od té doby, výzkum ionizujícího záření ušel značnou cestu za poznáním tohoto neviditelného záření. Lidstvo se naučilo ionizující záření využívat v různých odvětvích. Radioaktivita našla svoje uplatnění v medicíně, kde v různých aplikacích pomáhá lidem (diagnostika a pak následné léčení), našla svoje uplatnění i v energetice kde pomocí štěpení atomových jader získáváme elektrickou energii i v průmyslu našla svoje uplatnění, různé diagnostické metody využívající RTG záření, v potravinářském průmyslu také najdeme různé využití radioaktivity (ozařování potravin jak prevence proti nemocem), radioaktivita také našla svoje uplatnění v zbrojařském průmyslu – výroba atomové bomby, tankové a protitankové granáty z ochuzeného uranu.

Značná část populace se domnívá, že radioaktivita patří k negativním jevům, a tudíž je třeba se jí obávat. Jako příklady událostí, které vedou lidi k tomuto názoru, lze uvést například nehodu jaderné elektrárny Three Mile Island v USA z roku 1979 kde došlo k roztavení části aktivní zóny. Dalším příkladem je nehoda jaderné elektrárny Fukušima v Japonsku z roku 2011, kde zemětřesení závažně poškodilo vedení, které napájí pomocné systémy elektrárny a následná tsunami, která zatopila pomocné diesela agregáty, v důsledku čehož došlo k roztavení aktivní zony reaktoru a k následnému úniku radioaktivních látek do okolí. A asi nejznámější nehoda jaderné elektrárny v Černobylu na Ukrajině z roku 1986 kde došlo vlivem lidského faktoru k výbuchu 4. bloku elektrárny. Všechny tyto nehody ale mají společné to, že primární důvod nehody nebyla chyba technologie, ale souhra nešťastných náhod kombinovaná s lidským faktorem.

Obecně lze konstatovat, že široká veřejnost disponuje znalostmi z oblasti ionizujícího záření na nízké úrovni. Díky tomu lze předpokládat, že rozhodování široké veřejnosti může být do jisté míry ovlivněno pomocí rozsáhlých mediálně-informačních kampaní. Příkladem může být pozitivní postoj k jaderné energetice v ČR a podpora jaderného vzdělávání a osvěty, jak ze strany průmyslu, tak i ze strany vzdělávacích institucí. Nebo silně negativní postoj k jaderné energetice v Německu či Rakousku. Zároveň je třeba vzdělávání veřejnosti zaměřit i na zasezení informací do širšího kontextu. Jedná se především o širší konsekvence závažných rozhodnutí jako je odklon od výroby elektrické energie z jaderných elektráren nebo zavedení energetiky spoléhající plně na obnovitelné zdroje s minimem akumulacích prvků v síti. Dalším příkladem tohoto typu vzdělávání je klasický výpadek dodávky elektrické energie, který způsobí nejen nemožnost použití klasických domácích elektrických spotřebičů, které zjevně pracují na elektřinu, jako jsou TV, osvětlení, počítače, ale nastane i výpadek dodávky vody a plynu, protože i tyto zásobovací systémy vyžadující dodávku elektrické energie.

Z tohoto důvodu si tato práce klade za cíl seznámit studenty FEKTu s ionizujícím zářením, způsoby jeho interakce s látkovým prostředím, stíněním a se způsoby jeho detekce. Tyto jednotlivé poznatky budou prezentovány pomocí jednoduchých laboratorních úloh.

2 ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

„Zdroj ionizujícího žiarenia je rádioaktívna látka, prístroj alebo zariadenie schopné emitovať ionizujúce žiarenie alebo produkovať rádioaktívne látky. Prírodný zdroj ionizujúceho žiarenia je zdroj ionizujúceho žiarenia prírodného zemského alebo kozmického pôvodu. Umelý zdroj ionizujúceho žiarenia je zdroj ionizujúceho žiarenia iný ako prírodný zdroj.“[10]

Všechno živé i neživé na planetě Zem bylo, je a bude vystavováno ionizujícímu záření. Část tohoto záření pochází z vesmíru tzv. kosmické záření, kde část záření je emitována ze slunce a část z hlubokého vesmíru. Země samotná taky přispívá k ozařování všeho živého i neživého na ní, a to v podobě **přírodních radionuklidů** obsažených ve všem, co se na planetě vyskytuje. Je známo asi 340 nuklidů, ze kterých je asi 70 radioaktivních. Radionuklidy se tady neobjevili z ničeho nic, ale vznikali při vytváření Sluneční soustavy před 4-6 miliardami let, tyto radionuklidy se nazývají primordiální a podléhají radioaktivním přeměnám do doby, než se z radioaktivních nuklidů stanou nuklidy stabilní.[2] Tyto radioaktivní přeměny popisují tzv. rozpadové řady (více v kapitole 2.3 *Rozpadové řady*).

Člověk svojí činností také přispívá k ozařování populace. S rozvojem civilizace se člověk naučil zpracovávat různé druhy nerostných surovin, ze kterých následně buduje obydlí, vyrábí různé nástroje pro ulehčení mnoha činností, naučil se využívat radionuklidy v medicíně ale i průmyslu a v neposlední řadě uspokojuje svojí, stále rostoucí poptávku po elektrické energii. Všemi těmito technologickými procesy člověk uměle vytváří nové zdroje radioaktivity. Lidstvo dospěl až do takového technologického stádia, že je schopen sám vyrobit radionuklidy. Tyto nuklidy vyrobené člověkem se nazývají **umělé radionuklidy**. Umělé radionuklidy našli svoje uplatnění v medicíně (RTG, CT, PET a jiné) kde představují druhý největší zdroj ozáření populace.[2]

Zdroje ionizujícího záření rozdělujeme do dvou základních skupin, **přírodní zdroje** a **umělé zdroje**.

2.1 Přírodní zdroje ionizujícího záření

Existují dva zdroje přírodní radioaktivity. První zdroj je mimozemský - Extraterestriální, kde zdrojem radiace je **kosmické záření**. Toto kosmické záření je tvořeno kvanty vysoko energetických nabitých částic a lze ho rozdělit do dvou skupin:

- **Primární kosmické záření**, zdrojem primárního kosmického záření je z větší části naše galaxie (výbuchy supernov), z menší části Slunce (sluneční erupce). Toto záření je tvořeno především protony.
- **Sekundární kosmické záření** vzniká při interakci primárního kosmického záření s atmosférou planety. Při interakcích vznikají takzvané kosmogenní radionuklidy, patří mezi ně ^3H , ^{14}C , ^7Be , ^{10}Be v malých koncentracích se můžou vyskytovat i ^{32}P , ^{35}S , ^{36}Cl , ^{22}Na . Největší podíl na ozáření populace od kosmogenního záření se připisuje ^{14}C s poločasem rozpadu $T_{1/2}=5730$ let[10].

Jelikož je kosmické záření tvořeno nabitými částicemi (protony) vychyluje se v magnetickém poli planety a proto je jeho intenzita u pólu planety větší, než u rovníku.

Druhý zdroj přirozené radioaktivity je **samotná Zem – terestriální**. Přírodní radionuklidy, které se nacházejí na Zemi lze rozdělit do skupin podle jejich vzniku:

- **Primordiální** se nazývají radionuklidy, které vznikaly spolu s naší planetou. Jsou tady od samého počátku Země. Z původních primordiálních radionuklidů se dochovaly jen ty, které mají poločas přeměny delší než 10^8 let[10].
- **Sekundární** radionuklidy vznikají rozpadem primordiálních radionuklidů, jejich rozpad je popisován rozpadovými řadami.

V přírodě zatím bylo objeveno 20 primordiálních radionuklidů, z toho jsou pouze tři radionuklidy součástí přeměnových řad – jsou to počáteční členy.

Mezi primordiální radionuklidy patří ^{40}K , ^{50}V , ^{87}Rb , ^{113}Cd , ^{115}In , ^{123}Te , ^{138}La , ^{142}Ce , ^{144}Nd , ^{147}Sm , ^{152}Gd , ^{174}Hf , ^{176}Lu , ^{187}Re , ^{190}Pt , ^{192}Pt , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U [10]. Poslední tři radionuklidy jsou počátečními členy rozpadových řad, ^{232}Th je počátečním členem **Thoriové** řady, ^{235}U je počátečním členem **Uran-Aktiniové** řady a ^{238}U je počáteční prvek **Uran-Radiové** řady. Největší podíl na ozáření obyvatelstva od primordiálních radionuklidů má ^{40}K (630Bq/kg) a ^{87}Rb (70Bq/kg). Pro porovnání primordiální radionuklid ^{147}Sm má hmotnostní aktivitu 0,7Bq/kg a třeba takový ^{209}Bi má jen $4 \cdot 10^{-9}$ Bq/kg[10].

Největší podíl na ozáření populace od přirozených zdrojů ionizujícího záření má Radon, asi 48,5%. Další značný podíl má přirozená radioaktivita země (terestriální radionuklidy) 17% pak následuje Kosmické záření s podílem asi 14%.

2.2 Umělé zdroje ionizujícího záření

Zdroje umělé radioaktivity lze rozdělit do dvou kategorií. Do první kategorie patří **lékařské zdroje** ionizujícího záření. Zde se ionizující záření využívá k terapii nebo v diagnostice chorob. Do skupiny lékařských zdrojů ionizujícího záření lze zařadit:

- RTG
- Gama kamera
- PET (pozitronová emisní tomografie)
- CT (počítačová tomografie)

Podíl na ozáření obyvatelstva od lékařských zdrojů záření je asi 20%, toho číslo se pořád zmenšuje což je to způsobeno tím, že technologie se pořád zdokonaluje.

Do druhé kategorie patří **technické zdroje** ionizujícího záření. Tyto zdroje záření se využívají v průmyslu, polnohospodářství ve výzkumu. Do kategorie technických zdrojů ionizujícího záření patří:

- RTG defektoskopie a diagnostika
- Jaderná energetika
- Jaderný výzkum – různé urychlovače částic (např.CERN)
- Ozařování polnohospodářských produktů
- Uměle vyrobeny radionuklidy

Podíl na ozáření populace od technických zdrojů záření je zanedbatelný asi 0,5% oproti předchozím zdrojům. Jelikož, k technickým zdrojům radiace má širší veřejnost omezený přístup, nemůžou tyto zdroje za normálních okolností působit na obyvatelstvo. Do tohoto podílu se započítávají i zkoušky jaderných zbraní, které vyvrcholili kolem roku 1962. Největší podíl na ozáření populace od zkoušek jaderných zbraní má radionuklid ^{137}Cs s poločasem rozpadu $T_{1/2}=30,07$ let a ^{90}Sr s poločasem $T_{1/2}=28,79$ let.[24]

2.3 Rozpadové řady

V přírodě existovali 4 druhy rozpadových řad, ale pouze tři se dochovali až do dneška. První rozpadová řada se nazývá **Thoriová**, druhá rozpadová řada je **Uran-Aktiniová**, a třetí poslední dochovaná rozpadová řada je **Uran-Radiová**. Čtvrtá nedochovaná rozpadová řada je **Neptuniová**. Důvod proč se neptuniová řada nedochovala je ten, že poločas rozpadu ^{237}Np je příliš krátký na to aby se zde dochoval od vzniku Země. Z neptuniové řady se dochoval pouze prvek ^{209}Bi , který má poločas rozpadu $T_{1/2} = 1,9 \cdot 10^{19}$ let a lze ho považovat za „stabilní“. Nic méně technologie už dospěla do takového bodu, že jsme schopni uměle vytvořit neptunium ^{237}Np bombardováním uranové fólie neutrony. Takto vyrobené neptunium má ale krátký poločas rozpadu $T_{1/2} = 2,3$ dne [2].

Přírodní rozpadové řady končí u stabilního prvku olova zatím co neptuniová řada končí thaliem.

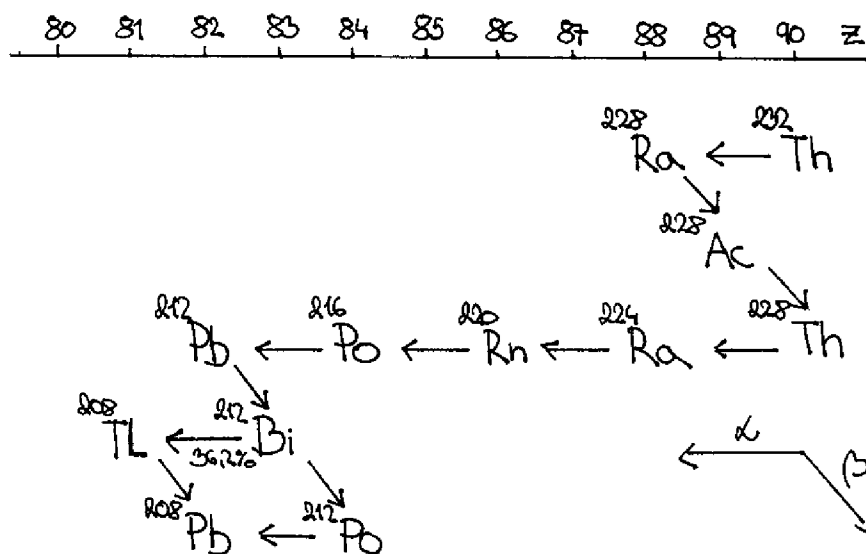
Jelikož mají mateřské radionuklidy dlouhý poločas rozpadu, ustanovuje se mezi mateřským a dceřinými produkty rovnováha tzv. sekulární radioaktivní rovnováha. To znamená, že aktivita mateřského produktu je stejná jako aktivita dceřiných produktů. To ovšem platí za předpokladu, že nedochází k emisi dceřiných produktů z ložiska.

Dceřiné produkty, které vznikají v rozpadových řadách se mohou rozpadat jak alfa, tak i beta rozpadem což vede k větvení rozpadových řad, avšak po beta rozpadu následuje alfa rozpad a po alfa rozpadu beta rozpad se takto rozvětvené řady opět spojí.

Mezi tyto dceřiné produkty patří ^{218}Po , ^{215}Po , ^{214}Bi , ^{212}Bi , ^{211}Bi , ^{210}Bi , ^{227}Ac [2].

Thoriová rozpadová řada

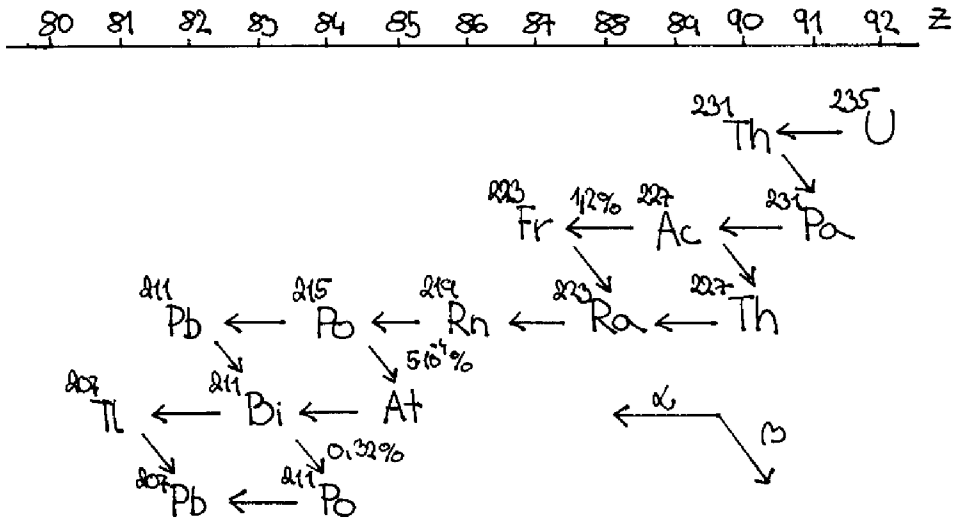
Mateřský radionuklid je ^{232}Th s poločasem rozpadu $1,4 \cdot 10^{10}$ let. Thorium se rozpadá 6 alfa a 4 beta rozpady dostane až na stabilní prvek ^{208}Pb [2]. Sumárně to lze zapsat následovně



Obr. 2.1 Thoriová rozpadová řada [2]

Uran-Aktiniová řada

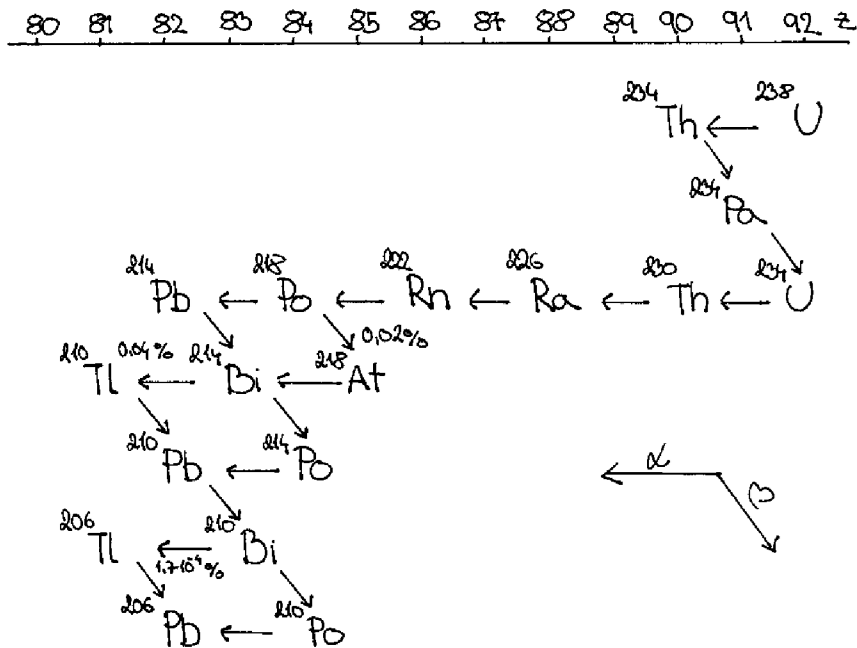
Mateřský radionuklid je ^{235}U s poločasem rozpadu $7,1 \cdot 10^8$ let. Uran-235 se rozpadá 7 alfa a 4 beta rozpady na stabilní prvek ^{207}Pb [2].



Obr. 2.2 Uran-Aktiniová rozpadová řada[2]

Uran-Radiová řada

Mateřský radionuklid je ^{238}U s poločasem rozpadu $4,51 \cdot 10^9$ let. Uran-238 se rozpadá 8 alfa a 6 beta rozpady na stabilní prvek ^{206}Pb [2].

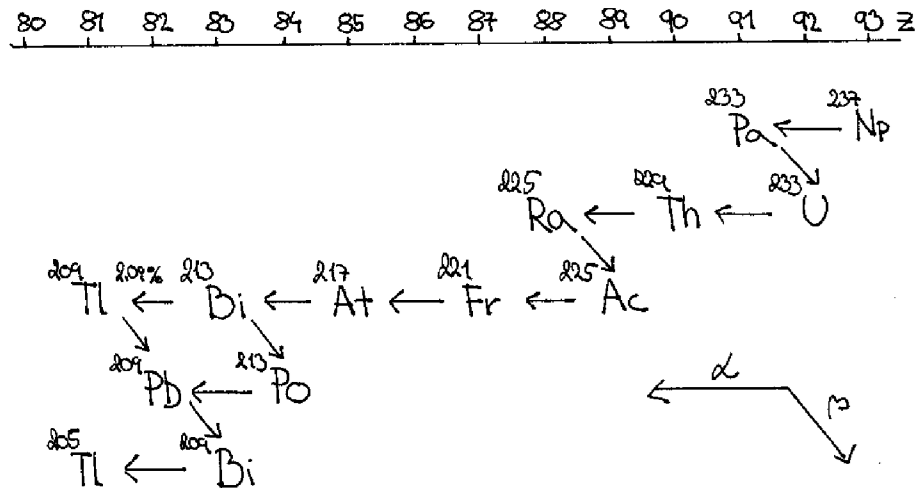


Obr. 2.3 Uran-Radiová rozpadová řada[2]

Neptuniová řada

Mateřský radionuklid byl ^{237}Np s poločasem rozpadu $2,144 \cdot 10^6$ let. Neptunium se rozpadalo 7 alfa a 4 beta rozpady na prvek ^{209}Bi . Nic méně stabilní prvek neptuniové řady je ^{205}Tl ale jelikož má ^{209}Bi poločas rozpadu $1,9 \cdot 10^{19}$ let, lze ho považovat za „stabilní“ prvek Neptuniové řady[2].

$$^{237}_{93}\text{Np} \sim 8\alpha + 4\beta + ^{205}_{81}\text{Tl} \tag{2.4}$$



Obr. 2.4 Neptuniová rozpadová řada[2]

Existují ještě rozpadové řady **Transuranů**, jsou úplně stejné jako předcházející rozpadové řady akorát s tím rozdílem, že mateřský radionuklid byl uměle vytvořen. Jako příklad lze uvést pro neptuniovou řadu rozpad ^{241}Am

$$^{241}_{95}\text{Am} \rightarrow \alpha + ^{237}_{93}\text{Np} + 7\alpha + 4\beta + ^{209}_{83}\text{Bi} \tag{2.5}$$

kde se alfa rozpadem ^{241}Am rozpadne na ^{237}Np , které pak analogicky jako v neptuniové řadě rozpadne na ^{209}Bi .

Pro uran-aktiniovou řadu lze uvést jako příklad rozpadu ^{239}Pu

$$^{239}_{94}\text{Pu} \rightarrow \alpha + ^{235}_{92}\text{U} \sim 7\alpha + 4\beta + ^{206}_{82}\text{Pb} \tag{2.6}$$

kde se alfa rozpadem ^{239}Pu rozpadne na ^{235}U a to se následně podle uran-aktiniové rozpadové řady rozpadne na stabilní ^{207}Pb .

Pro thoriovou řadu lze uvést

$$\begin{aligned} ^{252}_{98}\text{Cf} &\rightarrow \alpha + ^{248}_{96}\text{Cm} \rightarrow \alpha + ^{244}_{94}\text{Pu} \rightarrow \alpha + ^{240}_{92}\text{U} \rightarrow \beta + ^{240}_{93}\text{Np} \rightarrow \beta + ^{240}_{94}\text{Pu} \\ &\rightarrow \alpha + ^{236}_{92}\text{U} \rightarrow \alpha + ^{232}_{90}\text{Th} \sim 6\alpha + 4\beta + ^{208}_{82}\text{Pb} \end{aligned} \tag{2.7}$$

3 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ

„Ionizujícím zářením nazýváme takové záření, jehož kvanta mají natolik vysokou energii, že jsou schopna vyrážet elektrony z atomového obalu a tím látku ionizovat“ [1]

Jinými slovy, ionizační záření při svém průchodu prostředím způsobuje jeho ionizaci tím, že svojí energií vyráží elektrony z původně neutrálních atomů a vytváří tak kladné a záporné ionty.

K tomu aby se z atomu vytrhnul elektron, je zapotřebí ionizační záření energií větší, než je energie, která ho drží v elektronovém obalu atomu tzv. vazební energie. U nejjednoduššího známého prvku - vodíku, který má elektron na slupce K s vazební energií 13,6 eV je zjevné, že pro vyražení takového elektronu je zapotřebí energie větší než 13,6 eV. U atomů s protonovým číslem Z na K slupce je tato energie Z^2 -krát větší než u vodíku. Pro atomy, které mají více elektronů, v různých valenčních vrstvách, jsou ionizační energie různé, platí, že čím blíže jádru jsme, tím musí být ionizační energie větší, aby došlo k vytržení elektronu z dané valenční vrstvy.[1]

3.1 Zákonitosti ionizujícího záření

Rozpad radioaktivních jader je samovolný a náhodný proces, který není závislý na okolních podmínkách (tlak, teplota, geografická poloha, atd.) a pokračuje do doby, než se z prvotního radioaktivního jádra nestane jádro stabilní, a i když se jedná o samovolný a náhodný proces, tak se řídí jistými fyzikálními zákony. Taková nestabilní radioaktivní jádra nazýváme radionuklidy.

Když si vezmeme dva stejné radionuklidy, které vznikli ve stejnou dobu, tak tyto radionuklidy budou mít rozdílnou dobu života, z toho vyplývá, že radioaktivita má statistický charakter. Proto, když chceme popisovat radioaktivní přeměny, vždy ji musíme stáhnout na velký soubor radionuklidů a na velký počet přeměn.[2]

3.1.1 Rozpadový zákon

Pro úbytek radionuklidů dN za dobu dt kde, λ je přeměnová konstanta, která vyjadřuje rychlost průběhu přeměny daného radionuklidu a N je počet radionuklidů v souboru platí vztah

$$dN = -\lambda N dt \quad (3.1)$$

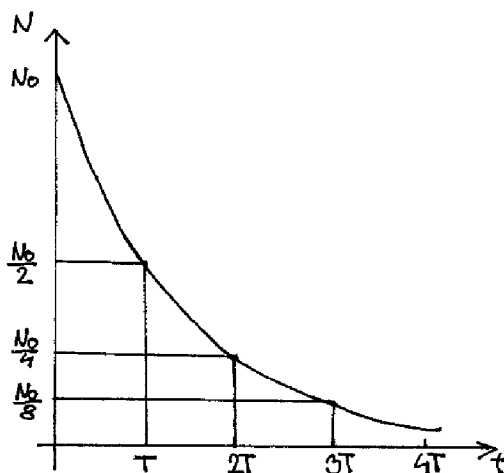
integrací vztahu podle času v intervalu od 0 do t a za předpokladu, že v čase nula je soubor N_0 radionuklidů, dostaneme rozpadový zákon, který má podobu

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (3.2)$$

kde N_0 je počáteční počet radionuklidů, t je čas, ve kterém chceme znát počet radionuklidů v souboru. Vztah pro aktivitu v okamžiku t dostaneme analogicky

$$A(t_0) = A_0 e^{-\lambda t_1} \quad (3.3)$$

A_0 značí aktivitu daného radionuklidu v čase $t = 0s$, A je aktivita radionuklidu v námi sledovaném čase t_1 .



Obr. 3.1 Závislost počtu radionuklidů v souboru na čase [3]

Jak je vidět přeměnová konstanta je méně vypovídající veličina, proto se zavedl pojem poločas přeměny.

3.1.2 Poločas přeměny

Fyzikální poločas přeměny charakterizuje dobu, za kterou se rozpadne přesně polovina jader radioaktivních atomů. Jinak řečeno, poločas přeměny označuje čas, za který klesne aktivita daného radionuklidu na polovinu své původní hodnoty. Souvislost mezi poločasem přeměny a přeměnovou konstantou plyne ze vztahu (3.6). Když dosadíme do rovnice (3.6) za $N(t)$ poloviční počet původních jader, tedy $N_0 / 2$ a čas t si označíme jako námi hledanou hodnotu poločasu přeměny $T_{1/2}$, dostaneme vztah

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}} \quad (3.4)$$

následnými logaritmováním dostaneme

$$\ln 2 = \lambda T_{1/2} \quad (3.5)$$

a konečnou úpravou dostaneme vztah pro poločas přeměny

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (3.6)$$

Výsledný poločas přeměny může být ve zlomcích vteřiny nebo také v milionech let.

Biologický poločas přeměny T_b udává hodnotu času, za kterou se z živého organismu vyloučí (metabolickými procesy, vylučovací soustavou) polovina vstřebaného radioaktivního prvku. Když chceme zkoumat, za jakou dobu se živý organismus zbaví radioaktivní látky, musíme brát v potaz oba poločasy. Pomocí dvou poločasů ($T_{1/2}$, T_b) si můžeme definovat efektivní poločas přeměny T_{ef} .

Efektivní poločas přeměny je čas, za který klesne celková aktivita daného radionuklidu v živém organismu na polovinu. Tato hodnota se využívá pro výpočet dávky, kterou obdrží zasažený organismus. Vztah pro efektivní poločas přeměny má tvar[4]

$$\frac{1}{T_{ef}} = \frac{1}{T_{1/2}} + \frac{1}{T_b} \quad (3.7)$$

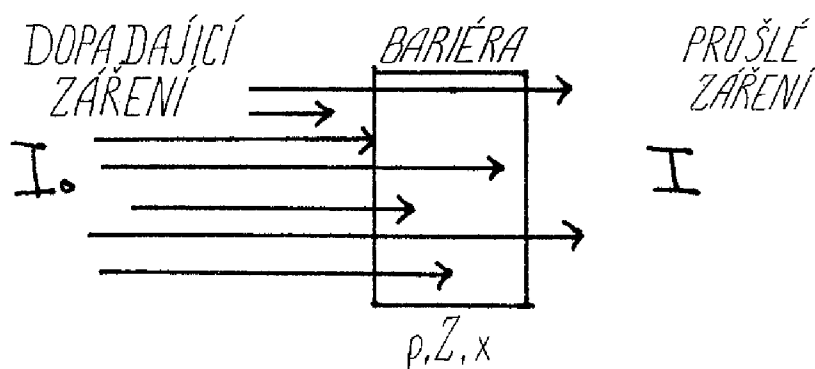
3.1.3 Zákon absorpce

Každé záření je ze své podstaty jiné, z toho plyne, že se bude v látce absorbovat jinými způsoby. Alfa nebo beta záření, které je málo pronikavé bude potřebovat menší tloušťku látky, aby došlo k jeho absorpci, na druhé straně fotonové záření, které je pronikavé bude potřebovat větší tloušťku stejné látky, aby došlo k jeho absorpci.

Platí, že intenzita záření za stínicí bariérou je přímo úměrná tloušťce bariéry

$$-\frac{dI}{I} = \mu \cdot dx \quad (3.8)$$

kde I je intenzita za stínicí bariérou, I_0 je intenzita před touto bariérou, μ je absorpční koeficient, x je tloušťka bariéry



Obr. 3.2 Princip stínění

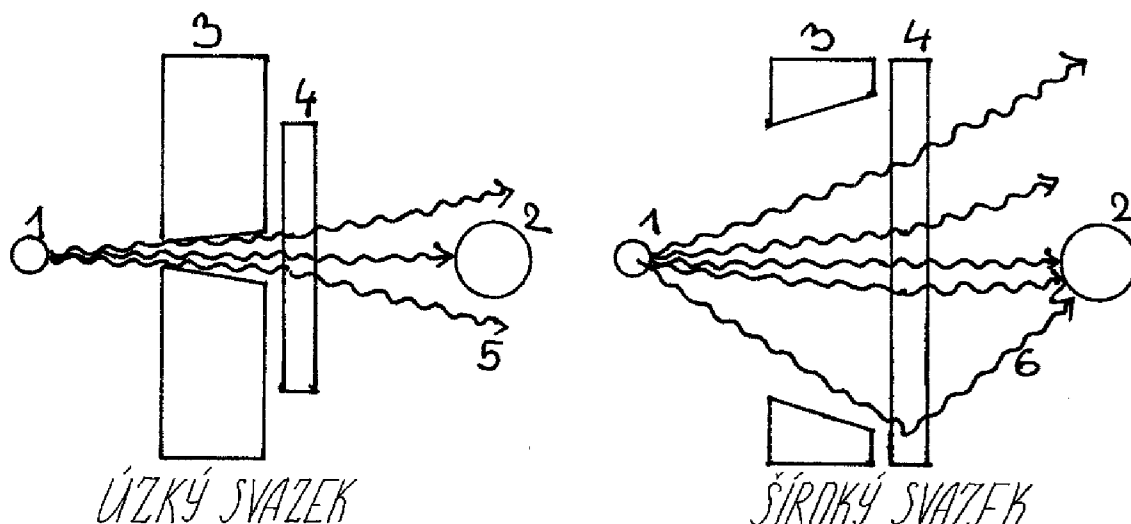
Integrací vztahu 3.8 dostaneme

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.9)$$

Jelikož vztah 3.9 nerespektuje vliv Comptonova rozptylu a vznik páru elektron-positron musí se vztah upravit tak aby byli tyto vlivy zohledněny. Upravuje se takzvaným vzrůstovým faktorem B (build-up factor)[27]. Výsledný vztah má tak podobu

$$I = BI_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (3.10)$$

velikost vzrůstového faktoru závisí na energii záření, geometrickém uspořádání zdroje a detektoru záření ale taky na druhu a tloušťce stínicí bariéry látky.



Obr. 3.3 Rozdíl mezi širokým a úzkým svazkem záření [9]

- 1) Zdroj záření, 2) Detektor záření, 3) Kolimátor, 4) Stínící materiál, 5) Rozptýlené nedetekované fotony, 6) Rozptýlené detekované fotony

Absorpční koeficient nebo také lineární součinitel zeslabení je závislý na hustotě ρ a protonovém Z číslu absorbátoru a taky na energii dopadajícího záření E a má jednotku cm^{-1} .

$$\mu = \mu(\rho, Z, E) \quad (3.11)$$

Pro gama záření a charakteristické záření X je absorpční koeficient součtem absorpčních koeficientů pro jednotlivé interakce záření s látkou

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_{pe} \quad (3.12)$$

kde μ je celkový absorpční koeficient, μ_f je absorpční koeficient pro fotoefekt, μ_c je absorpční koeficient pro Comptonův rozptyl a μ_{pe} je absorpční koeficient pro tvorba páru pozitron-elektron.

V praxi se můžeme setkat s pojmem hmotnostní zeslabovací koeficient μ_m , tento koeficient je závislý na protonovém čísle absorbátoru a na energii dopadajícího záření, ale není závislý na hustotě daného absorbátoru. Jednotka hmotnostního zeslabovacího koeficientu je cm^2/g .

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (3.13)$$

Pro účely návrhu vhodné tloušťky stínících bariér byl zaveden pojem polotloušťka. Polotloušťka udává takovou vrstvu materiálu, která je schopna absorbovat polovinu dopadajícího záření.

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (3.14)$$

Tab. 3.1 Hodnoty polovrstev a lineárních součinitelů pro gama záření [8]

Energie záření MeV	Olovo 11,35 g/cm ³		Železo 7,86 g/cm ³		Hliník 2,82 g/cm ³		Voda 1 g/cm ³		Beton 2,35 g/cm ³	
	μ	$x_{1/2}$	μ	$x_{1/2}$	μ	$x_{1/2}$	μ	$x_{1/2}$	μ	$x_{1/2}$
0,3	4,32	0,16	0,864	0,845	0,282	2,457	0,119	5,823	0,251	2,76
0,5	1,75	0,396	0,652	1,062	0,236	2,936	0,092	7,532	0,204	3,39
1	0,85	0,816	0,471	1,471	0,164	4,225	0,071	9,76	0,149	4,65
1,5	0,59	1,174	0,378	1,833	0,137	5,058	0,057	12,15	0,121	5,72
2	0,51	1,358	0,334	2,074	0,112	6,187	0,05	13,86	0,104	6,66
2,5	0,48	1,443	0,302	2,294	0,102	6,794	0,044	15,75	-	-
3	0,47	1,474	0,279	2,843	0,094	7,372	0,039	17,77	0,085	8,15
3,5	0,46	1,506	0,268	2,585	0,087	7,965	0,036	19,25	-	-
4	-	-	0,251	2,76	0,083	8,349	0,034	20,38	0,074	9,36
5	-	-	0,243	2,851	0,072	9,625	0,03	23,1	0,067	10,34
10	-	-	0,235	2,948	0,059	11,745	0,023	30,13	0,05	13,86

Hodnoty v tabulce označeny **tlustě** značí, že při zvyšující se energii záření se polotloušťka se dále nezvětšuje. Hodnoty polotlouštěk jsou v centimetrech.

Tab. 3.2 Lineární součinitele zeslabení pro beta záření od některých radionuklidů [29]

Radionuklid	Energie [MeV]	Beryllium 1,85g/cm ³	Hliník 2,82g/cm ³	Měď 8,96 g/cm ³	Stříbro 10,5 g/cm ³	Olovo 11,35g/cm ³
³⁵ S	0,167	453,25	766,758	2846,592	3667,65	4274,41
¹⁴⁷ Pm	0,225	243,46	499,986	1836,8	2475,9	2769,4
²⁰⁴ Tl	0,76	34,595	68,244	234,752	344,4	401,79
³² P	1,71	12,21	23,688	103,936	129,15	167,98
⁹⁰ Y	2,27	5,735	14,1	52,864	76,65	94,205
⁴² K	3,6	3,145	9,024	32,256	45,15	54,48

3.2 Dozimetrické jednotky a veličiny

3.2.1 Aktivita

Základní veličina, která charakterizuje zdroj ionizujícího záření je **aktivita**. Aktivitu A radionuklidu definujeme jako počet radioaktivních přeměn za jednotku času,

$$A = \frac{dN}{dt} \quad (3.15)$$

Kde dN je počet přeměněných radionuklidů za časový interval dt . Fyzikální jednotka aktivity je **Becquerel** [Bq] pojmenována po H. Becquerelovi, tedy 1 Bq je jedna jaderná přeměna za 1 s. Zdroje aktivity v životním prostředí jsou radionuklidy. Pro laboratorní účely se radionuklidy provádějí ve formě zapouzdřených radioaktivních zářičů, které emitují ionizující záření do svého okolí izotropně, do všech směrů v prostorovém úhlu 4π (tohle platí pouze pro bodové zářiče kdy je vzdálenost podstatně větší než velikost samotného zářiče). Čím jsme dále od zdroje záření, tím je jeho aktivita menší (záření je rozprostřeno po kulové sféře s plochou S),

$$S = 4\pi d^2 \quad (3.16)$$

pro bodové zářiče lze říct, že jejich aktivita klesá s druhou mocninou vzdálenosti d .

$$A(d) = \frac{A}{d^2} \quad (3.17)$$

3.2.2 Intenzita záření

Intenzita ionizujícího záření, jinak označována jako **Fluence**, je emitována ze zdroje záření, a je přímo úměrná aktivitě a nepřímo úměrná vzdálenosti od zdroje záření. Pro fluenci tedy platí,

$$F = \frac{A}{4\pi d^2} \quad (3.18)$$

Stejný vztah platí i pro fluenci energie ionizujícího záření, který určuje radiační dávku.

3.2.3 Radiační dávka

Dávka

Radiační dávka je definována energií, kterou předá ionizující záření látce o určité hmotnosti, je tedy dána poměrem

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (3.19)$$

kde dE je energie dopadajícího záření v Joulech a dm je hmotnost objemového elementu. Jednotkou dávky je Gray [Gy]. 1 **Gray** je tedy energie 1 J předaná látce o hmotnosti 1 kg.

Dávkový příkon

Je dávka, kterou obdrží zasažený objem za jednotku času t , tedy

$$D' = \frac{\Delta D}{\Delta t} \quad (3.20)$$

jednotkou dávkového příkonu je **Gy/s**, v praxi častěji užívané jednotky jsou Gy/min nebo mGy/h.

Radiační dávka

Je energii, kterou vyzáří radioaktivní zářič do prostoru a je dána součinem aktivity a střední energie vyzářovaných kvant na 1 rozpad, tedy

$$D = \frac{A \cdot E}{4\pi d^2} \cdot t \quad (3.21)$$

kde E je energie vyzářovaných kvant v joulech a t je čas, po který zářič působí na své okolí. Vztah 3.21 platí pouze pro fotonové záření, které je emitováno z bodového zářiče umístěného ve vzduchu nebo vakuu. Alfa i beta záření se částečně absorbuje v samotném zdroji a částečně i v prostředí, kterým prochází, proto nelze vztah 3.21 použít pro výpočet radiační dávky od takovýchto zářičů. Taky se neuvažuje poločas rozpadu radionuklidového zdroje.

3.2.4 Lineární přenos energie

Jelikož dozimetrická veličina dávka nic neříká o tom jak je energie od ionizujícího záření rozložena v zasažené látce, zavedla se veličina zvaná lineární přenos energie. Tato veličina popisuje, jak ionizující částice ztrácí svoji energii podél dráhy letu v látce (prostředí) a je dána vztahem

$$L = \frac{\Delta E}{\Delta x} \quad (3.22)$$

kde ΔE je energie, kterou odevzdá ionizující částice elektronům a iontům při svém průletu látkou (prostředím) po dráze Δx . Jednotkou lineárního přenosu je **keV/ μm** . Záření alfa má krátký dosah v látce (prostředí), jeho energie se spotřebuje na krátké vzdálenosti - má vysoký lineární přenos energie. Záření beta má delší dráhu skrz prostředí, energie záření se rozloží po delší dráze, tudíž je lineární přenos energie menší než u záření alfa. Gama záření má ještě větší dosah v prostředí a proto má ještě menší lineární přenos energie. Čím je lineární přenos větší, tím větší bude účinek záření na danou látku (prostředí). Lineární přenos energie je důležitá veličina při zkoumání účinku ionizujícího záření. Z pohledu lineárního přenosu energie dělíme ionizující záření do dvou kategorií

- Řídce ionizující, sem patří záření X, gama a beta. Při průchodu tkání vytváří přibližně 100 iontových párů na $1\mu\text{m}$.
- Hustě ionizující, sem patří záření alfa, neutronové záření a protonové záření. Při průchodu tkání vytváří přibližně 2000 iontových páru na $1\mu\text{m}$. [1]

3.2.5 Dávkový ekvivalent

Jelikož každé záření působí na živou tkáň jinak (úzce souvisí s lineárním přenosem energie), zavedla se veličina dávkový ekvivalent. Je biofyzikální dozimetrická veličina, která bere v potaz druh a míru vlivu ionizujícího záření na živou tkáň v porovnání s fotonovým zářením. Vztah pro výpočet ekvivalentní dávky má tvar

$$H = Q \cdot D \quad (3.23)$$

kde Q je radiační váhový faktor. Hodnota jakostního faktoru závisí na druhu a energii ionizujícího záření.

Tab. 3.3 Hodnoty radiačního váhového faktoru pro různá záření [26]

Typ záření		Radiační váhový faktor
Fotony		1
Elektrony a miony		1
Fotony a nabité piony		2
Částice alfa, štěpné fragmenty, těžké ionty		20
Neutrony	$E < 10\text{keV}$	2 až 5
	$E > 20\text{MeV}$	2 až 5
	$0,1 < E < 20\text{MeV}$	10 až 20

Jednotkou dávkového ekvivalentu je **Sievert** [Sv]. Obdobě jako pro dávkový příkon i zde je ekvivalentní dávkový příkon, jehož jednotka je Sv/s.

3.2.6 Efektivní dávka

Efektivní dávka je veličina, která určuje míru zdravotního rizika od ionizujícího záření, kterému byl člověk vystaven. Jedná se o veličinu, která není přímo měřitelná, zohledňuje to, že různé druhy záření mají různý vliv na člověka, také zohledňuje to, že každý orgán v lidském těle snáší účinky ionizujícího záření jinak. Efektivní dávka má charakter kvalifikovaného odhadu a je to součet všech ekvivalentních dávek H_T ve všech orgánech nebo tkáních vynásobený tkáňovým váhovým faktorem W_T .

$$H_E = \sum W_T \cdot H_t \quad (3.24)$$

Jednotkou je **Sievert**. U rovnoměrného ozáření celého těla je $\sum W_T = 1$

Tab. 3.4 Hodnoty tkáňového váhového faktoru [26]

Tkáň	kostní dřeň	tlusté střevo	pľíce	žaludek	močový měchýř	zbytek tkání	gonády
W_T	0,12	0,12	0,12	0,12	0,04	0,12	0,08
Tkáň	jícen	játra	štítná žláza	povrch kostí	mozek	slinné žlázy	kůže
W_T	0,04	0,04	0,04	0,01	0,01	0,01	0,01

3.3 Druhy ionizujícího záření

Ionizující záření můžeme rozdělit do dvou skupin. A to na **přím**o a **nepřím**o ionizující. Kvanta přímo ionizujícího záření mají vlastní elektrický náboj, a proto takové záření může přímo ionizovat látku, kterou prochází. Je to způsobeno tím, že nabitá kvanta záření pomocí coulombických sil vytrhávají elektrony z atomů a tím danou látku ionizují. Mezi přímo ionizující záření patří alfa (α), beta (β^+), beta (β^-) záření a protonové záření (p^+). Mezi nepřímo ionizující záření patří fotonové záření (γ), rentgenové záření X a neutronové záření. Kvanta nepřímo ionizujícího záření nemají elektrický náboj, proto nemůžou látku ionizovat přímo, proto ionizace nastává tehdy, až když kvanta fotonů nebo neutronů interagují s látkou, kterou prochází. Jednotlivé interakce jsou doprovázeny emisí sekundárních částic, které způsobují ionizaci dané látky.

Charakteristikou vlastností záření je jeho energie, tato energie se nazývá **ionizační energie**. Ionizační energie představuje hodnotu, kterou musí dané záření předat látce, aby došlo k překonání vazební energie mezi elektronem a jádrem atomu a tím k vytržení elektronu z obalu atomu a k následné ionizaci látky. Obecně platí, že čím blíže je elektron jádru, tím musí být ionizační energie větší. Ionizační energie se uvádí v elektronvoltech [eV]. Jeden elektronvolt je definován jako energie, kterou získá elektron při průchodu potenciálovým rozdílem jednoho voltu. Práce, kterou získá elektron při průchodu elektickým polem lze vyjádřit vztahem

$$W = qU \quad [J] \quad (3.25)$$

kde q je náboj elektronu a U je potenciálový rozdíl jednoho voltu. Když do rovnice (3.25) dosadíme hodnoty, dostaneme vztah pro převod mezi eV a J.

$$W = 1,60219 \cdot 10^{-19} \cdot 1 = 1,60219 \cdot 10^{-19} \quad [J] \quad (3.26)$$

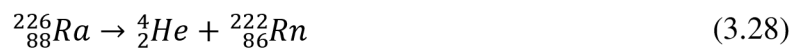
Tedy $1\text{eV} = 1,60219 \cdot 10^{-19}\text{J}$.

3.3.1 Záření alfa

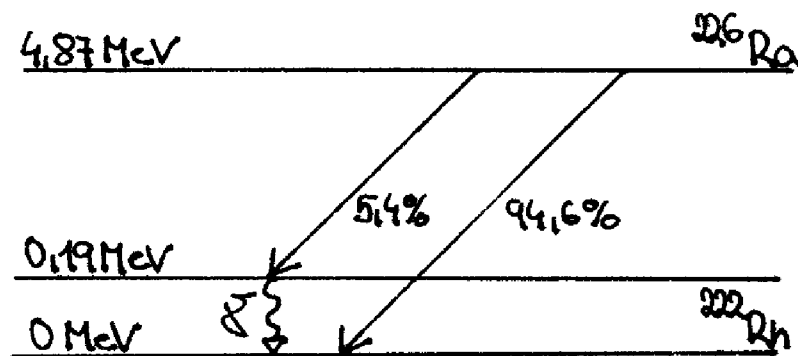
Záření alfa je tvořeno atomy hélia, které se skládá ze dvou protonů a dvou neutronů je charakteristické pro těžké nuklidy, které mají protonové číslo větší než 82 t.z. jsou těžší než olovo. Atomy hélia mají vysokou relativní hmotnost při porovnání s hmotností elektronů, proto když se těžká částice srazí s lehkou, je mála pravděpodobnost, že by se těžká částice vychýlila se své původní dráhy a z toho plyne, že se alfa částice pohybují prostředím skoro přímočaře. Počáteční kinetická energie vysílaných alfa částic může nabývat hodnot 4 až 6 MeV z toho plyne, že počáteční rychlost vyzářených částic, je asi 30krát menší než rychlost světla ve vakuu (10^8 m/s)[5]. Z Geiger-Nuttalova vztahu mezi energií alfa částic a přeměnovou konstantou je zřejmé, že čím se radionuklid rychleji rozpadá (má menší poločas přeměny) tím je energie emitovaných částic větší.

$$\ln \lambda = -a_1 \frac{Z}{\sqrt{E}} + a_2 \quad (3.27)$$

Kde Z je protonové číslo, a_1 a a_2 jsou konstanty, λ je přeměnová konstanta, E je kinetická energie záření. Dosah vyzářených alfa částic v prostředí je funkcí energie, která závisí na charakteru radionuklidu, pro energie 4 až 6 MeV je dosah ve vzduchu přibližně 3 – 7 centimetrů[5]. Dosah částic také závisí na materiálu, ve kterém se se pohybují. Při každé srážce ztratí částice část svojí kinetické energie, až do doby než ztratí energii úplně a zastaví se. Platí, čím má prostředí větší hustotu, tím dřív se alfa částice zastaví. Mezi nejvýznamnější alfa zářič patří rádium ^{226}Ra jehož alfa rozpad lze popsat následovně.



Jak je vidět, mateřský atom rádia se po vyzáření atomu hélia změní na atom radonu, takto nově vzniklý nuklid je v periodické tabulce umístěný o dvě místa nalevo od původního mateřského nuklidu. Radioaktivní přeměny lze zobrazovat i pomocí přeměnových schémat. Na obrázku 3.4 jsou vodorovnými čarami vyznačené energetické hladiny jak mateřského tak dceřiného jádra, šipky označují přechod mezi jednotlivými hladinami. Šipka směřující doleva označuje přechod, při němž má dceřiný nuklid menší protonové číslo, než má nuklid mateřský.



Obr. 3.4 Přeměnové schéma Rádia [2]

Jak je vidět na obr. 3.4 pouze 94,6 % alfa přeměny radionuklidu ^{226}Ra končí na základním stavu radionuklidu ^{222}Rn , zatímco 5,4 % případů po vyzáření částice alfa končí na vzbuzeném stavu ^{222}Rn , který následně přejde do ustáleného stavu pomocí vyzáření fotonů gama kvant.

Alfa záření má čárové spektrum.

Mezi nejznámější alfa zářiče patří ^{226}Ra , ^{239}Pu a ^{241}Am [6].

Stínění alfa záření

Alfa záření má ve vzduchu pronikavost jen několik cm z tohoto důvodu se alfa záření v podstatě nemusí stínit vůbec, ale když je stínění potřeba lze ho provést tenkou vrstvou plastu nebo třeba jen listem papíru. Alfa záření také bez problému odstíní mrtvé buňky kůže. Z tohoto důvodu nepředstavuje toto záření nebezpečí pro živé organizmy, nebezpečí nastává, až se zdroje alfa záření dostanou do živého organismu vdechnutím, požitím nebo tržnou ranou na kůži. V takovém případě jsou obnažené buňky vystavené záření, které způsobuje jejich ionizaci a tím jejich destrukci. Základní ochranou proti alfa záření je nošení roušky nebo respirátoru.

3.3.2 Záření beta

Záření beta je kvantum elektronů (pozitronů) vyvrstvených velkou rychlostí z atomového jádra. Záření beta má menší relativní hmotnost (2000-krát menší než klidová hmotnost nukleonů) a menší náboj při porovnání s alfa zářením to má za následek, že záření má větší dosah ve vzduchu, řádově několik metrů[2]. Jelikož je beta záření tvořeno elektrony (pozitrony) má vlastní náboj a lze jej snadno odchýlit buď elektrickým anebo magnetickým polem, proto jeho dráha v prostředí není přímá jako u záření alfa. Rozlišujeme tři beta přeměny.

První je **přeměna β^-** dochází k ní, když je v jádře atomu přebytek neutronů. Neutron se v jádru atomu změní na proton, současně se vyzáří elektron a antineutrino, protonové číslo dceřiného atomu vzroste o 1 vůči mateřskému jádru. Takto nově vzniklý atom je o jednu pozici napravo od původního atomu v Mendělejevové tabulce prvků. Hmotnostní číslo prvku se při přeměně β^- nemění. Přeměnu β^- lze popsat rovnicí



kde X je mateřské jádro, Y je dceřiné jádro, e^- je vyzářený elektron a $\bar{\nu}$ je vyzářené antineutrino.

Příklad přeměny β^- může být přeměna cesia na baryum.



Jak je vidět hmotnostní číslo zůstává stejné, mění se jen protonové číslo.

Druhá je **přeměna β^+** . K ní dochází, pokud je v atomu přebytek protonů. Proton se změní na neutron za současného vyzáření pozitronu e^+ a neutrinu ν z toho plyne, že protonové číslo zmenší o 1 proti mateřskému nuklidu. Přeměnu β^+ lze popsat rovnicí



kde X je mateřské jádro, Y je dceřiné jádro. Příklad přeměny β^+ může být přeměna sodíku na neon.



Při přeměně β^+ také vzniká fotonové záření, je to způsobeno tím, že vyzářený pozitron je zpomalován ionizačními a excitačními ztrátami v prostředí ve kterém letí, až nakonec zpomalí natolik, že se „setká“ elektronem, s kterým následně anihiluje. V místě anihilace jsou emitovány dva fotony o energii 0,511 MeV[28], které se rozlétnou opačnými směry.

Tření beta přeměna zvaná jako **K-záchyt** vzniká, když jádro zachytí elektron z elektronového obalu obvykle z K slupky a opět dohází k přeměně protonu na neutron. K-záchyt lze popsat následovně



kde X je mateřské jádro, Y je dceřiné jádro, e^- je zachycený elektron z elektronového obalu a ν je vyzářené neutrino. Příklad přeměny **K-záchytu** může být přeměna bromu na selen.



Na prázdné místo po zachyceném elektronu se přesune elektron z vyšší orbitální slupky za doprovodu vyzáření fotonu charakteristického X záření s energií, která je rovná rozdílem energií daných slupek. Následně může toto záření atom opustit, nebo předá svoji energii elektronu na vnější orbitální slupce, který je z atomu emitován pryč. Takovýto elektron se nazývá Augerův elektron.

Mezi nejčastěji používané beta zářiče patří ${}^{85}\text{Kr}$, ${}^{90}\text{Sr}$, ${}^{90}\text{Y}$ a ${}^{204}\text{Tl}$ [6].

Stínění beta záření

Beta záření je o něco pronikavější než záření alfa, ve vzduchu má pronikavost několik metrů. Pro záření β^- stačí použít vrstvu plexiskla o tloušťce několik milimetrů nebo tenkou vrstvou hliníku. U záření β^+ je nutno také použít kromě lehkého materiálu (plexisklo, hliník) také silnější vrstvu (3 cm) olova a to z důvodu odstínění tvrdého gama záření, které vzniká při anihilaci pozitronu a elektronu. Pro stínění záření beta není vhodné používat materiály, které mají velké protonové číslo a to z důvodu vzniku brzdného záření.

3.3.3 Záření gama

Záření gama je tvořeno kvanty fotonů, které byly uvolněny při deexcitaci atomových jader. Toto fotonové záření doprovází všechny radioaktivní přeměny, při kterých zůstalo dceřiné jádro v excitovaném stavu. Příklad radioaktivity gama jsi, můžeme ukázat na typické příkladu



nejdřív se kobalt β^- **rozpadem** za emise elektronu a antineutrina přemění na jádro niklu v excitovaném stavu, následně se excitované jádro zbaví přebytečné energie deexcitováním za doprovodu emise gama záření



Jak je vidět ke gama záření dochází až po emisi korpuskulárního (částicového) záření kdy dceřiný atom zůstává v excitovaném stavu, jádro ale nevydrží v excitovaném stavu dlouho, řádově 10^{-12} s[1], takže prakticky po excitaci jádro hned přechází do deexcitovaného stavu pomocí vyzáření fotonového gama záření. Z toho plyne, že gama záření se u přírodních radionuklidů nevyskytuje samo, vždy je doprovázeno buď zářením alfa anebo zářením beta. Věda už je ale na takové úrovni, že jsme schopni uměle vyrobit čistý gama zářič, takto uměle vyrobené zářiče se využívají především v medicíně (gama nůž).

Energie gama záření je dána rozdílem mezi energií excitovaného stavu jádra a stavu stabilním, a lze ji spočítat pomocí vztahu,

$$E = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (3.37)$$

kde h je Planckova konstanta ($4,135\ 667 \cdot 10^{-15}$ eV · s), λ je vlnová délka záření a c je rychlost světla ve vakuu ($3 \cdot 10^8$ m/s). Energetické spektrum gama záření lze považovat za monoenergetické to je způsobeno tím, že energetické hladiny atomového jádra jsou kvantovány, takže všechny vyzářené fotony gama záření musí mít stejné energetické hodnoty jako příslušná energetická hladina exitovaného jádra. Pokud má dceřiné jádro více vzbuzených hladin, bude následně vyzářeno více skupin monoenergetických fotonů, spektrum bude tvořeno několika diskrétními liniemi.

Jistým druhem gama záření je takzvané **brzdné záření X**, toto záření vzniká, když elektrický nabitá lehká částice proletí v elektrickém poli orbitálních elektronů nebo atomových jader a prudce zpomalí. Energetické spektrum brzdného záření je spojité, s energií rovnou kinetické energie dané částice. Mezi zářiče gama patří prvky jako ^{60}Co a ^{137}Cs [6].

Stínění gama záření

Stínit gama a X záření je složitější než stínit alfa nebo beta záření je to z důvodu, že gama a X je tvořeno fotony, tudíž má velkou pronikavost prostředím. Pro stínění se používají materiály s velkým protonovým číslem (velká měrná hustota), jako je například ^{82}Pb , ^{74}W , nebo taky ^{92}U . Použití uranu jako stínícího materiálu je trochu složitější, jelikož uran sám o sobě je radioaktivní, jeho cena je poměrně vysoká a administrativně je to náročné provést. Proto je využívá hlavně jako stínění u zářičů s vysokými měrnými aktivitami a s malými rozměry. Pro odstínění gama záření o energii 100keV stačí přibližně 2 mm olova[1]. Platí, že čím větší energie záření je tím větší vrstvu stínícího materiálu je potřeba použít. Dost často se můžeme setkat s tím, že se pro stínění používají tlusté vrstvy betonu, tam kde to okolní podmínky dovolí, je to z důvodu, že beton je levnější a není sám o sobě radioaktivní (radioaktivita betonu je zanedbatelná proti uranu). Tam kde je potřeba zachovat optickou propustnost přes stínící bariéru se používají takzvané olovnaté skla, kdy je olovo rozmícháno se skelnou taveninou. Účinnost takového stínění je poměrně mála proto musí olovnaté sklo dosahovat velikých tloušťek.

3.3.4 Neutronové záření

Je to tok částic o určité hmotnosti ale bez elektrického náboje. To má za následek, že neutrony se pohybují prostředím velmi lehce a velmi rychle. Mezi základní vlastnosti neutronů patří hmotnost, vlnová délka, a spin. **Hmotnost** neutronů byla stanovena na 1,008982 h.j. tato hodnota byla získána při pozorování záchytu tepelných neutronů na jádrech vodíků, která je doprovázena emisí gama kvant o energii, která je rovna vazbové energie deuteronu[7]. Hmotnost lze tímto způsobem vyjádřit pomocí vztahu

$$m_n c^2 = (m_D - m_H) \cdot c^2 + h \cdot \nu \quad (3.38)$$

použití vztahu 3.38 je podmíněno znalostí vazbové energie, hmotností deuteronu a hmotností protonu. **Vlnová délka** neutronů závisí na Planckově konstantě a na hybnosti neutronů a lze ji vypočítat pomocí De Broglieho vztahu, který má tvar

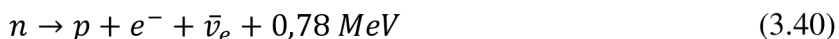
$$\lambda = \frac{h}{m_n \cdot v_n} \quad (3.39)$$

vztah 3.39 lze použít jen na energie neutronů do 100 MeV nad tyto energie je nutno provádět relativistické korekce. Znalost vlnové délky neutronů je důležitá pouze v případě, že vlnová délka

neutronů odpovídá vlnové délce prostředí v_e , které neutron interaguje. **Spin** neutronů je $h/4\pi$, hodnota vychází z faktu, že spin jader se sudým počtem nukleonů je celočíselný a spin jader s lichým počtem nukleonů je lichý násobek $h/4\pi$.

Neutron, který se nachází mimo jádro atomu, je nestabilní a podléhá rozpadu. **Doba života** takového neutronu je 14,75 minut.[13]

Rozpad neutronu lze popsat následovně.



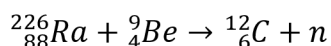
Jak vidíme, jedná se o β^- rozpad. Kde se neutron změní na proton za současného vyzáření elektronu a antineutrína.

Tak jako všechno i neutrony lze rozdělit do skupin podle různých kritérií. Neutrony dělíme podle energetického hlediska a lze je rozdělit na:

- Ultrachladné neutrony, energie takových neutronů se pohybuje pod hranici 10^{-6} eV
- Chladné neutrony, kinetická energie těchto neutronů je v rozmezí 10^{-6} až 0,005 eV
- Tepelné neutrony, energie teplých neutronů se pohybuje v intervalu 0,005 až 0,5 eV
- Rezonanční neutrony mají energii od 0,5 do 1000 eV
- Neutrony se středními energiemi mají tyto hodnoty v rozmezí 1 až 500 keV
- Rychle neutrony, energie takovýchto neutronů se pohybují v intervalu 0,5 až 20 MeV
- Neutrony s vysokými energiemi mají energii >20 MeV

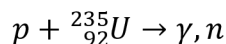
V dnešních jaderných elektrárnách se využívají především tepelné neutrony pro štěpení těžkých jader ale ani neutrony se středními, vysokými energiemi nezůstávají opomenuty, ty nacházejí svoje uplatnění v rychlých množivých reaktorech.

Mezi zdroje neutronů můžeme zařadit **radionuklidové zdroje**, které obsahují přirozený radionuklid, který emituje alfa nebo gama záření a terčíkový materiál na němž dochází po dopadu záření k emisi neutronů. Dalším radionuklidovým zdrojem neutronů jsou umělé radionuklidy, které samovolným štěpením emitují neutrony. Hustota toku takovýchto neutronů se pohybuje 10^4 až 10^9 $n \cdot s^{-1}$ [7]. Příklad radionuklidového zdroje s přirozeným radionuklidem,



jako zdroj neutronového záření s umělým radionuklidem se používá ${}^{252}\text{Cf}$.

Dalším zdrojem neutronů jsou takzvané **neutronové generátory**, jsou to v podstatě urychlovače částic. Princip funkce takového generátoru je následující, generátor urychlí nejčastěji proton, po dostatečném urychlení je proton naveden na terčíkové jádro kde následně spalační reakcí dojde k uvolnění neutronů. Jako terčíkové jádra lze použít celou řadu nuklidů, vzhledem k tomu, že urychlené protony získají dostatečnou kinetickou energii na překonání vazebních sil neutronů v jádře. Příklad takové zdroje neutronů lze uvést,

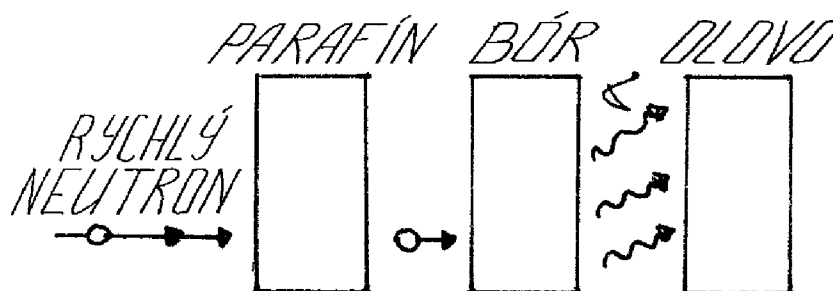


urychlený proton dopadá na terčíkové jádro následkem toho je uvolněno brzdné záření a neutron.

Dalším zdrojem neutronového záření jsou **jaderné reaktory**. Zde dochází k uvolňování neutronů pomocí řetězové štěpné reakce, tepelný neutron narazí do těžkého jádra, které se následně rozpadne na dvě menší jádra za současného uvolnění 2 až 3 rychlých neutronů a za vyzáření energie pohybující se kolem hodnoty 2 MeV[1].

Stínění neutronové záření

Stínit obecně neutronové záření je největší problém při stínění záření. Je to zapříčiněno tím, že neutrony neinteragují s elektronovým obalem atomu ale jen s jeho jádrem. Je-li potřeba stínit rychlé neutrony (například v jaderném reaktoru), nejdřív musím takovéto neutrony zpomalit a až pak lze tyto neutrony bezpečně odstínit. Nejvhodnější materiál na zpomalování neutronů je materiál obsahující lehká jádra, třeba vodík. Když už jsou neutrony účinně zpomaleny je potřeba je zachytit na jádrech vhodných prvků. Nejlepší pro záchyt neutronů jsou prvky jako bór, kadmium nebo indium. U stínění je třeba brát ohled taky na to, že může docházet k aktivaci jednotlivých látek použitých jako stínění, proto je potřeba přibližně jednou za 5 let obměnit stínící materiály. Jelikož je záchyt neutronů doprovázen emisí gama záření je nutno toto záření taky stínit. Z popsaných způsobů stínění neutronového záření vyplývá, že pro odstínění neutronového záření, je potřeba tři vrstvá bariéra. První vrstva sestávající s lehkých jader jako je parafín nebo polyetylén, která neutrony zpomalí, druhá vrstva například z bóru nebo kadmia, která neutrony pohltí, a třetí vrstva z olova popřípadě betonu, která odstíní emitující gama záření. Je nutné, aby vrstvy ve stínící bariéře byly ve správném pořadí, kdyby vrstvy byli v nesprávném pořadí, efektivita stínění by byla nízká.



Obr. 3.5 Princip stínění neutronů

3.4 Interakce ionizujícího záření

Ionizující záření může látkou, kterou prochází ionizovat dvěma způsoby, jak už bylo popsáno v odstavcích výše. První způsob je, že látku ionizuje toto záření **přímo**, druhým způsobem je **nepřímá** ionizace. Při průletu obecně buď přímo, nebo nepřímo ionizujícího záření látkou, dochází ke třem druhům interakcí:

- **Silná interakce** vyvolává rozptyl, jaderné reakce, při vysokých energiích vznik nových částic a antičástic
- **Slabé interakce** u běžných druhů záření se vyskytuje ojediněle, vyskytuje se u neutronového záření
- **Elektromagnetické interakce** jsou to interakce způsobené působením záření v elektromagnetickém poli atomu. Pro nabitě částice je to Coulombovský rozptyl, ionizace a excitace atomů a jader, brzdné a Čerenkovovo záření, pro elektricky nenabitě kvanta to je fotoefekt, Comptonův rozptyl, tvorba pozitron-elektron párů a fotojaderné reakce

Elektromagnetické interakce se uplatňují nejčastěji a jsou nejdůležitější složkou interakce ionizujícího záření s hmotným prostředím.

Všechny výše popsané způsoby interakce vedou k tomu, že když ionizující částice pohybuje látkou, ztrácí svoji energii, zpomaluje, až nakonec úplně zastaví. Ionizující záření nechává v látce, kterou se pohybuje takzvanou **ionizační stopu**, která je tvořena volnými elektrony a kladnými ionty. Část těchto volných elektronů a iontů může rekombinovat a zbytek, který nezrekombinuje, může v látce vytvořit nové chemické vazby a reakce, zvláště pokud je látka, kterou ionizující částice prochází organická.

Každá částice, popřípadě kvantum záření má jiný „konec“ po tom co ztratí veškerou svoji kinetickou energii v látce. Částice α záření si z látky „přebere“ dva elektrony a vytvoří uvnitř látky atom hélia, elektron ze záření β^- , který je zabrzděn srážkami s elektrony v látce, v ní zůstává a látka je obohacena o jeden elektron, pozitron ze záření β^+ , který je rovněž brzděn srážkami, nezůstává v látce, ale anihiluje po spojení s elektronem za vyzáření dvou fotonů. Pro kvanta fotonového záření, která předají veškerou svoji energii látce, zastaví a následně zaniknou při fotoefektu. Neutronové záření má dvě možnosti jak zaniknout první je, neutron je pohlcen jádrem látky kde způsobí jadernou reakci nebo se neutron, který nebyl pohlcen, přemění na proton, elektron a antineutrino.

Interakce záření s látkou může zapříčinit vznik nového **sekundárního záření**, toto záření může dál látku ionizovat. Mezi sekundární záření patří:

- Brzdné záření
- Comptonovsky rozptýlené gama záření
- Fotoelektrony
- Charakteristické X záření
- Anihilační gama záření
- Augerovy elektrony

3.4.1 Účinný průřez pro interakci částic

Účinný průřez určuje, s jakou pravděpodobností nastane interakce dané částice (nejčastěji neutronu) s látkovým prostředím. Jádro, se kterým bude částice interagovat, si můžeme představit jako terčík o určitých rozměrech. Částice vidí toto terčíkové jádro jako plochu, s kterou může interagovat, velikost této plochy je silně závislá na energii a typu dopadající částice ale taky na typu terčíkového jádra. Účinný průřez můžeme mít buď makroskopický a mikroskopický.[25]

Makroskopický účinný průřez

Popisuje pravděpodobnost nastání interakce jedné částice, která dopadá kolmo na stěnu krychle s jedním jádrem atomu, který se nachází v této krychli. Objem krychle je 1 m^3 . Makroskopický účinný průřez je dán součtem mikroskopických účinných průřezů všech jader, které se nacházejí v dané krychli. Tedy

$$\Sigma = \sigma \cdot N \quad (3.41)$$

kde σ je součet mikroskopických průřezů pro jednotlivé interakce a N je počet jader, které se nacházejí v krychli o objemu 1 m^3 . Jednotkou makroskopického průřezu je m^{-1} .

Mikroskopický účinný průřez

Popisuje pravděpodobnost nastání interakce mezi jednou částicí, která dopadá kolmo na plochu o rozměru 1 m^2 a jedním jádrem, které se nachází na této ploše. Jednotka mikroskopického účinného průřezu je m^2 , ale z důvodu velké velikosti této jednotky vůči velikosti atomárních částic byla zavedena jednotka Barn [bn].

$$1 \text{bn} = 10^{-28} \text{ m}^2 \quad (3.42)$$

Je známo několik druhů účinných průřezů, kde jejich součet popisuje pravděpodobnost nastání interakce částice s jádrem atomu. Pravděpodobnost nastání jednotlivých interakcí popisují účinné průřezy pro každou interakci zvlášť.

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_s \quad (3.43)$$

kde

$$\sigma_a = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_{2n} + \sigma_\alpha \quad (3.44)$$

a

$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_i \quad (3.45)$$

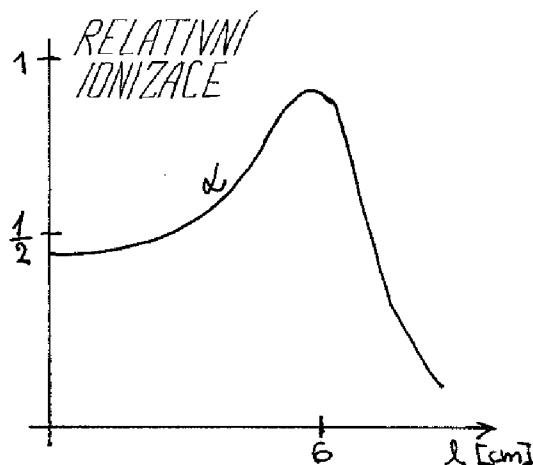
σ_f je účinný průřez pro štěpení, σ_c je účinný průřez pro radiační zachycení, σ_{2n} je účinný průřez pro nepružný rozptyl ($n, 2n$), σ_α je účinný průřez pro zachycení neutronu za současného vyzáření těžké nabitě částice, σ_e je účinný průřez pro pružný rozptyl, σ_i účinný průřez pro nepružný rozptyl.[25]

3.4.2 Přímé ionizující záření

Ionizace a excitace

Jak již bylo řečeno přímo ionizující záření je tvořeno nabitým částicemi. K přímé ionizaci dochází tehdy, když nabitá částice proletí kolem atomového obalu jádra a coulombovskými silami vytrhává elektrony z obalu. Nabitá částice může buď způsobit **ionizaci**, pokud má dostatečnou energii – energie částice musí být větší než je vazební energie elektronu v obalu, ionizaci tedy vznikají kladné ionty. Nebo může způsobit jen **excitaci** jádra – energie částice nestačí na vyrazení elektronu z obalu, takový elektron se pak přesune na vyšší energetickou hladinu, takovéto excitované jádro není stabilní, nastává deexcitace, jádro se vrátí do stabilního stavu, deexcitace je doprovázena vyzářením charakteristického X záření o energii dané rozdílem mezi energetickými hladinami excitovaného a deexcitovaného jádra.

Při ionizaci a excitaci atomů se spotřebovává kinetická energie nabitých částic, proto není dosah nabitých částic velký (pro alfa částice několik centimetrů pro beta částice několik metrů ve vzduchu). Těžké nabitě částice neztrácejí svoji energii rovnoměrně podlé svojí dráhy. Platí, že čím je rychlost částice větší, tím je ionizace menší, ale jak částice ztrácí svoji energii, zpomaluje, tím se ionizační účinky zvětšují, to popisují tzv. Braggovy křivky, při konci své ionizační dráhy předá částice nejvíc energie okolité látce, to je v grafu znázorněno tzv. Braggovým maximem[1].



Obr. 3.6 Braggova křivka[1]

Ionizace a excitace patří mezi hlavní procesy, s nímž se můžeme setkat při průchodu ionizujícího záření látkou ale ne jediným procesem.

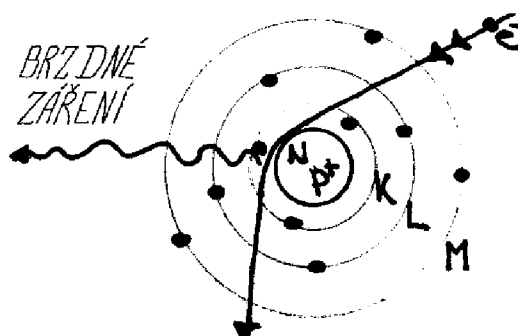
Rozptyl

Dalším takovým procesem je rozptyl. Vyskytuje se především u lehkých nabitých částic a u částic s menší kinetickou energií. Je to důsledek toho, že na nabitě částice působí elektromagnetické síly atomů, které je vychylují ze své původní dráhy. Rozptyl podle energetické bilance můžeme rozdělit na dva druhy:

- **Pružný rozptyl** nastává, když se kinetická energie částic nemění na jiný druh energie – kinetická energie je menší než ionizační nebo excitační energie. U pružného rozptylu platí zákon zachování energie – částice pokračuje v odraženém směru s nižší energií, která je rovna rozdílu energie před srážkou a energie, kterou obdrželo rozptylující částice.
- **Nepružný rozptyl** nastává, když se kinetická energie částic mění na jiný druh energie – nastává excitace nebo ionizace atomu. Při nepružném rozptylu vzniká sekundární záření.

Brzdné záření

Vzniká, když se rychle letící nabitě částice dostanou do silného coulombového pole atomu, kde jeho vlivem dojde k velké změně rychlosti a směru dané částice následkem toho je emise gama kvant nebo záření X se spojitým spektrem. Brzdné záření se uplatňuje především u lehkých nabitých částic a v látkách s velkým protonovým číslem.



Obr. 3.7 Brzdné záření

Čerenkovovo záření

Toto záření vzniká u rychle letících nabitých částic. Je-li rychlost nabitých částic větší než je rychlost světla v daném prostředí dochází ke vzniku elektromagnetické rázové vlny (podobně jako když letadlo překročí rychlost zvuku) při níž je emitováno viditelné světlo tzv. Čerenkovovo záření. Toto záření nemůže vzniknout ve vakuu, protože ve vakuu se žádná částice nepohybuje rychleji než světlo (zatím). Aby elektrony způsobili vznik Čerenkovova záření ve vodě, musí mít energii alespoň 0,26 MeV pro vzduch je tato hodnota přibližně 100-krát větší a to 20,35 MeV[1].

3.4.2.1 Interakce alfa záření

Kvanta alfa záření mají největší hmotnost a největší náboj ze všech druhů záření. Při svém průletu látkou interagují především s orbitálními elektrony v obalu atomu, které pomocí columbovských sil vytrhávají ven. Dochází k **ionizaci** a k **excitaci** atomů podél dráhy letu záření. Energie potřebná vytvoření jednoho páru tvořící kladný iont a elektron ve vzduchu je 34 eV[4]. Kromě ztrát ionizací a excitací, dochází u alfa záření taky k brzdným ztrátám, ty jsou ale významné až při energiích záření v řádech stovek MeV.

3.4.2.2 Interakce beta záření

Záření beta lze rozdělit na elektronové, které je tvořeno kvanty elektronů (záporně nabité částice) a pozitronové, které je tvořeno pozitrony (kladně nabité částice). Jednotlivé druhy interakcí pro elektrony a pozitrony si popíšeme jednotlivě.

Záření β^-

Elektrony stejně jak těžké nabitě částice způsobují svým průletem prostředím **ionizaci** a **excitaci** atomů, stejně jako u alfa záření i zde dochází ke vzniku **brzdného záření**, ale na rozdíl od těžkých částic se zde uplatňují už při energiích pohybujících se kolem 1 MeV. Ztráty ionizací a excitací klesají s rostoucí energií elektronu a naopak radiační ztráty stoupají. U dostatečně rychlých elektronů vzniká i tzv. **Čerenkovovo záření**. Ionizační schopnosti záření β^- jsou asi 10-krát menší než ionizační schopnosti těžkých částic. Jelikož je toto záření tvořeno elektrony (lehké částice) je jeho dráha v látce, ve které letí značně klikatá, je až 4-krát delší než je dosah částic v látce.

Záření β^+

Pozitrony interagují v látce podobně jak elektrony. Taky mají klikatou dráhu skrz látku. Jediný rozdíl mezi elektronem a pozitronem je v tom, že elektron v látce po zabrzdění zůstane, zatím co pozitron se spojí s volným elektronem v látce a anihilují spolu za současného vyzáření dvou fotonů o energii 511keV, které letí opačnými směry.

3.4.3 Nepřímo ionizující záření

Jak již bylo popsáno výše, nepřímo ionizující záření je tvořeno elektromagnetickým vlněním – fotony nebo částicemi – neutrony, tedy „částicemi“ bez elektrického náboje. Ionizace v takovém případě nastává až po emisi sekundárních částic z atomů. Fotonové záření, které vletí do látky a má dostatek energie může tuto svojí energii předat buď některému elektronu v elektronovém obalu, nebo samotnému jádru a způsobit tak emisi nabitých částic, které následně způsobují ionizaci látky.

3.4.3.1 Interakce gama záření

Obecně může fotonové záření interagovat s látkovým prostředím čtyřmi různými způsoby a to buď **fotoelektrický jev**, **comptonův rozpyl**, **tvorba páru elektron-pozitron** nebo **jadernou reakcí**. V prvních třech interaguje záření s elektronovým obalem, ve čtvrtém případě interaguje záření s jádrem atomu. Vznik jednotlivých interakcí závisí na energii dopadajícího záření a taky na vlastnostech látky, na kterou záření dopadá.

Fotoelektrický jev

Fotoelektrický jev nastává u záření s nižšími energiemi (jednotky až desítky keV), které vstupují do látky s větší hustotou.

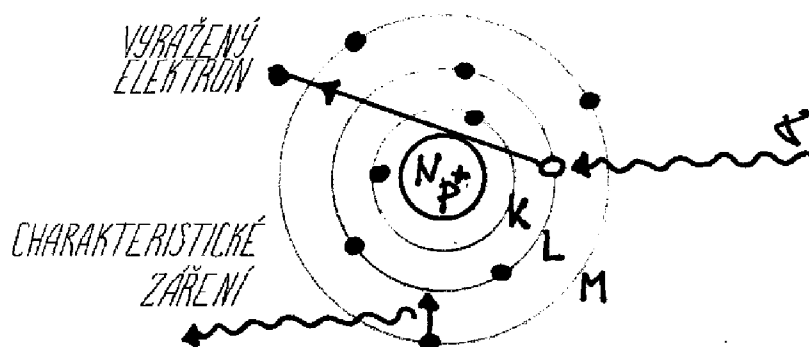
Pravděpodobnost nastání fotoelektrického jevu je přímo úměrná 4. mocnině protonového čísla látky a nepřímo úměrná 3. mocnině energie fotonů[28].

$$\mu_f = \frac{Z^4}{E^3} \quad (3.46)$$

Mechanismus vzniku fotoefektu je následující, fotonové záření dopadne do látky, tam předá veškerou svojí energii silně vázanému elektronu, který je následně emitován pryč z atomu obecně jiným směrem než směr dopadu záření. Na volné místo se po emitovaném elektronu z vyšší vrstvy přesune elektron za současného vyzáření charakteristického záření X o energii, která je dána rozdílem jednotlivých energetických hladin. Takto vyzárené fotonové záření má malou energii, a je s velkou pravděpodobností pohlceno látkou. K vyzáření charakteristického záření nemusí ale dojít vždy, někdy se může stát, že rozdíl energií se nevyzáří, ale se předá elektronu na vyšší orbitě, následně je takový elektron emitován z atomu ven, takovéto elektrony se nazývají **Augerovi elektrony**. Kinetická energie emitovaného elektronu je rovna energii primárního fotonového záření menší o vazební energii elektronu. Tedy podle zákona o zachování energie platí rovnice,

$$hf = E_v + E_k \quad (3.47)$$

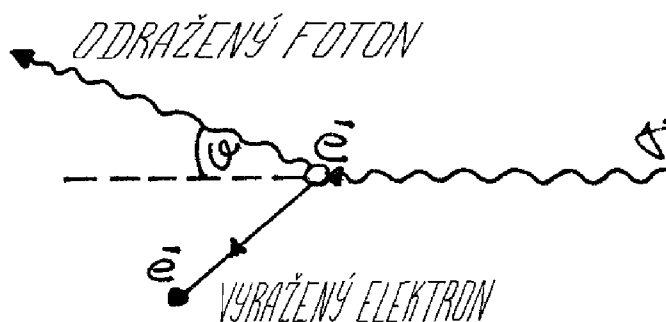
kde E_v je vazební energie elektronu v elektronovém obalu atomu a E_k je kinetická energie emitovaného elektronu.



Obr. 3.8 Mechanismus fotoelektrického jevu

Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl nastává u fotonového záření středních energií (do 1 MeV), které vstupují do látky s nižším protonovým číslem. Pravděpodobnost nastání rozptylu roste s hustotou elektronů v látce a klesá se zvyšující-se energií dopadajících fotonů. Foton interaguje s volným nebo jen slabě vázaným elektronem v látce, předá mu část své energie pružným rozptylem a pokračuje dál po změněné trase s nižší energií.



Obr. 3.9 Comptonův rozptyl

Takto odražený foton, může s látkou interagovat mechanismem pružného rozptylu ještě pár krát, než ztratí podstatnou část své energie a zanikne fotoefektem. Elektron, který je rozptylem vyražen z místa „kolize“ pryč, a má dostatek energie na ionizaci prostředí, může dál látku ionizovat. U srážek fotonů a elektronů platí zákon o zachování energie a hybnosti a lze proto pro energii odraženého fotonu odvodit tzv. Comptonův vzorec

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{\left[1 + \left(\frac{E_{\gamma}}{m_e c^2}\right) \cdot (1 - \cos\vartheta)\right]} \quad (3.48)$$

kde $E_{\gamma'}$ je energie odraženého fotonu, E_{γ} je energie dopadajícího fotonu, m_e je klidová hmotnost elektronu, c je rychlost světla ve vakuu a ϑ určuje úhel mezi odraženým a dopadajícím fotonem. Energie, kterou srážkou obdrží elektron je tedy

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'} \quad (3.49)$$

kde E_e je energie elektronu. Jak je vidět ze vztahu (3.48) energie odraženého fotonu a je závislá na úhlu jeho odchýlení od původního směru letu. Elektron získá největší energii, pokud je vyražen ve stejném směru, jako byl dopad původních fotonových kvant. Maximální energii těchto elektronů (též zvaných comptonovké elektrony) lze určit ze vztahu

$$E_{cp} = \frac{E}{1 + \frac{1}{2\alpha}} \quad (3.50)$$

kde E_{cp} je maximální energie elektronů jinak nazývaná comptonův práh, E je energie dopadajících fotonů a $\alpha = E/0,51$ (energie v MeV)[2].

Elektron i foton odlétají z místa srážky obecně odlišným směrem, pro elektron platí, že se může odrazit od úhlu 0 až $\pi/2$ zatím co foton od úhlu 0 až π vzhledem ke směru dopadu. Jak je vidět, rozptýlený foton se může odrazit do stejného směru, jakým dopadl. Pro odražené elektrony platí,

že čím je větší energie dopadajícího fotonu, tím větší je pravděpodobnost, že směr jejich odrazu bude stejný, jako byl směr dopadajícího fotonu.

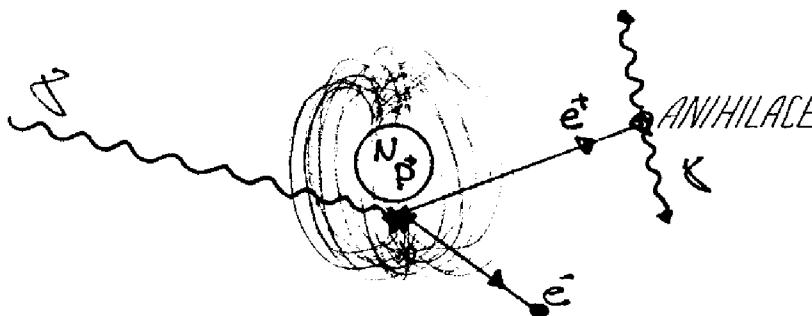
Oba výše popsané jevy se při interakci fotonového záření s látkou dost často kombinují, většinou nastane jako první Comptonův rozptyl, a následně až foton ztratí podstatnou část svojí energie, zanikne pomocí fotoefektu.

Tvorba elektron-pozitronového páru

Tvorba páru se uplatňuje až při energiích dopadajících fotonů nad 1,02 MeV, což je dvojnásobek klidové hmotnosti elektronu. Energie dopadajícího fotonu je rozdělena mezi elektron a pozitron, 511 keV na každou částici a zbytek energie se přemění na kinetickou energii tohoto páru.

$$E_k = hf - 2m_e c^2 \quad (3.51)$$

Kde E_k je kinetická energie páru, m_e je klidová hmotnost elektronu. Takto vzniknuté částice, v případě elektronů, dále ionizují látku, do doby než ztratí veškerou svojí energii, a v případě pozitronů, skoro okamžitě anihilují s elektronem za doprovodu vyzáření dvou gama kvant o energii 511 keV [28].



Obr. 3.10 Tvorba elektron-pozitronových párů

Tento proces je možný pouze v elektromagnetickém poli atomového jádra, kde jsou silné účinky coulombovských polí, zde se foton s vysokou energií přemění na pár elektron-pozitron.

$$\gamma \rightarrow e^- + e^+ \quad (3.52)$$

Platí, že čím větší je elektrické pole jádra, tím je pravděpodobnost vzniku elektron-pozitronového páru větší.

U záření s ultra vysokými energiemi (stovky MeV, GeV, TeV) se výhradně uplatňuje proces tvorby páru elektron-pozitron.

Fotojaderná reakce

Pro vyvolání fotojaderné reakce je zapotřebí aby měli kvanta fotonového záření energii přibližně 2,5 MeV – vazební energie nukleonů v atomovém jádře. Pak mohou kvanta fotonového záření způsobit jadernou reakci přímo v jádře atomu a vyrazit tak z něj neutron nebo proton. Nejjednodušší reakce je vyrazení neutronu z atomu deuteria jehož vazební energie nukleonu v jádře deuteria je 2,33 MeV [1],



Deuterium se po absorpci záření rozpadne na neutron a proton.

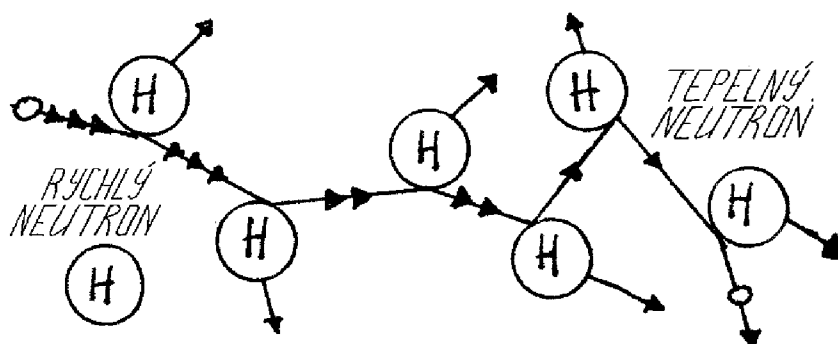
Obecně pro těžší jádra je potřeba větší energie na to aby došlo k emisi neutronu z jádra, většinou se tyto energie pohybují od 8 do 15MeV. Takto ozářené jádro může zůstat radioaktivní – dochází tak ke gama aktivaci.

3.4.3.2 Interakce neutronů

Jelikož jsou neutrony těžké částice bez náboje, je jejich interakce s elektronovým obalem atomu zanedbatelná, interakce probíhá výhradě s atomovým jádrem. Atomové jádro je v porovnání s velikostí atomu malé, proto je pravděpodobnost nastání interakce malá, tudíž mohou neutrony v látce urazit značné vzdálenosti, než dojde k interakci mezi neutronem a látkou, ve které letí. Jaderné síly, které způsobují tyto interakce, jsou slabé, proto se musí neutron dostat do bezprostřední blízkosti atomového jádra, aby interakce mohla nastat. Interakce na jádře může probíhat třemi různými způsoby. Interakce **pružným rozptylem**, **nepřužným rozptylem**, nebo **jadernou reakcí**. Pravděpodobnost nastání jednotlivých interakcí silně závisí na velikosti energie neutronů, která se může pohybovat v rozmezí tisícín eV nebo stovek MeV a na vlastnostech látky, do kterých neutrony dopadají. Většinou se jednotlivé druhy interakcí kombinují. U posledních dvou jmenovaných může nastat emitace přímo nebo nepřímo ionizujících částic, které následně můžou dále ionizovat nebo excitovat atomy dané látky.

Pružný rozptyl

Obecně může rozptyl nastat na jakémkoliv jádře. Nejčastěji se ale uplatňuje pružný rozptyl na jádrech lehkých prvků jako je vodík, uhlík, beryllium. Neutron narazí do jádra látky, předá jádru část své energie (pro lehké jádro to může být až polovina kinetické energie neutronu) a pokračuje dál po změněné trase s nižší rychlostí[1].



Obr. 3.11 Pružný rozptyl

Tyhle vlastnosti se využívá při zpomalování rychlých neutronů (viz. Stínění neutronů). Odražené jádro, které obdrží část kinetické energie neutronu, odlétá z místa srážky pryč a svým kladným nábojem ionizuje látku do doby, než ztratí veškerou svojí energii. Při srážkách neutronů s těžkými jádry látky, neutron předá jádru jen malou část svojí kinetické energie a pokračuje dál po změněné trase téměř stejnou rychlostí.

Pro maximální energii odraženého jádra platí vztah

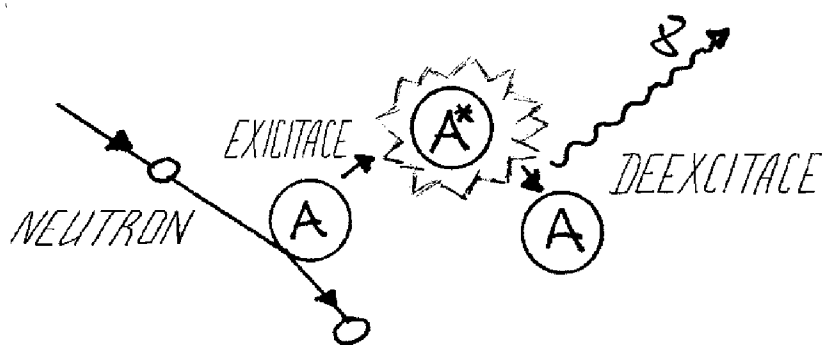
$$E_{oj} = \frac{4ME_n}{(M + 1)^2} \quad (3.54)$$

kde E_n je energie neutronu, E_{oj} je energie odraženého jádra a M je hmotnost jádra v atomových jednotkách[2]. Největší energii obdrží jádro při čelní srážce s neutronem kdy je odraženo po směru opadajícího neutronu.

Pravděpodobnost nastání pružného rozptylu u rychlých neutronů je větší než pravděpodobnost nastání jiných druhů interakcí rychlých neutronu s látkou.

Nepružný rozptyl

Nepružný rozptyl nastává, když dopadající neutron předá část své kinetické energie jádru, tato energie není ale převedena na kinetickou energii jádra, ale způsobí excitování daného jádra na vyšší energetickou hladinu.



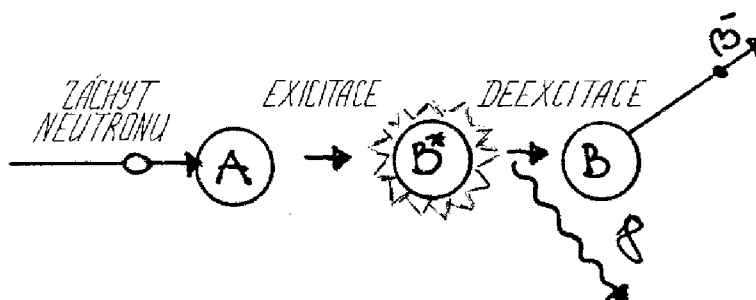
Obr. 3.12 Nepružný rozptyl

Opět analogicky, když se excitované jádro vrací zpátky do stabilního stavu, jsou vyzařena kvanta fotonového záření, která mohou způsobovat ionizaci více popsány způsoby. Pravděpodobnost nastání nepružného rozptylu je největší pokud má dopadající neutron energii nad 5 až 10 MeV[2].

Jaderné reakce

Mezi jaderné reakce neutronu patří **radiační záchyt**, **reakce spojené s emisí těžkých částic** a **štěpné reakce**. U těchto reakcí dochází k zachycení neutronu jádrem látky, následně takovéto jádro emituje sekundární záření, které může dále ionizovat látku. Mezi sekundární částice, které jádro emituje, můžeme zařadit např. protony, neutrony, alfa částice, popřípadě i jiné částice. Lze nalézt závislost mezi druhem jaderné reakce a energií dopadajícího fotonu. U radiačního záchytu je energie kolem 0,025eV pro středně a velmi těžká jádra. Reakce spojená s emisí těžkých částic je typická pro energií neutronů větší než 0,5 keV[1].

- **Radiační záchyt** je většinou poslední fází absorpce neutronů v látce. Jádro látky zachytí tepelný neutron za současného vyzáření jednoho nebo několik gama kvant, kterých energie je rovna vazební energie neutronu v nově vzniknutém izotopu. Takto nově vzniknutý izotop zůstává radioaktivní – emituje γ , β nebo α záření. Pravděpodobnost nastání radiačního záchytu prudce klesá se zvyšující-se energií dopadajících neutronů.

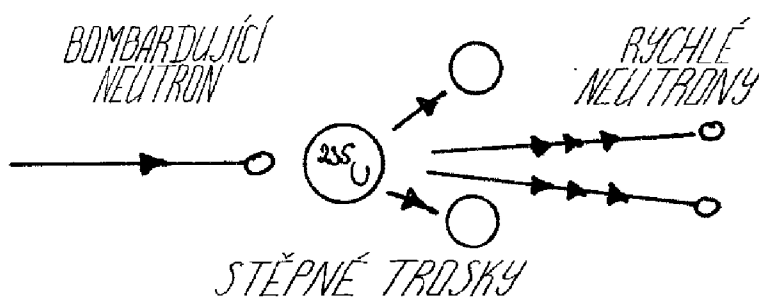


Obr. 3.13 Radiální záchyt neutronu

- **Reakce spojená s emisí těžkých částic** nastává, pokud mají neutrony energii nad 5 až 10 MeV. Dopadající neutron je absorbován v jádře, a následkem toho je z jádra emitován nukleon popřípadě více nukleonů. Emitující částice ale nemusí být jen nukleony, může to být taky proton, deuteron, částice alfa. Po emisi sekundárních částic (p^+ , n , α) zůstává jádro v excitovaném stavu. Z excitovaného stavu se jádro deexcitací dostane do stavu stabilního, pomocí vyzáření gama kvant. Jako příklad lze uvést zachycení neutronu jádrem kyslíku. Kyslík transmutuje na dusík a současně je emitován proton.



- **Štěpná reakce** může nastat, jen pokud tepelné neutrony dopadnou na jádra některých těžkých prvků jako například ${}^{235}\text{U}$ nebo ${}^{233}\text{Pu}$. Štěpné reakce se využívá v jaderných elektrárnách, jelikož je u ní uvolňuje značné množství energie (+2 MeV). Bombardované jádro se může rozštěpit buď na dva stejně velké fragmenty, nebo na jeden větší a několik malých. Rozpad jádra na štěpné trosky je doprovázen emisí 2 až 3 rychlých neutronů. Štěpné trosky zůstávají po reakci radioaktivní.



Obr. 3.14 Štěpná reakce

4 DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

Jelikož je ionizující záření pro člověka neviditelné, nemá barvu, chuť, není ho cítit ani slyšet bylo nutné vymyslet způsob jeho detekce. Princip detekce záření je založen na pozorování jednotlivých účinků ionizujícího záření na detektor. Mezi jednotlivé interakce ionizujícího záření s detektorem patří **ionizace**, která zapříčiňuje změnu vodivosti dané látky. Další interakce může být **změna fyzikálních vlastností**, jako je barva nebo objem, může se měnit i jeho **chemické složení**, může také docházet k **emitaci světelného záblesku** po interakci ionizujícího záření s účinným objemem detektoru. Jednotlivé změny, které nastávají v detektoru, mohou mít trvalý nebo přechodný charakter. Detektory ionizujícího záření můžeme rozdělit do třech skupin, podle toho na jakém principu pracují:

- **Fotografické** (filmové dozimetry, RTG filmy)
- **Materiálové** (TL a OSL dozimetry)
- **Elektronické** (ionizační komory, scintilační, polovodičové, G-M, Čerenkovovi)

Fotografické detektory jsou založeny na principu detekce fotochemických účinků ionizujícího záření na detektor, **materiálové** detektory využívají pro svou činnost dlouhodobé změny vlastností látek v účinném objemu detektoru jako je změna objemu nebo barvy, pro radiochemické detektory nebo excitace pro termoluminiscenční a OSL dozimetry. Jak je vidět princip činnosti fotografických a materiálových detektorů je totožný, jelikož mají fotografické detektory specifické vlastnosti, které jsou využívány ve speciálních aplikacích tak jsou zařazeny do vlastní kategorie. V **elektronických** detektorech je ionizace způsobená dopadajícím zářením převedena na proud nebo napěťový impulz, který je následně vyhodnocován. Elektronické detektory mohou pracovat ve dvou režimech první je **proudový režim**, kde je výstupem slabý, časově spojitý proud, který je úměrný střední intenzitě dopadajícího ionizujícího záření. Druhý režim je režim **impulzní**, zde jsou výstupem z detektoru impulzy, které jsou úměrné počtu dopadajících částic (kvant) záření na plochu detektor.

Detektory ionizujícího záření lze rozdělit do různých kategorií. Víše popsaná kategorie popisuje princip detekce ionizujícího záření. Další je kategorie, která rozděluje detektory podle toho, jak zpracovávají dopadající záření v čase. Podle toho rozdělujeme detektory na:

- **Kontinuální**, to jsou detektory, jejichž odezva na dopadající signál je okamžitá, a v ideálním případě, by byla i přímo úměrná intenzitě záření. Po odstranění detektoru z dosahu záření, poklesne hodnota signálu na výstupu na hodnotu přirozeného radiačního pozadí. Do téhle kategorie patří především elektronické detektory.
- **Integrální**, to jsou detektory, které kumulují dopadající signál do sebe po celou dobu expozice. Informace o kumulovaném signálu zůstává v detektoru i po jeho odstranění z dosahu záření. V případě, že takovýto detektor je znovu vystaven záření, je nový signál přičítám již ke kumulovanému signálu. Vyhodnocení takového signálu může být provedeno i dodatečně. Do této kategorie patří detektory materiálové a fotografické.

Detektory lze rozdělit i podle toho, zda jsou nebo nejsou schopny poskytnout informace o energetickém spektru dopadajícího záření, podle tohoto kritéria dělíme detektory na:

- **Spektroskopické** detektory jsou schopny poskytnout informace o energetickém spektru, které předala částice nebo foton účinnému objemu detektoru (scintilační, polovodičové a Čerenkovovi detektory).

- **Nespektroskopické** detektory poskytují pouze informaci o dopadu částice nebo fotonu do účinného objemu detektoru (ionizační komory, G-M čítače).

Základní vlastnosti detektorů

Každý detektor má svoje vlastnosti, které jsou důsledkem jeho fyzikálně technických možností. Nejdůležitější vlastnost detektorů je jeho **detekční účinnost**. Další sledované vlastnosti jsou **časové rozlišení** a **mrtvá doba** detektoru, **pozadí detektoru**, **časová nestabilita**, pro spektroskopické detektory je to i **energetické spektrum** detektoru. Pod pojmem spektrum detektoru jsi, můžeme představit jeho energetické rozlišení, nelinearitu, spektrum pozadí, sekundární záření to jsou všechno vlivy, které ovlivňují výsledný tvar energetického spektra detektoru.

- **Detekční účinnost** je poměr mezi detekovaným počtem impulzů a počtem kvant emitovaných zářičem. Rozlišujeme **celkovou detekční účinnost**, která je dána geometrickým uspořádáním detektoru a měřeným zářičem a **vnitřní detekční účinnost**. Vnitřní detekční účinnost je dána pravděpodobností registrace záření procházející účinným objemem detektoru. Je to poměr mezi počtem registrovaných impulzů detektorem a počtem impulzů vstupujících do detektoru. Každý detektor má jinou vnitřní detekční účinnost, hlavní roly v tom hrají především fyzikální a technické parametry detektoru ale také účinný průřez pro interakce záření s materiálem detektoru dále velikost účinného objemu detektoru a absorpční vlastnosti použitých materiálu v detektoru.
- **Časové rozlišení** udává dobu mezi dvěma po sobě interagujícími částicemi, které je ještě detektor schopen rozlišit jako dva impulzy. Vliv na to mají fyzikální procesy v samotném detektoru jako je ionizace, deexcitace, pohyb elektronů v objemu detektoru, sběr náboje, doba trvání scintilace apod. Velkou úlohu v tom hraje i samotná elektronika detektoru (velikost náběžných hran, rychlost odezvy polovodičových součástek apod.).
- **Mrtvá doba** je doba, po kterou není detektor schopen reagovat na nově dopadající kvanta po předchozím dopadu záření. Pokud přicházejí kvanta záření rychle po sobě detektor, je není schopen detekovat, narůstá chyba měření a tím klesá celková detekční účinnost detektoru.
- **Pozadí detektoru** se skládá obecně ze tří složek. První je přirozené radiační pozadí planety, které lze odstínit volbou vhodného stínění detektoru. Dalším je vnitřní radioaktivita použitých materiálu v detektoru (přírodní radionuklidy, aktivace materiálu detektoru měřeným zářením). Elektrický šum elektroniky, který je způsoben fluktuacemi v samotném detektoru. U každého měření musí být toto pozadí odečteno od měřených hodnot, abychom dostali reálné hodnoty, které odpovídají intenzitě záření. Problém nastává, pokud je intenzita měřeného záření srovnatelná nebo menší než je pozadí detektoru. Toto pozadí má velký vliv na minimální detekovatelnou intenzitu záření – snižuje citlivost přístroje.
- **Energetické rozlišení** přístrojů se sleduje především u detektorů, které pracují ve spektroskopickém režimu. Obecně má na výsledné energetické spektrum vliv mnoho faktorů, jak fyzikálních tak přístrojových. Energetické rozlišení je jeden z hlavních parametrů spektroskopických detektorů udává, jakou minimální energii dvou částic ještě umí detektor rozlišit. Energetické rozlišení má většinou tvar Gaussovy křivky, kde šířka této křivky závisí na energii dopadajícího záření. V polovině této křivky je definováno energetické rozlišení spektrometru, které se vyjadřuje se buď v jednotkách energie [keV] nebo relativně v [%] jako podíl pološířky fotopíku a energie. Hlavní vliv na spektroskopickou rozlišovací schopnost mají především atomové, materiálové,

geometrické, elektrické popřípadě optické efekty uvnitř detektoru. **Nelinearita energetické odezvy** má na výsledné energetické spektrum také vliv a lze odstranit důkladnou kalibrací spektrometru. **Sekundární záření** má také určitý vliv na výsledek spektroskopie, toto záření vzniká při excitaci, deexcitaci a Comptonovým rozptylem na atomech materiálů jak v samotném zdroji záření, tak i v detektoru (konstrukčních materiálech, kolimátorech, atd.). **Spektrum pozadí** detektoru má také svoje vlastní spektrum, které se superponuje přes měřené spektrum. Elektronické šумы v detektoru způsobují výrazné píky na začátku spektra, přírodní radiační pozadí vytváří spojitou část spektra, která odpovídá hlavně Comptonovskému rozptýlenému a brzdnému záření. Spektrum může obsahovat i diskrétní fotopíky od přirozených radionuklidů (^{40}K , ^{214}Bi , ^{214}Pb , ^{208}Tl , ^{228}Ac)[1].

- **Časová nestabilita** detektoru má také velký vliv na výsledky měření. Změna elektrických parametrů součástek použitých v detektoru může negativně ovlivňovat získané výsledky, proto se věnuje velká pozornost na stabilizaci napětí, proudu a teplot u špičkových měřících aparatur. Taky se můžou projevovat fyzikálně-chemické změny v účinném objemu detektoru, které také ovlivňují měření. Další vliv na měření můžou mít magnetická pole poblíž detektorů.

V tabulce jsou některé parametry pro určité typy detektorů. Hodnoty pro detekční účinnost nejsou v tabulce uvedeny z důvodu, že detekční účinnost závisí na mnoha faktorech a liší se detektor od detektoru.

Tab. 4.1 Tabulka hodnot mrtvé doby, časového rozlišení a účinného objemu detektorů[12]

Detektor	Časové rozlišení [s]	Mrtvá doba [s]	Účinný objem [m ³]
Ionizační komora	10^{-3}	10^{-2}	10^{-6} až 10^{-1}
G-M	10^{-6}	10^{-4}	10^{-6} až 10^{-2}
Proporcionální	10^{-6}	10^{-4}	10^{-6} až 10^{-2}
Scintilační	10^{-8}	10^{-6}	10^{-6} až 10^{-2}
Polovodičový	10^{-8}	10^{-6}	10^{-7}
Čerenkovův	10^{-9}	10^{-8}	10^{-6} až 10^{-2}
Fotografické	-	-	do 10^{-2}

4.1 Fotografické detektory

Jde o nejstarší typ detektorů ionizujícího záření, pomocí něj objevil H. Becquerel radioaktivitu. Ze své podstaty by se měli zařadit do kategorie materiálových detektorů, jelikož jsou starší, pořád se uvádí v samostatné kategorii. Mezi fotografické detektory patří **filmové dozimetry** využívané hlavně osobní dozimetrií pracovníku pracujících s ionizujícím zářením. Filmové dozimetry našli svoje uplatnění i v medicíně (RTG snímky) kde se vytváří obraz hrudníku, zubů, atd. do fotografického materiálů, RTG snímky se využívají taky v diagnostice materiálů - defektoskopické měření. Fotografické detektory pracují v integrálním režimu a primárně neposkytují informaci o energetickém spektru (lze částečně energii záření zjistit tak, že se do filmového dozimetru vloží přesně definované stínící materiály a pak se zkoumá prošlá intenzita přes tyto materiály).

Princip funkce fotografických detektorů

„Filmový dozimeter je založený na účinku ionizujícího žiarenia na emulziu Bromidu stříborného (AgBr).“[4]

Fotografické detektory pro svoji činnost využívají fotochemickou reakci ionizujícího záření a emulze, která je nanášena na určitý materiál (plasty, dřívě skla). Fotochemickou emulzi tvoří bromid stříbrný, jeho atomy jsou spolu vázány slabou iontovou vazbou Ag^+Br^- . Velikost zrn AgBr ve fotoemulzi je v rozmezí 0,2 až 2 μ m[10]. Jakmile dopadne ionizující záření na tuto vazbu, vytrhává z ní elektrony, které jsou následně pohlceny iontem Ag^+ , čehož následkem je vznik neutrálního atomu Ag.



Tento proces se nazývá **radiolýza**. Působením radiolýzy na sloučeninu AgBr vzniká takzvaný latentní obraz, který je ale pouhým okem neviditelný. Ke zviditelnění obrazu se používají vývojky. Vyvolávající činidlo proniká k zárodkům latentního obrazu kde pomocí iniciačních a katalytických procesů zachvátní celé zrno AgBr, následkem čehož vznikne velký počet atomu Ag. Neosvětlený AgBr se z citlivé vrstvy odstraní pomocí ustalovačů. Následkem těchto procesů se zviditelní expozice ionizujícího záření na fotografické emulzi a výsledkem toho je zčernání emulze. Hustota zčernání emulze je přímo úměrná intenzitě záření. [1]

Stupeň zčernání S lze určit ze vztahu

$$S = \log \frac{I_0}{I} \quad (4.2)$$

kde I_0 je intenzita dopadajícího záření, I je intenzita prošlého záření. Stupeň zčernání je dále závislý na druhu a tloušťce emulze, taky na druhu a energii dopadajícího záření, roly v tom hrají podmínky vyvolávání (čas, teplota,...)[4].

Lineární závislost zčernání platí jen pro malé dávky záření, u větších dávek je nárůst zčernání pozvolnější do doby než dojde k úplnému nasycení detektoru. Výsledná měřená hodnota u filmových dozimetrů je **efektivní dávka** v mSv.

Makroskopickým sledováním ozářené emulze můžeme určit intenzitu dopadajícího záření, mikroskopickým sledováním emulze můžeme pozorovat dráhy nabitých částic.

4.2 Materiálové detektory

Mezi materiálově detektory patří **termoluminiscenční (TL)** a **fotoluminiscenční (OSL)** dozimetry. Opět jsou to integrální detektory bez spektrometrických vlastností. Tyto materiálové detektory lze využít jak v osobní dozimetrii, tak i pro dlouhodobé monitorování radioaktivity životního prostředí. Výhoda materiálových detektorů proti fotografickým je ta, že materiálové detektory mají větší radiační citlivost a jsou přesnější, jsou méně náchylné na vnější vlivy jako je teplo, vlhkost a je možné je používat opakovaně.

Princip funkce materiálových detektorů

Materiálové detektory využívají pro svoji činnost vlastnosti některých dielektrických materiálů, a to metastabilní excitaci. Dopadající ionizující záření uvolní elektrony z valenčního pásma, tyto elektrony následně přechází do pásma vodivostního, kde se zachycují v takzvaných „pastích“ v excitovaném stavu. Elektrony v těchto pastích setrvávají dlouhodobě - jsou metastabilní. Tímto mechanismem se do určitých dielektrických materiálů ukládá část energie

dopadajícího záření. Elektrony nejsou schopny se s těchto vzbuzených hladin dostat samovolně, deexcitace je možná až po dodání určité energie pro termoluminiscenční detektory je to **tepelná** pro fotoluminiscenční je to **světelná energie**. Po dodání energie do materiálu nastává deexcitace vzbuzených elektronů, elektrony se vrací na energeticky nižší hladiny do elektronových obalů atomů materiálu. Energie, která se uvolní při deexcitaci ve formě fotonů viditelného světla je detekována pomocí fotonásobiče. Emitované fotony viditelného světla jsou přímo úměrné dopadajícímu záření do materiálu.

4.2.1 Termoluminiscenční detektory TL

Termoluminiscenční detektory využívají látek jako je fluorid lithný (LiF), fluorid vápenatý (CaF₂), síran vápenatý (CaSO₄), alumio-fosfátové sklo (Al(PO₃)₃-Mg(PO₃)₃). Deexcitace nastává, když se materiál zahřeje na teplotu od 160 do 300 °C (záleží od použitého materiálu) [1]. Signál, který je emitován fotonásobičem se zaznamenává v závislosti na teplotě, následkem toho je vznik vyhřívací křivky, jejíž integrací dostaneme hodnotu úměrnou dávce, kterou dozimetr obdržel.

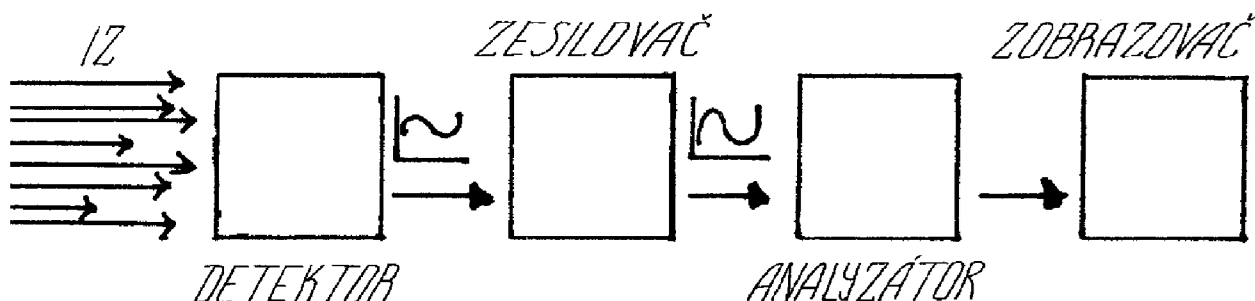
4.2.2 Fotoluminiscenční detektory OSL

Pro činnost fotoluminiscenčních detektorů se využívá sloučenina kyslíčnicku hlinitého (Al₂O₃). Deexcitace elektronů je zde způsobena pomocí ozáření materiálu viditelným světlem, které má větší vlnovou délku (přibližně 570nm) je to z důvodu, že emitované viditelné světlo má kratší vlnové délky (přibližně 450nm). Opět emitované světlo je přímo úměrné dávce.

Sloučeniny použité v materiálových detektorech jsou aktivovány stopovými příměsemi jiných prvků. Pro LiF je Mg, Ti, Cu pro CaF₂ je to Dy, Mn pro Al₂O₃ je to C [1]. Výhoda OSL dozimetrů proti TL dozimetrům spočívá v tom, že světelné ozařování dozimetrů se líp standardizuje.

4.3 Elektronické detektory

Elektronické detektory převádí energii dopadajícího záření na elektrický signál, který může mít v čase spojitý, nebo diskrétní tvar. Následně je tento signál vyhodnocován elektronikou detektoru a pak je zobrazen na zobrazovači. Může být zobrazen jako číslo (počet impulsů) pro detektory s diskrétním spektrem nebo může poskytnout informaci o energetickém spektru v případě, že výstup z detektoru je spojitý signál.



Obr. 4.1 Princip činnosti elektrického detektoru

Elektronické detektory lze rozdělit do dvou skupin a to

- Plynem plněné detektory
- Pevnolátkové detektory (pro scintilátory i kapalně nebo plynné)

Do kategorie plynem plněných patří **ionizační komory, proporcionální, Geiger-Mullerovy a korónové detektory**. Mezi pevnolátkové řadíme **scintilační, čerenkovovy a polovodičové detektory**.

Jak už vyplývá z názvu, elektronické detektory budou pro svojí činnost vyžadovat napájecí napětí. Rozdělujeme zdroje **nízkého napětí**, které napájí elektronické obvody detektoru, jako jsou zesilovače, diskriminátory, čítače, zobrazovače. Nízké napětí je v rozsahu 5–24V. Pro svou činnost elektronické detektory potřebují také **vysoké napětí**, toto vysoké napětí napájí ionizační komory a fotonásobiče. Vysoké napětí může být v rozsahu 100-4000V.

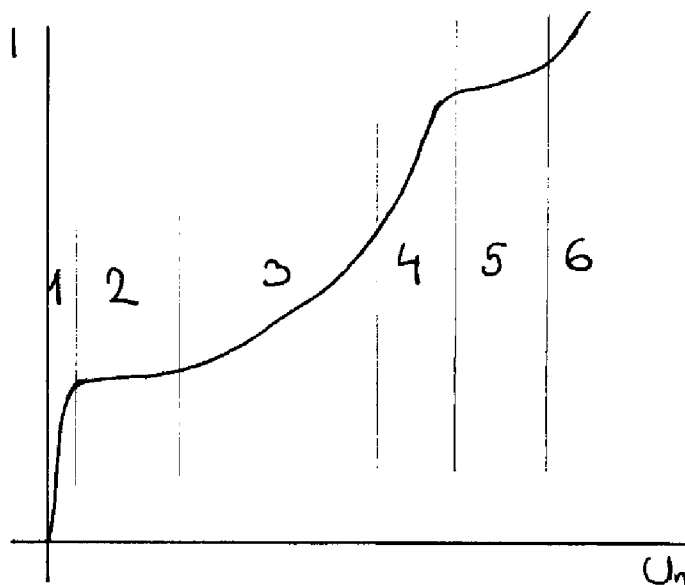
4.3.1 Plynem plněné detektory

Plyny se považují za téměř dokonalé izolanty, tudíž za normálního stavu téměř nevedou proud. Plynem plněné detektory využívají tu vlastnost plynů, že když jim proletí ionizující záření způsobí to, že původně neutrální atomy nebo molekuly v plynu se působením tohoto záření změni na kladně nabitě ionty a elektrony. To má za následek nárůst vodivosti daného plynu. Mezi plynem plněné detektory patří

- Ionizační komory
- Geiger-Mullerovy detektory
- Proporcionální detektory
- Korónové detektory

Jednotlivé detektory se od sebe liší hlavně použitým napájecím napětím dále druhem a tlakem pracovního plynu, každý detektor má jiné rozložení elektrické intenzity co je způsobeno tím, jakou geometrii daný detektor používá. Nejčastěji se využívá **koaxiální** geometrie detektorů, můžeme se taky ale setkat i se **sférickou** nebo **deskovou** geometrií. Druhou jmenovanou geometrii lze použít jen v oblasti nasycení (viz níže).

Volt-Ampérová charakteristika plynových detektorů je zobrazena na obrázku níže.



Obr. 4.2 Volt-ampérová charakteristika plynem plněných detektorů

Charakteristika zobrazuje závislost proudu detektoru na jeho napájecím napětí a tedy i na intenzitě elektrického pole uvnitř pracovního prostoru detektoru. **Oblast 1** v charakteristice ukazuje, že když je napájecí napětí dostatečně malé (intenzita elektrického pole je malá),

produkty ionizace (kladné ionty, elektrony) nejsou dostatečně rychle odtaženy k elektrodám, uplatňuje se jejich vzájemná rekombinace a na výstupních elektrodách detektoru je detekován menší proud, než byl ve skutečnosti způsoben ionizací uvnitř detektoru. Tato oblast se nazývá oblastí rekombinace nebo také oblastí Ohmova zákona. Tato oblast se v oblasti detekce ionizujícího záření téměř nevyužívá. Když budeme zvedat napětí na detektoru, dostaneme se do **oblasti 2**. Tato oblast se nazývá oblastí nasycení. Zde je elektrické pole natolik silné, že stihne od sebe produkty ionizace odtrhnout dřív, než nastane jejich vzájemná rekombinace – na výstupu detektoru je proud, který je úměrný ionizaci uvnitř detektoru. Oblast 2 využívají pro svoji činnost ionizační komory. Při dalším zvětšování napětí na detektoru se dostáváme do **oblasti 3**, tato oblast se nazývá oblastí proporcionality. V této oblasti dochází k tomu, že proud detekovaný na výstup z detektoru je větší než proud způsobený ionizací uvnitř detektoru. Konstanta úměrnosti M je funkcí napětí přiloženém na detektoru a označuje se jako **plynové zesílení** detektoru a platí

$$I_s = M \cdot I_I \quad (4.3)$$

kde I_s je proud sebraný na výstupu z detektoru a I_I je proud způsobený ionizací uvnitř detektoru. Proporcionální oblast V-A charakteristiky využívají pro svoji činnost proporcionalní detektory. Další zvyšování napětí na detektoru vede do **oblasti 4**, tato oblast se nazývá oblast omezené proporcionality a není běžně využívána. Konstanta úměrnosti v této oblasti už není jen funkcí napětí ale taky funkcí proudu vzniknutému při ionizaci plynu uvnitř detektoru. Dalším zvyšováním napětí na detektoru se dostáváme do **oblasti 5**, v této oblasti dochází k nezávislosti odezvy na velikosti ionizace v detektoru. Tato oblast se jmenuje oblast Geiger-Mullerova a pracují v ní Geiger-Mullerovy čítače. Když napětí na detektoru ještě zvýšíme, dostaneme se do **oblasti 6**, v této oblasti dochází k samovolnému zapalování korónového výboje v prostoru detektoru nezávisle na tom, zda byl nebo nebyl detektor vystaven ionizujícímu záření. V oblasti 6 pracují korónové detektory. Když ještě zvětšíme napětí na detektoru, dochází v prostoru detektoru k doutnavému výboji, který zachvátí celý pracovní objem detektoru. Tato oblast nemá v detekční technice žádné využití[14].

V oblasti proporcionality a nasycení platí, že primární ionizační účinky jsou úměrné energii částici, která dopadla do aktivního prostoru detektoru podle vztahu

$$N_i = E_i \cdot w^{-1} \quad (4.4)$$

kde N_i jsou primární ionizační účinky, E_i je energie dopadající částice a w je střední energie pro vznik jednoho iont-elektronového páru. Dále platí vztah pro náboj sebraný na elektrodách detektoru

$$Q = q \cdot N_i \cdot M \quad (4.5)$$

kde Q je sebraný náboj na elektrodách detektoru, q je náboj elektronu a M je plynové zesílení (v oblasti nasycení je $M=1$).

Hodnoty středních energií pro vznik jednoho iont-elektronového páru pro některé plyny jsou uvedeny v tabulce 4.2 a je zajímavé, že pro všechny známe plyny je tato hodnota v intervalu 25 až 45eV.[14] Tato hodnota je téměř nezávislá na druhu ionizační částice.

Obecně, detekční účinnost plynem plněných detektorů je pro těžké nabitě částice přibližně rovna 100% za předpokladu, že se těžká nabitá částice dostane do účinného objemu detektoru. Pro záření gama a pro neutrony bývá detekční účinnost v řádu 0,01 až 1% a to díky malé pravděpodobnosti nastání interakce záření s plynou náplní detektoru.[14]

Tab. 4.2 Hodnoty w v eV pro určité plyny [14]

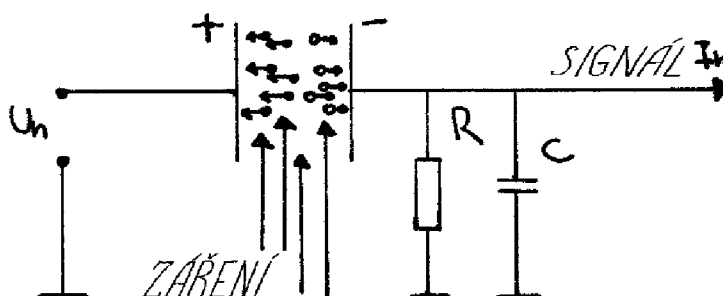
Částice	vzduch	H ₂	He	N ₂	O ₂	Ar	Ch ₄	C ₂ H ₄
alfa	35	36	20,2	36	32,2	25,8	29	27
proton	33,3	35,3	29,9	33,6	31,5	25,5	-	-
elektron	35	38	32,5	35,8	32,2	27	30,2	-

4.3.1.1 Ionizační komory

Jedná se o nejjednodušší detektor ionizujícího záření. Je tvořen dvěma elektrodami (anoda, katoda), které jsou umístěné v plynném prostředí. Tvary ionizačních komor mohou být různé, nejčastěji se používají deskové nebo koaxiální geometrie míň už geometrie sférická. Ionizační komory se využívají především v provozech, kde jsou vysoké teploty, které dosahují hodnot 500 až 600 °C [14] (aktivní zóna reaktoru, hutě a válcovny). Ionizační komory se využívají na odděleních nukleární medicíny při měření radiofarmak a to z důvodu, že umožňují měřit v rozsahu mnoha řádu, lze je také použít na měření rozložení intenzity záření. Lze je také využít pro spektroskopii těžkých nabitých částic především na velkých plochách (filtry ventilačních komínů).

Princip činnosti ionizační komory

Ionizační komora pracuje v druhé oblasti volt-ampérové charakteristiky plynem plněných detektorů, tedy v oblasti nasycení. Pro svoji činnost potřebuje dvě elektrody - anodu a katodu, pracovní plyn, lze použít i obyčejný vzduch ale v praxi se používají inertní chemicky stabilní plyny jako He, Ar, N₂ a další, také je potřeba napájecí napětí, jehož hodnota se pohybuje ve stovkách voltů. Napájecí napětí je přivedeno na elektrody, kladný pól na anodu a záporný na katodu. Elektrické pole vytvořené přiloženým napětím na elektrody způsobí, že částice vzniklé při ionizaci plynu v komoře se pohybují k příslušným elektrodám (k anodě jdou elektrony ke katodě kladně nabitě ionty) a tím vznikne v obvodu komory proud, který je následně detekován a vyhodnocován. Hodnoty proudu se pohybují v rozsahu hodnot 10⁻¹⁶ až 10⁻⁹ A [1].



Obr. 4.3 Elektrické schéma ionizační komory

Výstupní proud z ionizační komory můžeme vyhodnocovat dvěma způsoby a to **proudovým** nebo **impulzním** vyhodnocením. V proudovém režimu měříme kontinuálně střední hodnotu proudu vytvořeného ionizujícím zářením uvnitř komory za jednotku času, tato hodnota proudu je rovna intenzitě ionizujícího záření dopadajícího do prostoru komory. Takovýto způsob vyhodnocování se uplatňuje hlavně v metrologických aplikacích. V impulzním režimu je vyhodnocován proudový impulz, který je následkem interakce ionizující částice a plynu. Počet impulzů je roven počtu interakcí ionizujícího záření s atomy plynu v detektoru. Velikost jednotlivých impulzů je stejná jako velikost náboje, který vzniknul při interakci ionizující částice

s atomem plynu a je tedy stejná jako energie, kterou ionizující částice v detektoru ztratila. Z toho vyplývá, že ionizační komory se v impulzním režimu dají využívat i jako spektrometrické detektory. Tyhle spektroskopické vlastnosti ionizační komory lze využít jenom do určitého bodu, jakmile četnost impulzů překročí hranici časového rozlišení, vyhodnocovací elektronika detektoru pak není schopná jednotlivé impulzy od sebe rozlišit a dochází tak ke ztrátě signálu a tím pádem k špatné interpretaci výsledku.

Pro zajištění proudového režimu ionizační komory musí být splněna podmínka

$$RC \gg t_s \text{ a současně } RC \gg n^{-1} \quad (4.6)$$

a pro impulzní režim má podmínka tvar

$$RC \gg t_s \text{ a současně musí platit } RC \ll n^{-1} \quad (4.7)$$

kde RC reprezentuje časovou konstantu integračního obvodu, t_s je doba potřebná na sběr nosičů (je závislá od napájecího napětí) a n je střední četnost interakcí ionizujícího záření v detektoru.

Pro měření alfa zářičů je nutné vložit zářič přímo do prostoru komory a to z důvodu malé pronikavosti alfa záření. Zářič beta lze opět měřit uvnitř komory nebo má komora vstupní okénko, které je z materiálů s malým absorpčním koeficientem. U gama zářičů se vyhodnocuje sekundární ionizace, kterou způsobí záření na stěnách komory a v pracovním plynu detektoru.

Detekční účinnost ionizačních komor je poměrně nízká proto se nehodí na detekci zářičů s malou intenzitou.

Použití Ionizačních komor

Ionizační komory, které pracují v proudovém režimu lze použít na měření následujících veličin

- Měření expozičního příkonu
- Měření expozice
- Měření dávkového příkonu
- Měření aktivity

4.3.1.2 Geiger-Mullerovy detektory

Jedná se o ionizační komory, které pracují v **impulzním režimu**, v páté oblasti VA charakteristiky plynem plněných detektorů. Jde o nejstarší typ detektoru ionizujícího záření, který se pro svoji jednoduchost a nízkou cenu je často využívám k detekci ionizujícího záření s nízkou četností interakcí. Geiger-Mullerův detektor (dále jen G-M) je hermetický uzavřená komora naplněna plynem o tlaku, který je menší než tlak atmosférický (můžou se vyskytovat GM detektory i s vyšším tlakem).

Princip činnosti Geiger-Mullerových detektorů

G-M detektory pracují výhradně v impulzním režimu a nejsou schopny poskytnout informace o energetickém spektru dopadajícího záření. Detektor je tvořen dvěma elektrodami na, které je přivedeno napětí v rozmezí 600 až 1000V[1] a RC článkem. Detektor využívá jevu, který se nazývá **plynové zesílení**. Tento jev je způsoben přiložením vysokého napětí na elektrody detektoru. Vysoké napětí, z toho plyne velká intenzita elektrického pole, když v takovémto poli dojde k ionizaci pracovního plynu ionizujícím zářením, vzniklé nosiče náboje jsou urychlovány tímto polem natolik, že jsou pak samy schopny ionizovat okolní prostředí, a to má za následek

lavinovitý nárůst elektro-iontových páru (Townsendova lavina). Počet takto nově vzniklých elektronů je roven součiniteli nárazové ionizace α . Když ionizující záření vytvoří N_0 elektro-iontových páru na začátku laviny pak počet párů v lavině bude

$$N = N_0 \cdot e^{\alpha l} \quad (4.8)$$

kde N je počet vzniklých párů v lavině v závislosti na její délce l . Plynové zesílení M je poměr mezi N a N_0 a má vztah pro něj má tvar

$$\ln(M) = \alpha \cdot l \quad (4.9)$$

Vztahy (4.9) platí pouze v případě, že pole zcela homogenní. Jelikož G-M detektory pracují s vysokým napětím, mohou takto urychlené elektrony způsobit excitaci atomů nebo molekul pracovního plynu detektoru a tím způsobují další nárůst elektronů v pracovním plyn detektoru, a tak se spustí Geigrova lavina. Pravděpodobnost nastání excitace atomů nebo molekul plynů roste s napětím na detektoru. K deexcitaci atomů dochází za doprovodu vyzáření fotonového záření, které má vlnové délky pohybující se v ultrafialovém a viditelném spektru[14]. Takto vyzářené fotony se šíří všemi směry z místa emise a mohou dopadnout na katodu, kde můžou způsobit emisi fotoelektronu (platí pouze, pokud je energie fotonu větší než výstupní práce elektronu z materiálu katody). Takto vzniklé fotoelektrony se pohybují směrem k anodě, kde jsou urychlovány působením elektrického pole a tak způsobují vznik dalších lavin. Působením těchto fotoelektronů může plynové zesílení detektoru dosáhnout hodnot 10^6 až 10^{10} [14]. Toto zesílení je omezeno pouze šířením elektrického pole kladně nabitých částic (kladných iontů), které obalí anodu detektoru a sníží tak intenzitu elektrického pole uvnitř detektoru. Důsledkem toho je, že elektrony přestanou excitovat atomy plynu, ustane emise deexcitačních fotonů, ustane i emise fotoelektronů a to má za následek ustání výboje. Vrstva kladně nabitých iontů, která obklopovala anodu, se postupně přesouvá ke katodě, na jejímž povrchu rekombinuje s elektrony a stanou se z nich neutrální částice, celý tento proces trvá přibližně 100 μ s[10]. Proces sběru kladně nabitých částic je doprovázen emisí energie o velikosti, která je dána rozdílem ionizační energie plynu a výstupní energie elektronů z materiálu katody. Je-li tato energie větší než je výstupní práce elektronu z katody může dojít k emisi volného elektronu z katody a celý proces se opakuje. Z výše popsaného textu plyne, že odezva na jednu interagující částici není jeden impulz ale řada několika impulzů.

„Aby mohl počítač registrovat jednotlivé nabitě částice procházející jeho účinným objemem jako jednotlivé impulzy, je potřeba předejít vzniku sekundárních lavin.“[14]

Proto se zavedl proces zhášení výboje uvnitř detektoru, který zabraňuje vzniku sekundárních lavin a tím pádem zkracuje dobu, po kterou detektor není schopen detekovat kvanta dopadajícího záření. Podle toho dělíme G-M detektory do dvou skupin

- Nesamozhášecí G-M detektory jejich plynná náplň byla tvořena vzácnými plyny a ke zhášení docházelo až po změně intenzity elektrického pole (změně napětí na elektrodách detektoru). Tento způsob je náročný na elektroniku detektoru a velkou nevýhodou je dlouhá doba než je detektor opět schopen měřit – možnost měřit jen malé intenzity záření.
- Samozhášecí G-M detektory jsou naplněny kromě pracovního plynu také plynem, který způsobuje samovolné zhášení výboje. Samozhášecí detektory mohou mít dva druhy náplní. První je organická kde jako příměs do pracovní náplně se používá ethylalkohol nebo ethylesteru kyseliny mravenčí. Nevýhodou toho je, že životnost takovéhoho

detektoru je přibližně 10^9 impulzů. Druhý způsob je přidat do plynné náplně detektoru halogen. Halogeny mají schopnost opětovného použití, takže detektory plněné halogeny mají téměř neomezenou životnost.

V současné době se využívají především G-M detektory se samozhášecími schopnosti.

Detekční účinnost G-M detektorů závisí na druhu dopadajícího záření a taky silně na energii tohoto záření. Pro nabitě částice jako jsou atomy hélia nebo elektrony je nezbytné, aby energie těchto částic byla větší než, energie, která je potřebná na proniknutí těchto částic do účinného objemu detektoru. Jakmile se nabitě částice dostanou do účinného objemu detektoru pak je detekční účinnost blízka 100%[1]. Jestliže je energie nabitých částic menší, než energie potřebná k proniknutí do detektoru, pak se do účinného prostoru detektoru tyto nabitě částice nedostanou a detekční účinnost pro tyto částice je rovna 0. Fotonové záření díky své velké pronikavosti nemá problém, proniknou do účinného prostoru detektoru ale nastává problém, interakce fotonů s plynnou náplní detektoru. Jelikož má plynná náplň detektoru malou hustotu a malé protonové číslo pak interakce fotonového záření s touto náplní má jen velmi malý až zanedbatelný vliv na detekční účinnost detektoru. Vliv na detekční účinnost u fotonového záření má jeho interakce se stěnami detektoru. Zde dochází ke tvorbě elektronů buď comptonovým rozptylem, fotoefektem nebo tvorbou elektron-pozitronových páru, které jsou spouštěč lavin. Z toho plyne, že počet vzniklých elektronů je silně závislý na protonovém čísle stěn detektoru. Detekční účinnost pro fotonové záření se pohybuje pro nízké Z stěn detektoru od 0,02 až 1% pro energie záření 0,1 až 1 MeV[14]. Zvýšení detekční účinnosti lze provést tím, že se na stěny nanese materiál, který má větší Z , tudíž se zvětší pravděpodobnost tvorby elektronů. Síla této vrstvy ale musí být menší než, je dosah vzniklých elektronů v ní, aby nedocházelo k pohlcování vzniklých elektronů. Olověný povlak stěn o tloušťce 0,01 mm může zvýšit účinnost detekce 11,5-krát pro energie fotonů 100 keV, pro energii fotonu 250 keV může nastat zvětšení detekční účinnosti až 25-krát[14]. Pro měření charakteristického záření X se využívají dva způsoby interakce záření s detektorem. V prvním případě interaguje záření s plynnou náplní detektoru, je však potřeba větší tlak plynu, a vstupní okénko musí být z materiálů s malým protonovým číslem. Detekční účinnost takovýchto detektorů se pohybuje kolem 50% a je téměř nezávislá na energii dopadajícího záření. Druhý způsob je interakce záření přímo s okénkem. U tohoto způsobu detekce je silná závislost mezi materiálem okénka a energií dopadajících fotonů a proto se v praxi skoro nepoužívá.

Geiger-Mullerovi čítače používané v laboratoři ionizujícího záření

RadEye B20-ER

Jedná se více účelové zařízení schopné měřit alfa, beta, gama a X záření. Zařízení měří povrchovou kontaminaci. Na detektor se dají nasadit různé filtry díky, kterým je možno měřit dávkový příkon gama záření. Rozsah měření dávkového příkonu pro gama je pak 17 až 1300 keV. Detektor využívá citlivý deskový G-M detektor, který umožňuje měřit jak nízké tak střední energie záření. Přístroj je schopen měřit četnost impulzů a to buď v jednotkách impulz/s (cps) nebo impulz/min (cpm), je schopen měřit povrchovou aktivitu buď v Bq, DPS nebo DPM. S vhodným filtrem je možno měřit prostorový dávkový ekvivalent a příkon, bez filtru směrový ekvivalent pro beta záření o energii 100 keV až 800 keV pro fotony 6 až 10 keV. Maximální četnost impulzů, kterou přístroj, dokáže změřit je 500 000 cps a maximální dávkový příkon je 100 mSv/h.[15]

Tab. 4.3 Detekční účinnost RadEye B20 v prostorovém úhlu 2π [15]

%	přímo	s gumovým návlekiem	s blokátorem alfa	s filtrem pro kompenzaci gama záření
²⁴¹ Am	28	23	0,1	-
¹⁴ C	19	16	3	-
⁶⁰ Co	24	21	13	2
²⁰⁴ Tl	37	32	22	-
¹³⁷ Cs	39	34	28	2
³⁶ Cl	33	28	26	2
⁹⁰ Sr/Y	36	31	27	5

Tab. 4.4 Detekční účinnost RadEye B20 s prostorovým úhlu 4π [15]

%	přímo	s gumovým návlekiem	s blokátorem alfa	s filtrem pro kompenzaci gama záření
²⁴¹ Am	13	11	-	-
¹⁴ C	7	6	1	-
⁶⁰ Co	13	11	7	1
²⁰⁴ Tl	19	18	12	-
¹³⁷ Cs	23	21	17	1
³⁶ Cl	20	17	16	1
⁹⁰ Sr/Y	22	20	18	3

Rados RDS31

Detektoru pro svoji činnost využívá kompenzovanou G-M trubici to znamená, že trubice je rozdělena na dvě poloviny nebo je tvořena dvěma samostatnými komorami a je zapojena tak, že generované ionizační proudy z obou komor se od sebe odečítají. Takto zapojená G-M trubice umožňuje oddělit od sebe odezvy při měření směsného záření ($\beta + \gamma$ nebo neutrony + γ). Přístroj je schopen měřit gama a X záření v rozsahu energií 48 až 3000 keV, po připojení externích sond je schopen měřit i alfa a beta záření. Bohužel se tyto sondy v laboratoři nevyskytují. Rozsah pro dávkový příkon je 0,01 $\mu\text{Sv/h}$ až 0,1 Sv/h a pro dávku je rozsah 0,01 $\mu\text{Sv/h}$ až 10 Sv.[16]

Externí sondy

GMP-11-3 Beta

Sonda je schopna měřit alfa, beta, gama a X záření. Je tvořena halogenem plněnou G-M trubicí. Sonda se k detektoru připojuje pomocí konektoru, který je umístěn na spodku detektoru. Energetický rozsah sondy je pro gama >6 keV pro beta >100 keV a pro alfa záření >2 MeV. Rozsah sondy pro měření četností je 0 až 10 000 cps. Mrtvá doba sondy je maximálně 230 μs . [17]

GMP-15-3 Pancake Beta

Sonda je opět schopná měřit alfa, beta a gama radiaci, energetický rozsah pro alfa záření je >2 MeV pro beta >100 keV a pro gama záření >30 keV. Sonda je tvořena stejně jako sonda

GMP-11-3 halogenem plněnou G-M trubicí. Mrtvá doba sondy je maximálně 40 μs a umožňuje měřit četnosti v rozsahu 0 až 10 000 cps.[18]

GMP-12-3 Gama

Sonda je určena k měření gama a X záření. Sonda má energetický rozsah 50 až 3000 keV pro dávkový příkon od 0,05 $\mu\text{Sv/h}$ do 10 mSv/h a pro 80 keV až 3000 keV je dávkový příkon v rozsahu 10mSv/h až 10 Sv/h. Je tvořena dvěma halogenem plněnými kompenzovanými G-M trubicemi. Rozsah dávky je 0,01 μSv až 10 Sv a rozsah dávkového příkonu je 0,05 $\mu\text{Sv/h}$ až 10 Sv/h.[19]

Tracerco T401

Přístroj je schopen měřit alfa, beta, gama radiaci v širokém spektru energií. Detektor je tvořen jednou halogenem plněnou G-M trubicí. Rozsah pro měření četností je 0 až 4000 cps. Detektoru umožňuje měřit buď v cps nebo Bq/cm². [20]

4.3.1.3 Proporcionální detektory

Je to ionizační komora, která pracuje v 3. oblasti VA charakteristiky. Pracovní tlak plynu uvnitř detektoru se pohybuje v rozmezí 50 až 110 kPa a jako pracovní plyny nejčastěji slouží Ne, Ar, Xe a pak Ar s příměsí 0,5% C₂H₂, 0,8% nebo 10% CH₄[14]. Proporcionální detektory pracují v impulzním režimu a využívají stejně jako G-M detektory **plynové zesílení**. V oblasti proporcionality (oblast 3 VA charakteristiky) je závislost mezi plynovým zesílením a napětím přiloženým na detektoru exponenciální. Z tohoto důvodu jsou požadavky na napájecí zdroj proporcionálního detektoru velmi vysoké, aby nedocházelo ke změně M v důsledku malé změny napájecího napětí. Výstupní proudový impulz je přímo úměrný ionizaci, kterou částice v účinném objemu detektoru způsobila jen je M -krát větší. A jelikož je výstupní proud přímo úměrný ionizaci uvnitř detektoru, lze proporcionální detektory používat i ve spektroskopických aplikacích.

Na energetickou rozlišovací schopnost detektoru mají velký vliv jednak různé zesilovače a předzesilovače a jedna i detektor sám. Největší vliv na to má nehomogenita elektrického pole uvnitř detektoru, která může být způsobena nedokonalě hladkým povrchem elektrod nebo nesouosým uspořádáním elektrod. Také větší tlak pracovního plynu má negativní vliv na energetické rozlišovací schopnosti detektoru.

Rozlišovací doba u proporcionálních detektorů je různá a záleží, v jakém režimu detektor pracuje. Jestli používáme detektor jako spektrometr malých četností, je nutné zvolit časovou konstantu $RC > t_s$, jestliže detektor pracuje pouze jako čítač, tak abychom dosáhli co nejmenších ztrát mrtvou dobou, volí se časová konstanta $RC < t_s$.

4.3.1.4 Korónové detektory

Pracovní oblast Korónových detektoru leží v 6. oblasti VA charakteristiky. Charakteristické pro korónové detektory je to, že v pracovní náplni detektoru je trvalý a nepřetržitý korónový výboj. Aby mohl v detektoru vzniknout korónový výboj musí být splněné určité podmínky, elektrické pole musí být silně nehomogenní, pracovní tlak plynu musí být v rozmezí 100 až 1000 Pa a napětí na detektoru musí dosahovat určitých hodnot (typicky 500 až 800 V)[14], aby byl výboj stabilní. Korónový výboj rozdělujeme na dvě oblasti, vnitřní a vnější. Vnitřní oblast je tvořena excitovanými atomy plynu a nachází se kolem anody, vnější oblast je tvořena kladnými ionty. Když napětí na detektoru zvýšíme i nad mez zápalného napětí

korónového výboje, korónový výboj přejde ve výboj doutnavý, který nemá pro detekční účely využití.

Využití korónových detektorů

Korónové detektory lze využít jen na detekci silně ionizujících částic (alfa částice, štěpné fragmenty), jelikož na pozadí samovolných lavin korónového výboje se slabě ionizující částice neprojeví. Proto se korónové detektory využívají k detekci neutronů. Na anodu je nanese látka konvertující neutrony na silně ionizující částice, nejčastěji to bývá ^{10}B kde počítač registruje těžké nabitě částice jako produkt reakce



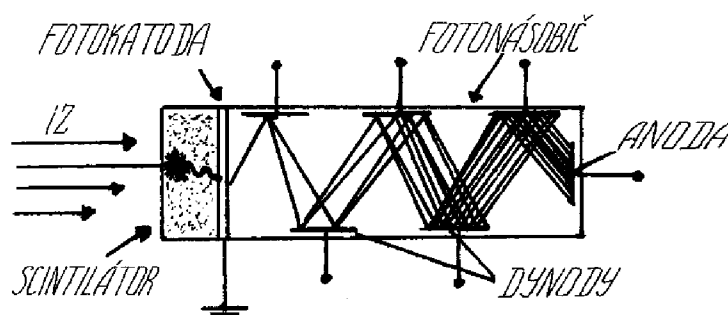
V oblasti tepelných neutronů se využívá prvek ^{235}U a pro rychlé neutrony to je ^{232}Th nebo ^{238}U , kde počítač registruje ionizační účinky štěpných produktů. Výhoda korónových detektorů spočívá v jejich necitlivosti na gama záření a proto jsou využívány v reaktorové fyzice.

4.3.2 Pevnolátkové detektory

Do kategorie pevnolátkových detektorů patří **scintilační, čerenkovovi, a polovodičové detektory**. Princip pevnolátkových detektorů spočívá v tom, že ionizující záření ozařuje pevnou látku uvnitř detektoru. Po ozáření látky uvnitř detektoru může dojít k emisi světla (scintilační, čerenkovovi detektory) nebo dojde k změně vodivosti uvnitř materiálu (polovodičové detektory).

4.3.2.1 Scintilační detektory

Jedná se o detektory, které využívají scintilační vlastnosti některých materiálu, to znamená, že po dopadu ionizujícího záření do prostoru scintilátoru je emitován světelný záblesk, který je dále zpracováván. V porovnání G-M a scintilačních detektorů, mají scintilační detektory 30 až 60-krát [21] větší účinnost detekce fotonového záření a díky tomu scintilační detektory mají široké pole uplatnění, díky jejich vysoké citlivosti umožnili snížit aktivitu radiofarmak v medicínské diagnostice. Scintilační detektory se hojně používají v průmyslu jako stopovací detektory. Mezi další výhody scintilačních detektorů patří jejich velmi krátká mrtvá doba, která se pohybuje kolem $1\mu\text{s}$ (největší podíl na to má doba zpracování signálu elektronikou detektoru 10^{-6}s , scintilace krystalu trvá přibližně 10^{-9}s a doba zesílení signálu ve fotonásobiči trvá přibližně 10^{-8}s) [1]. Díky tomu, že intenzita emitovaného světelného záblesku uvnitř scintilátoru je přímo úměrná energii záření, které bylo scintilátorem pohlceno lze scintilační detektory použít i ve spektroskopických aplikacích.



Obr. 4.4 Scintilační detektor

Scintilační detektor tvoří tři základní části

- Scintilátor
- Fotokatoda
- Fotonásobič

Scintilátor

Scintilační detektory lze rozdělit do dvou skupin podle toho, čím je tvořen samotný scintilátor. Můžeme mít scintilátor, který je tvořen **anorganickými krystaly** nebo je tvořen **organickými sloučeninami**.

Anorganické scintilátory mohou být tvořeny buď **čistými monokrystaly**, které jsou například NaI nebo CsI, tyto sloučeniny vyžadují chlazení, aby byla možná jejich scintilace. Dalšími čistými monokrystaly jsou CsF, BaF₂, CaWO₄, tyto krystaly nevyžadují chlazení.[22] Anorganické scintilátory mohou být tvořeny **monokrystaly aktivovanými příměsími**. Mezi ně patří nejčastěji používaná sloučenina pro detekci fotonového záření NaI aktivovaná Tl. Dále sem lze zařadit sloučeniny jako Bi₄Ge₃O₁₂ aktivovaná BGO nebo Lu_{1,9}Y_{0,1}SiO₅ aktivovaná LYSO.[10] Poslední skupinou anorganických scintilátorů jsou takzvané **samoaktivované** nebo **aktivované polykrystalické látky, tuhé roztoky a vzácné plyny**. Mezi samoaktivované látky patří ZnS, CdS aktivované buď těžkými kovy jako jsou Ag, Cu nebo přebytkem Zn v případě scintilátoru ZnS nebo přebytkem Cd v případě scintilátoru CdS. Mezi plyny, které jsou uvnitř plynem plněných scintilátorů patří plyny jako Ar, Ne, Kr, Xe, N₂. [22] Organické scintilátory jsou tvořeny naftalenem, antracénem, trans-stilbenem a difenylbutadienem. Výhodou organického scintilátoru je to, že je lze rozpustit ve vhodných rozpouštědlech (toluen, xylen, benzen, dioxan) za současného zachování jejich scintilačních vlastností. Organické scintilátory lze rozdělit do tří kategorií podle počtu scintilačních složek.

- Jednosložková, mezi ně patří čisté organické scintilátory jako je antracen C₁₄H₁₀, trans-stilben C₁₄H₁₂ a quarterfenyl C₂₄H₁₈.
- Dvousložkové organické scintilátory jsou například antracen rozpuštěn v naftalenu.
- Třísložkové

Základní vlastnosti scintilátorů

Mezi základní vlastností scintilátoru patří konverzní účinnost, emisní spektrum, luminescenční odezva L na různé druhy záření a časový průběh vysvícení scintilátoru.

- **Konverzní účinnost** je poměr mezi střední energií emitovaných fotonů a absorbované energií dopadajícího záření. Vyjadřuje se v procentech vzhledem k scintilátoru NaI (Tl).
- **Emisní spektrum** udává, v jaké vlnové délce jsou emitovány fotony ze scintilátoru.
- **Scintilační dosvit** udává čas za, který přejdou molekuly scintilátoru z excitovaného stavu do stavu ustáleného. Tato hodnota se pohybuje v řádu nanosekund.
- **Energetické rozlišení** udává kdy je ještě scintilátor schopen rozlišit dva fotony, které mají blízké energie
- **Hustota** určuje míru absorpce záření ve scintilátoru. Je to důležitý parametr zejména pro detekci fotonového záření, pro detekci tvrdého fotonového záření je doporučena hodnota hustoty 3 až 9 g/cm³. [1]

V tab. 4.5 a 4.6 je přehled vlastností některých organických a anorganických scintilátorů.

Tab. 4.5 Parametry vybraných anorganických scintilátorů[22]

Scintilátor	Vlnová délka [nm]	Scintilační dosvit [ns]	Hustota [g/cm ³]	Konverzní účinnost [%]
NaI (:Tl)	410	0,23	3670	100
CsI (:Na)	420	0,63	4510	85
CsI (:Tl)	565	1	4510	45
CsI (77K)	400	0,6	4510	220
CsF	390	0,05	4110	5
CaF ₂ (Eu)	435	0,94	3190	50
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂ (BGO)	480	0,3	7130	8
BaF ₂	325	0,63	4880	10
TlCl (Be ₉ I)	465	0,2	7000	2,5
CaWO ₄ (:Tl)	430	5	6062	50
CaI ₂ (:Tl)	400	1	3960	110
Ar	250	0,02	1,8	4
Xe	330	0,02	5,9	20

Tab. 4.6 Parametry vybraných organických scintilátorů[22]

Scintilátor		Vlnová délka [nm]	Scintilační dosvit [ns]	Hustota [g/cm ³]	Konverzní účinnost [%]
Krystalické	Antracen C ₁₄ H ₁₀	447	30	1,25	40
	Trans-stilben C ₁₄ H ₁₂	410	6	1,16	20
Plastové	PST+TPB	450	5	1	14
	PVT+pT+TPB	445	3	1	19
	PVT+PBD+POPOP	425	4	1,1	26
Kapalné	toluen+pT+POPOP	425	3,5	0,88	24
	toluen+PBD	365	3	0,88	26
	xylén+PBP	365	3	0,89	28
	xylén+PBD+POPOP	425	4	0,9	38
	xylén+naftalen+POPOP	425	3,8	0,87	30

PST - polystyren; PVT - polyvinyltoluen; pT - p-terfenyl; TPB - tetrafenylnutadien; PBD - 2-fenyl-5-(4-bifenyl)-1,3,4-oxadiazol; PPO - 2,5-difenyloxazol; POPOP - 1,4-di-(2-(5-fenyloxazol))-benzen

Organické scintilátory se využívají především pro detekci a spektroskopii alfa a beta záření díky své malé hustotě a taky je lze využít k detekci a spektroskopii neutronů. Anorganické scintilátory našli svoje uplatnění hlavně v detekci a spektroskopii fotonového záření.

Fotokatoda

Fotokatoda slouží k emisi fotoelektronu po dopadu emitovaného fotonu ze scintilátoru. Je tvořena tenkou vrstvičkou určitého materiálu napařenou z vnitřní strany na vstupní okénko fotonásobiče. Tloušťka vrstvičky se pohybuje kolem hodnoty 10^{-7} cm[10] a to z důvodu aby nedocházelo k pohlcování emitovaných elektronů v materiálu vrstvičky. Fotokatoda je založena na principu fotoelektrického jevu, proto musí být vazební energie elektronu fotokatody menší než je energie emitovaného fotonu ze scintilátoru. Z tohoto důvodu jsou jako materiál fotokatody voleny takové materiály, které mají malou vazební energii elektronů. Nejčastěji používané materiály pro výrobu fotokatody jsou Sb-Cs, Cs-K-Sb, Cs-Rb-Sb nebo Na-K-Sb[22]. Kvantová účinnost fotokatody určuje poměr mezi počtem emitovaných elektronů z fotokatody a počtem dopadajících fotonů ze scintilátoru. Pro co nejlepší detekci je nutné, aby se spektrum emitovaných fotonů překrývalo co nejvíc se spektrální citlivostí fotokatody.

Fotonásobič

Fotonásobič je tvořen souborem elektrod (dynod), které pomocí vysokého napětí zesilují velmi slabý vstupní signál na signál měřitelný. Na dynodách stejně jako na fotokatodě dochází k emisi elektronů pomocí fotoelektrického efektu. Potenciálový rozdíl mezi jednotlivými dynodami se pohybuje v rozmezí 80 až 100V a proudové zesílení mezi jednotlivými dynodami je přibližně 3 až 6, toto zesílení způsobí, že na anodu tak dopadne až 10^8 elektronů[1]. Fotonásobič je obvykle tvořen 8 až 12 dynodami a je zakončen anodou, ze které je přes pracovní odpor vyveden výstupní signál.

Princip funkce scintilačního detektoru

Princip funkce je v zásadě několik po sobě jedoucích kroků. První je absorpce ionizujícího záření scintilátorem. Pak následuje konverze ionizujícího záření na světelný záblesk uvnitř scintilátoru. Pak emitovaný světelný záblesk ze scintilátoru převede fotokatoda na slabý elektrický impulz. Následně pomocí fotonásobiče je prvotně slabý signál zesílen na hodnotu, kterou dokáže vyhodnocovací elektronika detektoru zpracovat. Poslední krok je samotné vyhodnocení signálu elektronikou detektoru.

Scintilační detektory používané v laboratoři ionizujícího záření

RadEye HEC

Jedná se o anorganický scintilační detektor tvořen dvěma fosforovými scintilátory. Detektor je opatřen zásuvkou, do které se vkládají vzorky o definovaných rozměrech. Detektor je určen na měření alfa a beta radiace. Rozsah měření aktivity je do 100 000 cps. Pozadí detektoru je pro beta kanál je <60 cpm a pro alfa kanál je to <3 cpm na pozadí 0,15 μ Sv/h od ^{137}Cs . Počítací čas lze nastavit v rozmezí 1 až 9999 sekund. Napětí na fotonásobiči je na první dynodě 100V na poslední 1400V.[23]

4.3.2.2 Čerenkovovi detektory

Čerenkovovi detektory využívají pro svoji činnost Čerenkovovo záření (dále jen č.z.). Toto záření vzniká tehdy, když je rychlost částic větší, než je fázová rychlost světla v prostředí, ve kterém částice letí. č. z. se šíří prostředím v podobě vlny, jejíž čelo svírá s osou dráhy částice úhel φ . Tyto vlny jsou prostorově symetrické vůči dráze částice, a proto má v prostoru čelo vlny č. z. tvar pláště kužele.

Pro úhel φ platí

$$\cos\varphi = \frac{c}{v \cdot n} \quad (4.11)$$

kde c je rychlost světla ve vakuu, v je rychlost částice, a n je index lomu, ve kterém částice letí. Jak vyplývá ze vztahu (4.11), měřením úhlu, který svírají vlnoplochy s dráhou částice lze vypočítat rychlost dané částice a tím i její energii a jestliže známe energii částice, jsme schopni provést spektrometrickou analýzu energetického spektra záření. Z toho plyne, že čerenkovovi detektory umí pracovat i jako **spektrometry**. Minimální rychlost částice, která je nutná pro vznik č. z. v prostředí s indexem lomu n je dána vztahem

$$v_{min} = \frac{c}{n} \quad (4.12)$$

Ze vztahu 4.12 plyne, že pro vznik ž. z. musí být splněna nerovnost

$$\frac{c}{n} \leq v_{min} \leq c \quad (4.13)$$

Minimální hodnota energie alfa částice nutná pro vznik č. z. v organickém sklu je 1,6 GeV pro protony je to 230 MeV a pro elektrony 0,175 MeV.[14] Jak je vidět energie nutná pro vznik č. z. je silně závislá hmotnosti částice, a tedy i na její rychlosti.

Princip funkce Čerenkovových detektorů

Pro detekci č. z. v materiálech se využívá stejně jako v scintilačních detektorech fotonásobič. Existují dva druhy čerenkovových detektorů a to **prahové** a **diferenciální**. Prahové detektory registrují pouze částici, která má větší energii než je energie potřebná pro vznik č. z., diferenciální detektory měří úhel mezi čelem vlny a dráhou částice a tím měří rychlost částice a tím její energii.

4.3.2.3 Polovodičové detektory

Polovodičové detektory využívají pro svíjí činnost vlastnosti polovodičových materiálů. To jsou materiály, které mají větší vodivost než dielektrické materiály ale zároveň menší než kovy. Pro polovodičové detektory se osvědčily materiály jako Ge, které díky svému velkému protonovému číslu $Z=32$, je vhodný pro detekci fotonů s vysokými energiemi, nebo Si s protonovým číslem 14 pro detekci fotonů s nízkými energiemi a pro detekci těžkých nabitých částic.

Polovodičový detektor je v podstatě polovodičová dioda zapojena v závěrném směru, na kterou je přivedeno napájecí napětí o hodnotě cca 1000 až 2000 V[1], to znamená, že v klidovém režimu kdy na detektor nedopadá žádné záření, obvodem neprochází elektrický proud. Napětí je omezeno průrazným napětím P-N přechodu uvnitř detektoru. Jakmile překročí intenzita elektrického pole hranici 10^7 V/m[14] dojde k průrazu přechodu a tím k destrukci detektoru. Průrazné napětí je individuální vlastností každého detektoru a nelze ho změřit bez destrukce detektoru. Maximální napětí, které lze na detektor přiložit, aniž by nedošlo k destrukci přechodu, se zjišťuje měřením V-A charakteristiky daného přechodu.

Polovodičové detektory rozdělujeme do několika skupin podle jejich struktury.

Detektory struktury n – p (p – n)

Tyto detektory využívají jednoduchý p-n nebo n-p přechod, který je tvořen Si krystalem s vysokým měrným odporem. Tento typ detektoru nevyžaduje chlazení, pracuje i za laboratorní teploty (20°C). Podle způsobu předopování přechodu rozeznáváme několik druhů detektorů

- **Difuzní detektory** se dopují pomocí vysokoteplotní difuze vhodných par, nejčastěji se využívají fosforové páry jako donorová příměs. Tloušťka difuze je v rozmezí 0,1 až 2 μm . V dnešní době se tato technologie už nevyužívá, nahradila ji iontová implementace.
- **Detektory s povrchovou bariérou** jsou tvořeny monokrystalem Si nejčastěji vodivosti typu n, na jehož povrchu je oxidací vytvořena tenká vrstva vodivosti typu p. Táto vrstva je ještě překryta velmi tenkou vrstvou Ag, která tvoří vstupní okénko detektoru. Plošná hmotnost této vrstvy zlata se pohybuje kolem hodnot 40 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$, to umožňuje detekci protonů s energií 70 keV a elektronu s energií >20 keV. Mezi hlavní nevýhody takového detektoru patří především, neodolnost vstupního okénka proti oderu (doteku), polopropustnost světla (detektor musí pracovat ve tmě) a polopropustnost plynů a par, které ovlivňují n – p přechod (detektor musí pracovat ve vakuu). Energetická rozlišovací schopnost detektoru s povrchovou bariérou s plochou okénka 25 mm^2 je pro alfa částice 12 keV pro elektrony 4 keV, pro detektory s větší aktivní plochou (450 mm^2) je to pro alfa částice 20 keV, pro elektrony 14 keV[14]. Určité zlepšení energetické rozlišovací schopnosti pro beta částice lze dosáhnout zchlazením bariérového přechodu detektoru. Rychlost náběžné hrany detektoru s tloušťkou řádu 0,1 mm je méně než 10 ns, z tohoto důvodu jsou polovodičové detektory vhodné pro časová měření.
- **Detektory vyrobené iontovou implementací** se vyrábí pomocí iontové implementace donorů nebo akceptorů do povrchu polovodiče urychlenými ionty nejčastěji P nebo B. Iontovou implementací lze vyrobit téměř dokonale strmý přechod mezi jednotlivými typy polovodičů. Porovnáním detektorů s povrchovou bariérou a detektorů vyrobených pomocí iontové implementace jsou detektory s iontovou implementací stabilnější, mají menší závěrný proud, tím roste jejich energetická rozlišovací schopnost pro beta částice a to jim umožňuje provádět spektroskopii fotonů s energií do 50 až 100 keV bez chlazení krystalu.

Detektory s jednoduchým přechodem našli svoje uplatnění ve spektroskopii nabitých částic, také našli uplatnění u časových měření. Z důvodu malé citlivosti na fotonové záření od radiačního pozadí je není potřeba před tímto zářením stínit. Velkou nevýhodou polovodičových detektorů oproti ionizačním komorám je jejich omezení maximální aktivní plochy cca 1000 mm^2 [14]. Polovodičové detektor s jednoduchým přechodem lze využít i na spektrometrii neutronů osvědčili se hlavně kvůli malým rozměrům, rychlosti odezvy a necitlivosti na fotonové záření.

Polovodičové detektory struktury p – i – n

Tyto detektory jsou tvořeny intrinsickým monokrystalem, který díky svým vlastnostem umožňuje provádět spektrometrii fotonového záření o vyšších energiích. Tyto detektory musí být chlazeny na teplotu kapalného dusíku (77 K) aby bylo dosaženo co nejmenší produkce tepelně stimulovaných děr a elektronů, pak proud v závěrném směru dosahuje hodnot 10^{-11}A [14]. Detektory p – i – n rozdělujeme podle tvaru do dvou skupin. První je koaxiální, jsou tvořeny Ge krystalem, napětí na takovém to detektoru se pohybuje v rozmezí hodnot 1,5 až 5 kV a používají

se ve spektroskopii vysoko energetického fotonového záření, druhý typ je planární, jehož napětí je v rozmezí 1,5 až 2,5 kV, jsou nejčastěji provedeny krystalem Si(Li) a jsou určeny na spektroskopii fotonového záření o energii maximálně 100 keV případně vysokoenergetický elektronů nebo štěpných trosk. Jsou známy dva způsoby jak provést realizaci *i* oblast polovodičového detektoru.

- **Detektory driftové Li**, u nichž je oblast *i* nahrazena kompensovaným polovodičem. Kompensovaný polovodič je takový v něm jsou elektrony donorů nahrazeny fixovanými akceptorovými příměsemi. Jako příměsi se používají atomy Li. Tloušťka Li vrstvy v Ge dosahuje hodnot 10 až 20 mm a účinný objem detektoru Ge(Li) je pak až 200 cm³. Velkou nevýhodou těchto detektorů je ten, že musí být neustále chlazeny na teplotu kapalného dusíku a to i v případě, že nejsou používány.
- **Detektory z čistého Ge – HPGe** se vyrábí ze super čistého Ge, které je použito místo kompensované vrstvi. Velkou výhodou těchto detektorů spočívá v tom, že nepotřebují chlazení, když nejsou používány. Tloušťka vstupního okénka u HPGe detektorů se pohybuje v rozmezí hodnot 300 až 600 μm[14].

Detektory se strukturou p – i – n se svojí dobou sběru nosiče 10^{-7} s/cm řadí k velmi vhodným na časová měření.

Princip funkce polovodičových detektorů

Jak již bylo popsáno výše, detektor je ve své podstatě tvořen diodou, na kterou je přivedeno napájecí napětí v závěrném směru. V klidovém režimu, kdy na detektor nedopadá žádné záření, nedochází ke tvorbě volných nosičů náboje a tím pádem nemůže obvodem protékat žádný proud. Jakmile je detektor vystaven ionizujícímu záření, nastane uvnitř přechodu proces, díky kterému vzniknou volné nosiče náboje (díry a elektrony). Ty jsou intenzivním elektrickým polem odtažovány k příslušným elektrodám a na výstupu se pak objeví elektrický impulz, který je roven energii, kterou ionizující záření v detektoru zanechalo. Energie nutná pro vznik jednoho páru elektron - díra je pro křemíkový detektor 3,55 eV, pro germaniový detektor je to 2,85 eV[30].

4.3.2.4 Speciální detektory

Mezi speciální detektory patří detektory Jiskrové a Mlžné komory. Jejichž využití lze najít jen ve speciálních aplikacích.

Jiskrové detektory

Jiskrové detektory jsou tvořeny dvěma elektrodami, které jsou umístěné ve vzduchu, elektrody jsou od sebe vzdáleny cca 2,5 mm. Na jednu elektrodu je přiveden potenciál země a na druhou je přivedeno vysoké napětí v řádu kV. Napětí je voleno tak aby bylo těsně pod hranicí průrazného napětí. Jakmile vletí ionizující částice do prostoru mezi elektrodami, nastane ionizace vzduchu mezi elektrodami, zvětší se vodivost vzduchu a přeskočí výboj, který lze opticky detekovat. Z výše popsaného je jasné, že jiskrové detektory nepodávají informaci o energetickém spektru ionizujících částic, ale pouze registrují jejich přítomnost.

Mlžné komory

Mlžné komory slouží k zobrazení dráhy ionizující částice. Mlžná komora je tvořena skleněným válcem nebo obdélníkem, ve kterém je nejčastěji vzduch a nasycené alkoholové páry. Existují dva druhy mlžných komor. První je Wilsnova komora, která je tvořena skleněným válcem a pístem, díky kterému je možno v komoře rychle měnit tlak plynu. Díky rychlé změně

tlaku dojde k poklesu teploty uvnitř válce a alkoholové páry uvnitř válce přejdou do stavu přesycených par, jakmile vletí do pracovního prostoru mlžné komory ionizující částice právě v době, kdy jsou páry v přesyceném stavu, nastane kondenzace těchto par na iontových částicích, které zanechala po sobě ionizující částice a tím se zobrazí dráha ionizujících částic uvnitř komory. Nevýhoda Wilsnových komor spočívá v tom, že je nutné pořád cyklicky opakovat proces vytváření přesycených par. Tento problém vyřešili **difuzní** mlžné komory. Ty pracují s teplotním gradientem, kde horní část komory je ohřívána a spodní část komory je chlazena. Alkoholové páry tak difundují z horní části do části dolní a v určitém pásmu komory vznikne pásmo přesycených par, kde můžou kondenzovat kapičky alkoholu na iontech. Tyto komory pracují v kontinuálním režimu.

5 NÁVRH LABORATORNÍCH ÚLOH

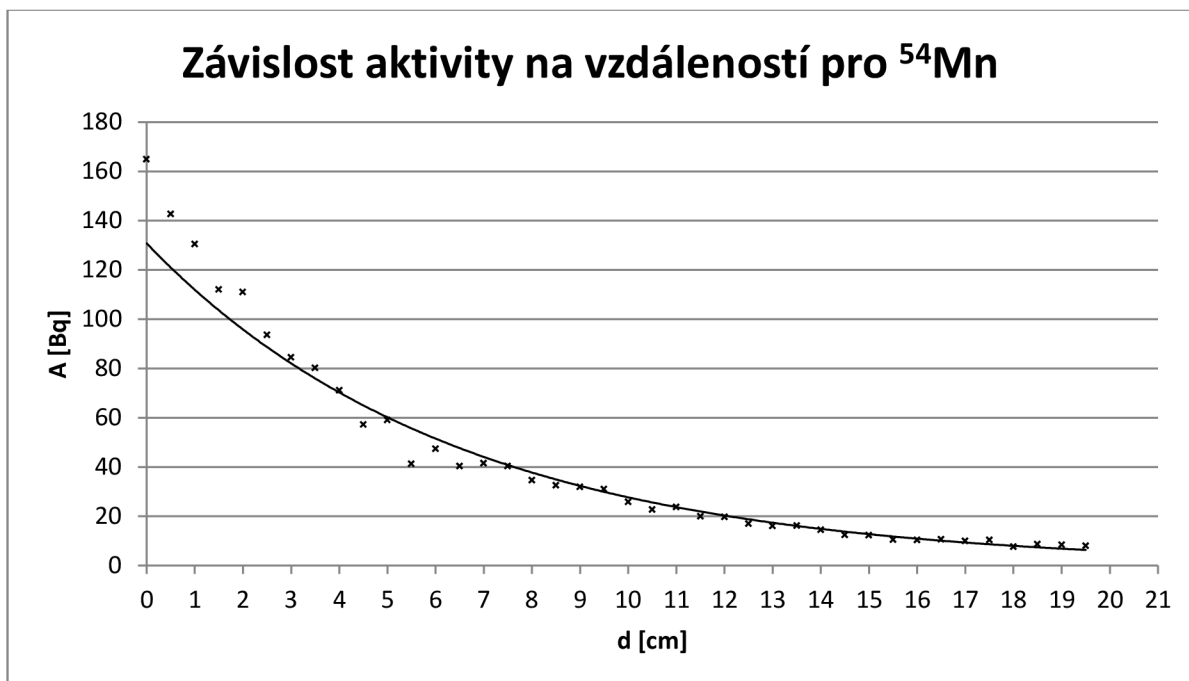
V rámci práce byly vytvořené 4 jednoduché úlohy, které mají za úkol studentům objasnit problematiku ionizujícího záření, a to s jakými druhy ionizujícího záření se lze v běžném životě setkat, a jak se lze před ionizujícím zářením chránit. Obecně se lze před ionizujícím zářením chránit třemi různými způsoby, a to buď vzdáleností tzn., že se dostatečně vzdálíme od zdroje IZ. V případě, že zdroje IZ jsou silné a ruční manipulace nebo manipulace pomocí dálkových manipulátorů by byla příliš obtížná, využívá se ochrana stíněním. Další způsob ochrany před IZ je čas, to znamená, že počkáme, až se daný zdroj IZ přemění na stabilní prvky, které už nepředstavují nebezpečí, nebo zajistíme kratší dobu expozice.

5.1 Závislost aktivity na vzdálenosti od zdroje ionizujícího záření

Tahle úloha má studentům objasnit první způsob ochrany před účinky ionizujícího záření, a to ochrana **vzdáleností**.

Studenti změří aktivitu předložených bodových zářičů (^{109}Cd , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co) v závislosti na vzdálenosti. Měření aktivity v této úloze se provádí detektorem FH-40 G-X se scintilační sondou FHZ-742. Na detektoru se zobrazují hodnoty v cps, jelikož detektor měří po vteřinách výsledná hodnota aktivity je v Becquerelech. Uspořádání úlohy je takové, že měřicí sonda je pevně uchycena vespod měřicí aparatury a bodový zářič je umístěn na pohyblivém rameni, se kterým lze lehce nastavovat požadovanou vzdálenost od sondy.

Studenti postupně změří 42 hodnot s tím, že první hodnota bude co nejbliž měřicí sondě a postupně s krokem 0,5 cm se budou od sondy vzdalovat. Pro každý krok studenti změří 5 hodnot, které se následně zprůměrují, aby se zmenšila chyba způsobená fluktuacemi záření. Ze získaných hodnot pak vytvoří graf závislosti aktivity na vzdálenosti $A = f(d)$. Výsledný graf pak bude mít tvar, jak je zobrazeno na obr. 5.1



Obr. 5.1 Graf závislosti aktivity na vzdálenosti pro ^{54}Mn

Jak je vidět z grafu, aktivita zářiče exponenciálně klesá se vzdáleností od zdroje záření. Z toho je patrné, že čím dále se budeme od zdroje záření nacházet, tím méně nás bude ionizující záření z daného zdroje ohrožovat.

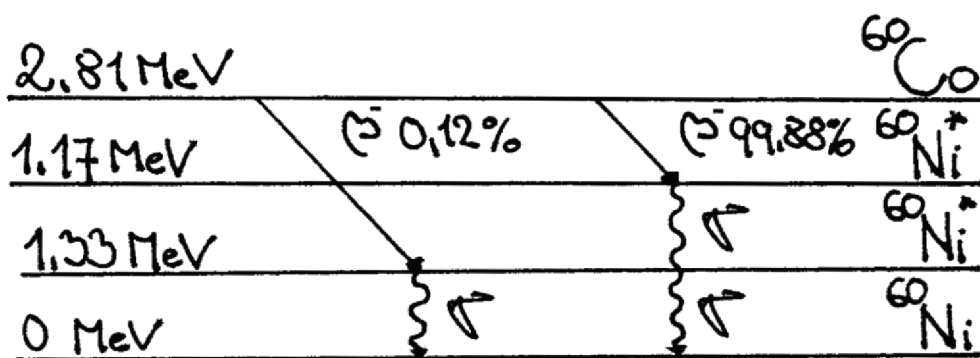
V úloze studenti změní i detekční účinnost dané sondy. Jelikož vyzařovací úhel pro bodové zářiče je roven 4π . Sonda není schopna měřit v prostorovém úhlu 4π , ale jenom v úhlu o něco menší než 2π , proto u měření dojde ke ztrátě přibližně 50% signálu. Měření detekční účinnosti se provede se stejnými radionuklidy jako měření předchozí. Bodový zářič je vložen do speciálního držáku a měřící sonda se na něj položí tak aby pokryla co největší vyzařovací plochu. Studenti změní 4 hodnoty pro každý radionuklid a pak následně dopočítají detekční účinnost sondy, kdyby byla schopná obklopit celý bodový zářič.

Detekční účinnosti pro jednotlivé radionuklidy jsou v tabulce

Tab. 5.1 Detekční účinnost sondy FHZ 742 pro jednotlivé radionuklidy

Radionuklid		Měřený úhel 2π [cps]	Dopočtený úhel 4π [cps]	Aktivita ke dni mereni [Bq]	Účinnost detekce [%]
Značka	Energie [keV]				
^{60}Co	1173,2 a 1332,5	202	404	8827,98	4,57
^{137}Cs	661,6	198	396	15817,86	2,50
^{109}Cd	88,04	5908	11816	203578,2	5,8
^{54}Mn	834,8	332,3	664,6	40570,1	1,63

Jak lze vidět v tab. 5.1 detekční účinnost pro ^{60}Co je 4,57 %, což je v rozporu s teorií popsanou v kapitolách víš, že u zářičů s vyšší energií vyzařovaných částic nemůže být větší detekční účinnost, než zářičů, které vyzařují částice s menší energií. Tento jev je způsoben tím, že při přeměně ^{60}Co dochází na jeden rozpad k emisi dvou částic viz obr. 5.2.



Obr. 5.2 Přeměnové schéma cobaltu [31]

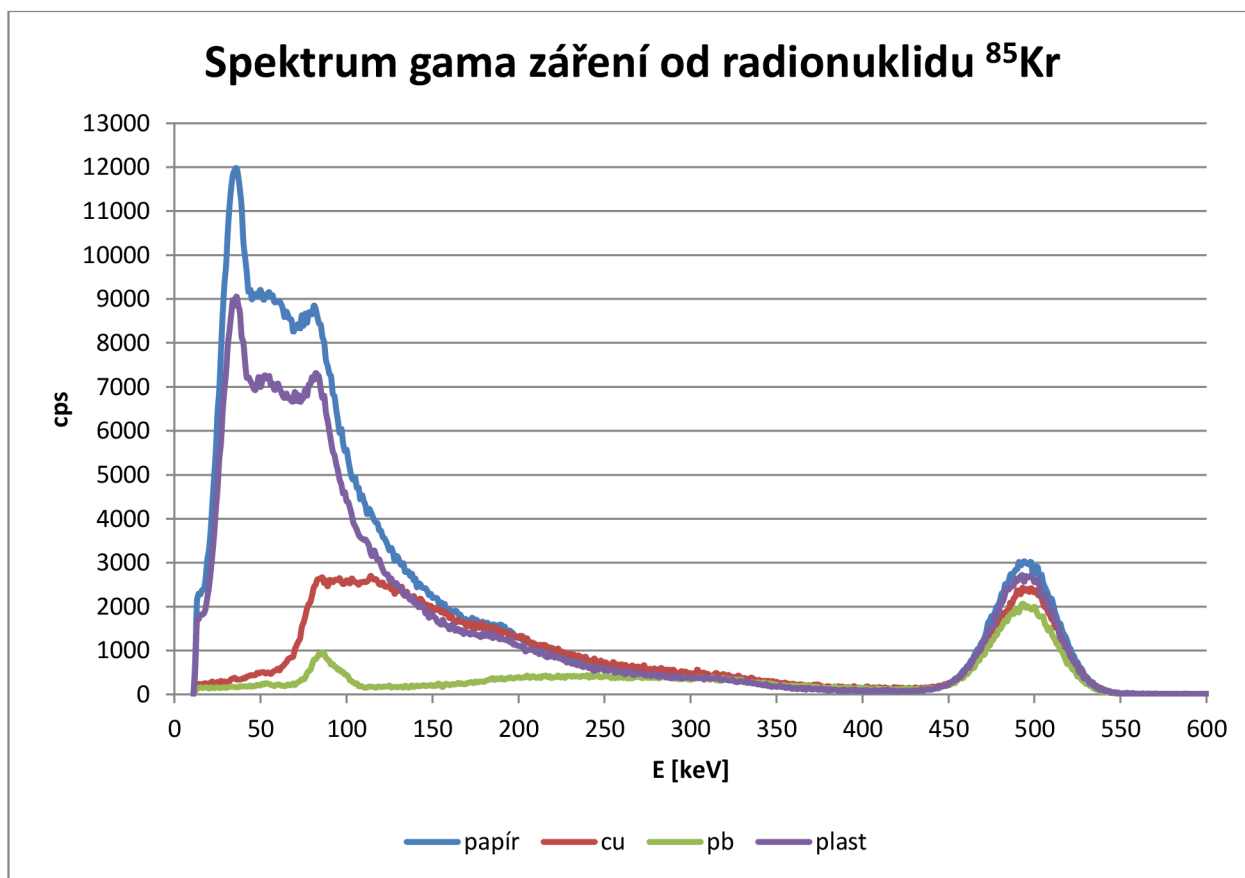
Tyto částice pak přístroj může vyhodnotit jako dva rozpady a tím dochází k navyšování detekční účinnosti.

Z této úlohy by jsi studenti měli odnést to, že zvětšující se vzdáleností od zdroje záření jeho aktivita klesá až na hodnotu radiačního pozadí.

K úloze je v přílohách přiložený návod s teoretickým rozбором dané problematiky, postupem měření a se základními parametry měřených radionuklidů důležitých pro měření, taky je přiložen vzorový protokol s připravenými tabulkami pro zápis měřených hodnot.

5.2 Stínění ionizujícího záření

Úloha je zaměřená na druhý způsob ochrany před ionizujícím zářením, na stínění ionizujícího záření. Studenti v této úloze budou pracovat s absorpčním zákonem. Stínění se používá tam, kde nelze použít (nebo je nedostatečná) ochrana vzdáleností. Velkou roly ve stínění ionizujícího záření hraje to, jaký druh ionizujícího záření je nutno stínit a jakých energií dané záření dosahuje. V první části úlohy si studenti vyzkouší, jak lze stínit beta záření od radionuklidu ^{85}Kr . Změří dávkový příkon před stínicí bariérou, pak vloží mezi zářič a detektor bariéru a znovu změří dávkový příkon, který prošel skrz bariéru. Jako stínicí bariéry jsou použity materiály jako plast, olovo a měď a jejich různé kombinace. Na této úloze si mají studenti ověřit, že stínit beta záření materiálem s větším protonovým číslem není vhodné.



Obr. 5.3 Spektrum gama záření od radionuklidu ^{85}Kr

Je důvodu, že v materiálech s větším protonovým číslem se tvoří brzdné záření a při malých tloušťkách stínících bariér je toto záření emitováno do okolí a může způsobovat nežádoucí ionizaci, viz obr. 5.3.

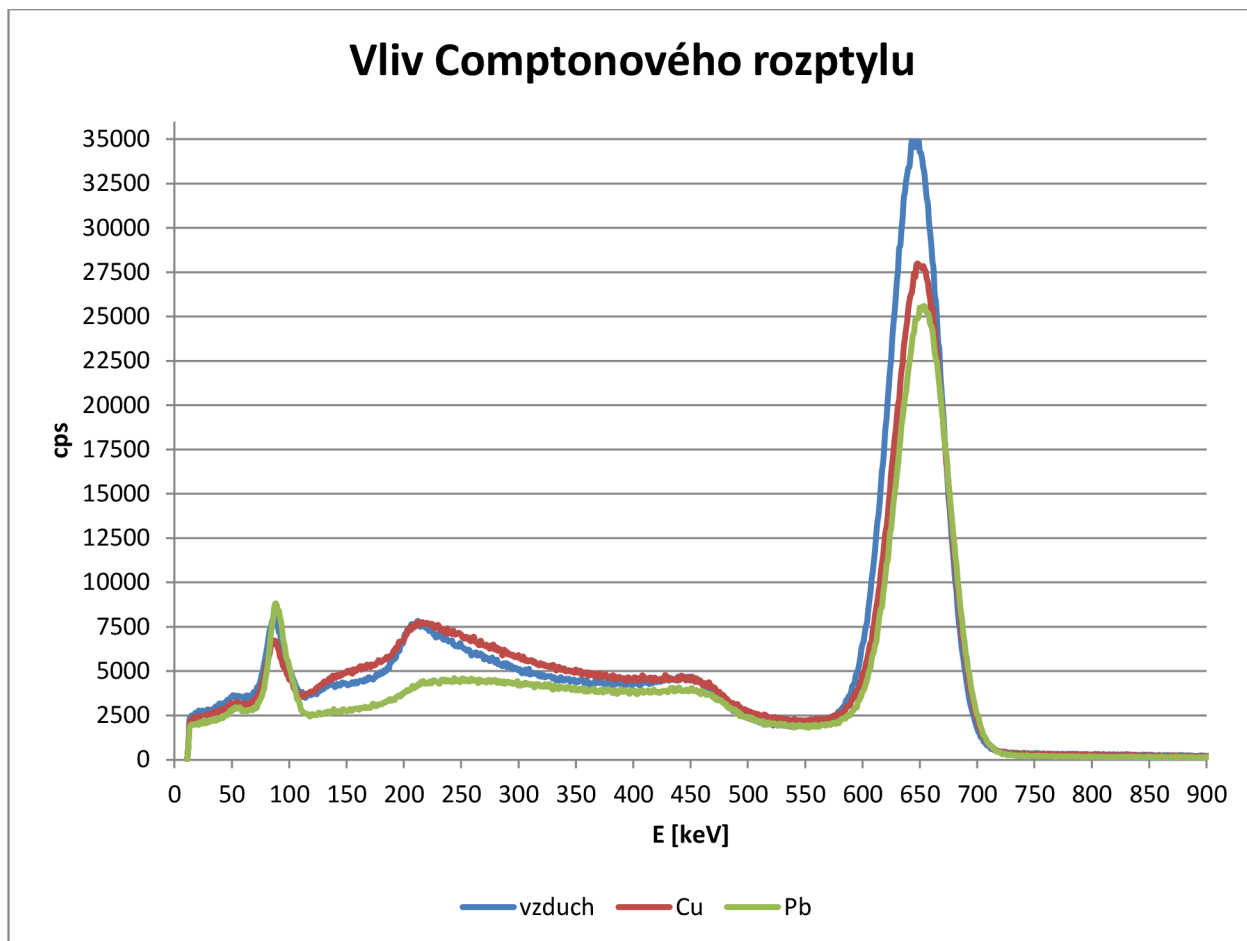
Tab. 5.2 Změřené hodnoty dávkového příkonu od ^{85}Kr

^{85}Kr	Vzduch	Plast	Cu	Pb
Dávkový příkon [$\mu\text{Sv/h}$]	29750	3,5	4,0	6,0

Ze získaných hodnot pak studenti vypočítají lineární součinitel zeslabení a polotloušťku pro jednotlivé materiály.

V druhé části si studenti změní vliv širokého a úzkého svazku záření s radionuklidem ^{137}Cs . Nejdříve studenti změní dávkový příkon, když bude stínicí bariéra u detektoru a následně když

bude stínící bariéra u zářiče. Z naměřených výsledků by mělo být patrné, že když bude bariéra u detektoru, detektor zaznamená menší dávkový příkon, než když bude stínící bariéra u záření. To je způsobeno právě rozptylem záření na atomech bariéry. Na obr. 5.2 je vidět vliv Comptonového rozptylu pro jednotlivé stínící bariéry. Pro měď je v rozmezí energií od 125 keV do 420 keV vidět je mírný nárůst aktivity způsobený Comptonovým rozptylem. Pro olovo je menší nárůst v okolí hodnoty 80 keV, proti hodnotě bez stínění a výraznější nárůst proti hodnotě kdy je jako stínění použita měď.



Obr. 5.4 Vliv Comptonového rozptylu pro jednotlivé materiály

Tab. 5.3 Hodnoty dávkového příkonu od ^{137}Cs

^{137}Cs	Vzduch	Plast	Cu	Pb
Dávkový příkon [$\mu\text{Sv/h}$]	29,36	23,42	19,68	26,38

V tabulce jsou vidět hodnoty dávkového příkonu za různými stínícími materiály. Z hodnot je patrné, že na materiálech s větším protonovým číslem se uplatňuje vliv Comptonového rozptylu.

K měření bude použit G-M detektor RadEye B20-ER.

Z této úlohy by jsi studenti měli odnést to, že beta záření je lepší stínit materiálem s menším protonovým číslem a, že u stínění gama záření materiálem s malou tloušťkou, je z takového materiálu emitováno brzdné záření, které může způsobovat nežádoucí ionizaci okolního prostředí.

Další věc co by jsi studenti měli odnést z této úlohy je ta, že na stínění gama záření je nutné použít takové materiály, takových tlouštěk, ze kterých nebude emitováno rozptýlené záření.

Opět je v příloze připraven teoretický rozbor dané problematiky i s postupem měření, také je připravený vzorový protokol s tabulkami pro zápis měřených hodnot.

5.3 Radioaktivita

Úloha je zaměřená na třetí způsob ochrany před ionizujícím zářením, a to časem. Studenti dostanou pár radionuklidů, u kterých změří aktivitu a následně pak spočítají, za jakou dobu poklesne aktivita daných radionuklidů na 10% aktuální hodnoty. Získané hodnoty pak zobrazí v grafické závislosti aktivity na čase $A = f(t)$. Dále spočítají, jakou dávku by obdrželi od daných radionuklidů, kdyby dané radionuklidy spolply. Táto část úlohy je zaměřená na aplikaci rozpadového zákona a na práci s ním. Studenti dále změří aktivitu předložených předmětů, se kterými se lze setkat v běžném životě, aby měli představu, že i v běžném životě lze nalézt radioaktivní předměty.

K měření této úlohy bude použit G-M detektor RadEye B20-ER.

Tab. 5.4 Změřená aktivita radioaktivních předmětů

Předmět	Aktivita [Bq]	Ekvivalentní dávka [μ Sv/h]
Ciferník	5600	890
Thoriová punčoška	250	50
Kámen Příbramy	670	670
Thoriové elektrody	15,6	3,13
Kámen z Dolní Rožínky	30	6,5

5.4 Měření vodivosti kapalin

Voda patří v současnosti k jednomu ze základních kamenů jaderných elektráren. Parametry vody, jako je čistota, chemické složení, teplota atd. jsou sledovány a pro danou aplikaci zpravidla i přísně limitovány. Například v primárním okruhu jsou velmi přísné nároky na kvalitu vody a je zde použita demineralizovaná voda. Naopak pro vodu použitou v kondenzátoru jsou již nároky na relativně nízké. Jelikož se často ve spojitosti s primární okruhem mluví o kvalitě vody, je tato úloha zaměřena na to, aby studentům přiblížila základní metodu měření čistoty vody pomocí měření vodivosti. Měření bude provedeno na čtyřech základních kapalinách, a to na destilované vodě čerstvé a staré (zkažené), na těžké vodě a na vodě z kohoutku plus si můžou studenti změřit vodivost vlastní vody na pití (minerálky a podobně). Demineralizovaná voda měřena nebude, neboť se na pracovišti ÚEEN nevyskytuje, při skladování dochází k její rychlé degradaci (znečištění) a její obstarání je značně finančně nákladné. Z výsledných hodnot rozhodnou a identifikují předložené druhy kapalin a hodnoty porovnájí s hodnotami kapalin používanými v jaderné elektrárně.

Tab. 5.5 Změřené hodnoty vodivosti dostupných kapalin

Kapalina	Těžká voda	Destilovaná voda-čerstvá	Voda z vodovodu	Destilovaná voda-zkažená	Vlastní voda
Vodivost [μ S/cm]	0,73	11,1	496	48	613

6 ZÁVĚR

Hlavní cíl této práce byl seznámit studenty FEKTu s problematikou ionizujícího záření. Její přínos spočívá v rozšíření praktické laboratorní výuky a v demonstraci základních principů ochrany před účinky ionizujícího záření. Zároveň bylo optimalizováno použití měřících přístrojů tak, aby demonstrace základních fyzikálních jevů byla co nejnázornější a poskytovala maximální přidanou hodnotu k teoreticky zaměřeným numerickým cvičením přednáškám.

Teoretická část práce popisuje jednotlivé druhy ionizujícího záření, způsoby jeho interakce s látkovým prostředím. Jsou popsány jednotlivé fyzikální zákony, které popisují ionizující záření a k nim jsou popsány jednotlivé veličiny, které charakterizují jak zdroje ionizujícího záření, tak i veličiny, které charakterizují účinky ionizujícího záření na živý organismus. V dalších kapitolách jsou rozebrány jednotlivé druhy detektorů ionizujícího záření, které jsou rozříděny do kapitol podle principu jejich činnosti.

Praktická část se zabývá prezentováním základní poznatku z oblasti ionizujícího záření studentům pomocí jednoduchých laboratorních úloh. Byly vytvořeny čtyři laboratorní úlohy, tři týkající se ionizujícího záření a čtvrtá zaměřená na určení kvality vody.

Při měření závislosti akivity na vzdálenosti pro ^{54}Mn bylo zjištěno, že pomocí laboratorního zdroje a měřícího přístroje FH-40 G-X a sondy FHZ 742 lze velmi dobře demonstrovat tuto závislost. Pro stanovení účinnosti měřící sondy byly použity Cs, Cd a Mn monoenergetické zářiče, které velmi dobře demonstrují závislost detekce na energii ionizujícího záření. Z tab. 5.1 lze vidět, že účinnost detekce ^{60}Co je vyšší, než účinnost ostatních monoenergetických zdrojů, i když gama záření poskytované ^{60}Co má vyšší energii než monoenergetické zářiče. Tento jev lze vysvětlit pomocí přeměnového schématu ^{60}Co na obr. 5.2. Při jedné přeměně ^{60}Co dochází ke generování dvou gama částic a vysoké energii, které mohou být detekovány měřícím přístrojem, což uměle zvyšuje detekční účinnost měřícího přístroje až na 4,57 %.

Úloha zaměřená na stínící materiály z plastu, mědi a olova a výpočet lineárního absorpčního koeficientu byla zpracována pomocí dvou různých měřících přístrojů. Geiger-Müllerův detektor při měření poskytl informace, které zdánlivě odporují zavedené praxi, a to že těžší materiály, jako olovo, mají nižší stínící účinnost, viz tab. 5.2. Pro vysvětlení tohoto jevu byla provedena podrobnější analýza pomocí NaI (:Tl) gama spektrometru. V případě ^{85}Kr lze na obr. 5.3 pozorovat, že plast pouze stíní spektrum generované ^{85}Kr , avšak měď a olovo již mění parametry spektra. Elektrony vylétávající ze zářiče se na těžších prvcích brzdí a generují tak měkčí brzděné gamazáření. Nesoulad teoretických předpokladů a měření na G-M detektoru a gamaspektrometru je pravděpodobně způsoben vnitřním přepočtem a konverzí měřeného signálu na dávkový příkon.

Obdobné chování lze pozorovat i v případě měření se zářičem ^{137}Cs . Zde však spektrum není změněno díky brzděnému záření, ale kvůli Comptonovu rozptylu gama záření generovaného při přeměně ^{137}Cs . Pro demonstraci stínění a názornost vzniku brzděného záření bude tedy optimální použití gamaspektrometru NaI (:Tl). Změny spektra záření lze pozorovat na obr. 5.4.

Třetí úloha je zaměřena na procvičení a demonstraci výpočtů spojených s rozpadovým zákonem a měřením aktivity radionuklidů. Pro demonstraci výpočtů rozpadového zákona budou použity různé kalibrační zářiče nacházející se v laboratoři. Pro demonstraci přítomnosti radioaktivních materiálů v běžně dostupných materiálech byly zvoleny letecký ciferník natřený radiovou barvou, thoriová plynová punčoška, svářecí elektrody s příměsí thoria a kameny z Příbrami a Dolní Rožínky s malým obsahem uranu. Z těchto předložených materiálů má nejvyšší aktivitu letecký

ciferník – 5600 Bq. Z přírodních zdrojů ionizujícího záření byla nejvyšší aktivita naměřena u kamene z Příbrami.

Poslední část práce se věnuje měření vodivosti kapalin pomocí měřiče vodivosti. Pro demonstraci byly zvoleny obyčejná voda z vodovodního řádu, čerstvě destilovaná voda, degradovaná destilovaná voda a těžká voda. Měřením bylo ověřeno, že vodivost vody z vodovodního řádu je řádově vyšší, než vodivost destilované vody, a to $496 \mu\text{S}/\text{cm}$. Tato vodivost se ovšem může měnit v závislosti na odběru vody – po několika hodinovém setrvání v řádu se může její vodivost ve školním vodovodním řádu měnit od $300 - 500 \mu\text{S}/\text{cm}$. Při měření destilované vody lze z tab. 5.5 pozorovat změnu vodivosti u čerstvě destilované a degradované destilované vody. Změna se pohybuje v řádu desítek $\mu\text{S}/\text{cm}$. V laboratoři je k dispozici vzorek těžké vody, který je již silně degradován a není vhodný pro neutronové experimenty s čistou těžkou vodou, ale pro měření a demonstraci vodivosti je stále vyhovující. Měřením tohoto vzorku bylo zjištěno, že její vodivost je velmi malá – $0,73 \mu\text{S}/\text{cm}$ a je porovnatelná s vodivostí demineralizované vody.

Dalším výstupem práce je soubor testových otázek, které slouží k ověření přípravy studentů na dané měření.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] ULLMANN, Vojtěch. *Astro Nukl Fyzika : Jaderná fyzika - Astrofyzika - Kosmologie - Filosofie* - [online]. Ostrava [cit. 2017-03-01]. Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/Fyzika-NuklMed.htm>
- [2] JANDL, Jaromír a Ivo PETR. *Populární přednášky o fyzice: Ionizující záření v životním prostředí*. 33. Praha: SNTL, 1988.
- [3] REICH, Jaroslav a Martin VŠETIČKA. Aktivita zářiče a rozpadový zákon. *Encyklopedie fyziky* [online]. 2017 [cit. 2017-04-20]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/807-aktivita-zarice-a-rozpadovy-zakon>
- [4] DARMOVÁ, Vilibalda. *Ionizující a neionizující žiarenie*. Brno: Tribun EU, 2009. Librix.eu. ISBN 978-80-7399-814-1.
- [5] *Dosah alfa částic v látce* [online]. [cit. 2017-03-15]. Dostupné z: https://praktikum.fjfi.cvut.cz/pluginfile.php/5913/mod_resource/content/1/Alfa-dosah.pdf
- [6] ŠVEC, Jiří. *Radioaktivita a ionizující záření: Doplnující učební text pro předmět Bakalářská fyzika, Aplikovaná fyzika, Ochrana před zářením* [online]. Ostrava, 2005 [cit. 2017-04-05]. Dostupné z: <https://www.fbi.vsb.cz/export/sites/fbi/050/.content/sys-cs/resource/PDF/studijni-materialy/zareni.pdf>
- [7] KROUPA, Martin. *Jaderná, subjaderná a atomová fyzika: Neutrony, interakce neutronů s prostředím* [online]. In: 2002 [cit. 2017-04-13]. Dostupné z: <http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Svadlenkova/Neutrony.pdf>
- [8] RSSC RADIATION PROTECTION. : *Radiation protection* [online]. 2011 [cit. 2017-05-22]. Dostupné z: http://webfiles.ehs.ufl.edu/rssc_radiation_protection.pdf
- [9] *Klinika nukleární medicíny: Interakce rentgenového a gama záření s prostředím. Klinika nukleární medicíny* [online]. [cit. 2017-04-13]. Dostupné z: 1url.cz/htjsn
- [10] HOLÁ, Oľga a Karol HOLÝ. *Radiačná ochrana: ionizujúce žiarenie, jeho účinky a ochrana pred ionizujúcim žiarením*. Bratislava: Nakladateľstvo STU, 2010. Edícia vysokoškolských učebníc. ISBN 978-80-227-3240-6.
- [11] *Nuclear Forensic Search Project: Nuclear Forensics: A Scientific Search Problem* [online]. [cit. 2017-04-26]. Dostupné z: <http://metadata.berkeley.edu/nuclear-forensics/Decay%20Chains.html>
- [12] SAJDL, Petr. *Detektory záření* [online]. (15) [cit. 2017-05-06]. Dostupné z: 1url.cz/wtkVg
- [13] BYRNE, J. *An Overview of Neutron Decay* [online]. Brighton [cit. 2017-05-02]. Dostupné z: http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/ckm_byrne.pdf
- [14] GERNDT, Josef. *Detektory ionizujícího záření*. Dot. 1. vyd. Praha: České vysoké učení technické, 1996. ISBN 80-010-1229-8.
- [15] THERMO SCIENTIFIC. *Multi-Purpose Survey Meter: RadEye B20-ER* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: http://www.spektrum.hu/RadEye_B20-e-V1_0_A4.pdf

- [16] RADOS. *Multi-Purpose Survey Meter: RDS-31 S/R* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: http://www.laurussystems.com/Service/RDS_31_MANUAL.pdf
- [17] MIRION TECHNOLOGIES. *External Probes for RDS-31S/R: GMP-11-3* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: http://www.pacific-tec.sg/previews/pdf/GMP11-3_15-3_EN_B%20Spec%20Sheet.pdf
- [18] RADOS. *External Probes: GMP-15 Beta probe* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: <http://www.gammadata.se/products/radiation-detection/accessories-radiation-detection/gmp-15/>
- [19] LAURUS SYSTEMS. *External Gamma Probes: GMP-12-3 Gama* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: http://www.laurussystems.com/products/products_pdf/LS-GMP-12-3-12H-3-12L-3-Radiation-Probe.pdf
- [20] LAURUS SYSTEMS. *Contamination Monitor: Tracerco T401* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: http://www.laurussystems.com/products/products_pdf/LS-T401-Contamination-Monitor.pdf
- [21] ŠILAR, Josef. *Pokroky matematiky, fyziky a astronomie: Přemýšlení u Prahy - Scintilační detektory* [online]. 1960, (5) [cit. 2017-04-28]. Dostupné z: http://dml.cz/bitstream/handle/10338.dmlcz/137066/PokrokyMFA_05-1960-1_7.pdf
- [22] KREJČÍ, Vladimír. *Scintilační detektory* [online]. 2002 [cit. 2017-04-18]. Dostupné z: <http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Svadlenkova/Scintilacni%20detektory.pdf>
- [23] THERMO SCIENTIFIC. *Product Specifications: RadEye HEC* [online]. [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: http://www.envsafe-web.com/user_data/img/pdf/thermo-radeyeHEC-datasheet.pdf
- [24] *WWW Table of Radioactive Isotopes: Nuclide search* [online]. Berkeley [cit. 2017-05-05]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp>
- [25] BÁTĚK, D. *Paliva jaderných reaktorů a palivový cyklus*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2010. 57s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Hugo Šen.
- [26] 422/2016 SB. *Vyhláška o radiační ochraně a zabezpečení radionuklidového zdroje*. 117. 2016.
- [27] MCGINNIS, Ray. *Shielding Equations and Buildup Factors Explained* [online]. [cit. 2017-04-30]. Dostupné z: <http://www.radprocalculator.com/Files/ShieldingandBuildup.pdf>
- [28] Kuspa, John Paul, "Calculation of buildup factors for multilayer slab shields using the Monte Carlo method" (1972). *Masters Theses*. 5114. Dostupné z: http://scholarsmine.mst.edu/masters_theses/5114
- [29] RAM, Nathu, I S SUNDARA RAO a M K MEHTA. Mass absorption coefficients and range of beta particles in Be, Al, Cu, Ag and Pb. *Pramana* [online]. 1982, 18(2), 121-126 [cit. 2017-05-26]. DOI: 10.1007/BF02847981. ISSN 0304-4289. Dostupné z: <http://link.springer.com/10.1007/BF02847981>
- [30] HALL, G. *Semiconductor particle tracking detectors* [online]. 1994 [cit. 2017-06-02]. Dostupné z: https://www.psi.ch/lmu/DevPsdEN/semicond_detect_review.pdf
- [31] *PHYSICS* [online]. In: . [cit. 2017-06-05]. Dostupné z: <https://physics.stackexchange.com/questions/321240/why-do-gm-detectors-do-not-pick-up-betas-from-co-60-nuclide>

PŘÍLOHY

ZÁVISLOST AKTIVITY NA VZDÁLENOSTI OD ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

ZADÁNÍ

Změřte aktivitu ionizujícího záření v závislosti na vzdálenosti od zdroje záření. Měření proveďte pro radionuklidy ^{109}Cd , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co . Vypočítejte detekční účinnost sondy pro jednotlivé radionuklidy. Sestrojte graf aktivity v závislosti na vzdálenosti od zdroje záření $A = f(d)$.

TEORETICKÝ ÚVOD

Ionizující záření se vyskytuje všude kolem nás. Dopadá na nás v podobě kosmického záření z vesmíru, vstřebáváme jí ze svého okolí od primordiálních radionuklidů. Toto záření, kterému jsme po celou dobu života vystaveni, se nazývá Radiační pozadí. Vyskytuje se všude na planetě, nejde se před ním schovat, je silně závislé na geografické poloze. Na druhou stranu jsme pořád vystavováni ionizujícímu záření i od jiných zdrojů. Největší podíl na to mají různé medicínské zařízení (RTG, CT, PET) nebo různá výzkumná pracoviště. Tyhle zdroje lze považovat za centralizované a lze se vyhnout jejich účinkům na organismus. Existují různé způsoby jak se chránit před vlivem ionizujícího záření na organismus. V této úloze bude předvedena ochrana vzdáleností. Je známo, že aktivita zdroje klesá s druhou mocninou vzdálenosti podle vzorce

$$A(d) = \frac{A_{akt}}{d^2} \quad (6.1)$$

kde A_{akt} je aktivita zdroje k datu měření, d je vzdálenost od zdroje záření a A je aktivita v závislosti na vzdálenosti. Jelikož je vše vystaveno i radiačnímu pozadí je nutné toto radiační pozadí odečíst od měřených hodnot abychom dostali čistě aktivitu zářiče, vztah 1.1 se upraví do tvaru

$$A(d) = \frac{A_{akt}}{d^2} - C \quad (6.2)$$

kde C je hodnota radiačního pozadí v místě měření. Za určitých podmínek lze vliv radiačního pozadí zanedbávat, a to když je aktivita měřeného radionuklidu mnohonásobně větší než ne aktivita radiačního pozadí.

Aktivita je definována jako střední počet radioaktivních přeměn dN za jednotku času dt

$$A = \frac{dN}{dt} \quad (6.3)$$

a její jednotka je Becquerel [Bq].

Pro úbytek radionuklidů dN za dobu dt platí vztah

$$dN = -\lambda N dt \quad (6.4)$$

integrací vztahu 1.4 dostaneme rozpadový zákon, který má tvar

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (6.5)$$

Kde $N(t)$ je počet radionuklidů v čase t , N_0 je počáteční stav radionuklidů a λ je přeměnová konstanta. Jelikož je přeměnová konstanta nic neříkající číslo zavedl se pojem poločas přeměny, který je definován

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (6.6)$$

Poločas přeměny udává, za jakou dobu se rozpadne polovina jader obsažených v daném radionuklidu.

Jako zdroje ionizujícího záření budou použity laboratorní zářiče typu EG, ty lze považovat za bodové zdroje ionizujícího záření z čehož vyplývá, že vyzařovací úhel bude roven 4π – částice jsou vyzařovány do prostoru celé koule. Detektor použit pro měření ale není schopen obklopit celý zářič. Tudíž dojde ke ztrátě části signálu. Porovnáním změřené aktivity a aktivity zářiče můžeme určit účinnost detekce použitého detektoru.

$$\eta_d = \frac{A_{\text{měř}}}{A_{\text{akt}}} * 100 \quad (6.7)$$


PODKLADY PRO MĚŘENÍ

Tab. 0.1 Základní parametry měřených radionuklidů

Zářič	poločas rozpadu [dny]	energie emitovaných částic [keV]	Aktivita zářiče ke dni 1.2.2015 [kBq]
^{109}Cd	462,2	88,04	671,7
^{137}Cs	11019	661,657	16,63
^{54}Mn	312,3	834,848	237,4
^{60}Co	1925,4	1173,237 1332,501	11,48

POSTUP MĚŘENÍ

- 1) Zkontrolujte pracoviště, zda nic nechybí a vše je zapojeno
- 2) **Pro manipulaci se zářičem používejte pinzetu!!!! V žádném případě nepoužívejte ruce.**
- 3) Změřte hodnotu radiačního pozadí (minimálně 5 hodnot a pak zprůměrovat)
- 4) Vložte zářič do stojanu
- 5) **OPATRNE** se přiblížte zářičem co nejbliž sondě
- 6) Odečíst hodnotu aktivity v minimální vzdálenosti od sondy a pak pokračovat s krokem 0,5cm nahoru až do maximální vzdálenosti
- 7) Na každém stupni odečíst alespoň 5 hodnot a pak zprůměrovat
- 8) Po dokončení měření odložit zářič a uskladnit za stínicí bariéru
- 9) Kroky 4 až 6 opakovat pro další zářič
- 10) Pro měření účinnosti detekce sondy vložte zářič do nástavce
- 11) Sondu **OPATRNE** položte na nástavec se zářičem
- 12) Odečtete alespoň 10 hodnot, které následně zprůměrujte
- 13) Krok 10 až 12 opakovat pro další zářič
- 14) Po dokončení měření zakryjte sondu krytem
- 15) Sestrojte graf závislosti aktivity na vzdálenosti od zdroje pro všechny zářiče $A = f(d)$
- 16) Vypočítejte detekční účinnost sondy pro všechny radionuklidy
- 17) V závěru okomentujte dosažené výsledky

 VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ	Předmět:					
	Jméno:					
	Ročník:		Měřeno dne:		Pracoviště:	
Spolupracovali:						
Název úlohy:	Závislost aktivity na vzdálenosti od zdroje ionizujícího záření					

ZADÁNÍ

Změřte aktivitu ionizujícího záření v závislosti na vzdálenosti od zdroje záření. Měření proveďte pro radionuklidy ^{109}Cd , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co . Vypočítejte detekční účinnost sondy pro jednotlivé radionuklidy. Sestrojte graf aktivity v závislosti na vzdálenosti od zdroje záření $A = f(d)$.

POSTUP MĚŘENÍ

- 1) Zkontrolujte pracoviště, zda nic nechybí a vše je zapojeno
- 2) **Pro manipulaci se zářičem používejte pinzetu!!!! V žádném případě nechtejte zářič holýma rukama.**
- 3) Změřte hodnotu radiačního pozadí (10 hodnot a pak zprůměrovat)
- 4) Vložte zářič do stojanu
- 5) **OPATRNE** se přiblížte zářičem co nejbliž sondě
- 6) Odečíst hodnotu aktivity v minimální vzdálenosti od sondy a pak pokračovat s krokem 0,5cm nahoru až do maximální vzdálenosti
- 7) Na každém stupni odečíst 5 hodnot a pak zprůměrovat
- 8) Po dokončení měření odložit zářič a uskladnit za stínící bariéru
- 9) Kroky 4 až 6 opakovat pro další zářič
- 10) Pro měření účinnosti detekce sondy vložte zářič do nástavce
- 11) Sondu **OPATRNE** položte na nástavec se zářičem
- 12) Odečtěte 4 hodnoty, které následně zprůměrujte
- 13) Krok 10 až 12 opakovat pro další zářič
- 14) Po dokončení měření zakryjte sondu krytem
- 15) Sestrojte graf závislosti aktivity na vzdálenosti od zdroje pro všechny zářiče $A = f(d)$
- 16) Vypočítejte detekční účinnost sondy pro všechny radionuklidy
- 17) V závěru okomentujte dosažené výsledky

TABULKY S MĚŘENÝMI HODNOTAMITab. 0.1 Změřené hodnoty pro ^{60}Co

^{60}Co							
Vzdálenost	1	2	3	4	5	Průměrná aktivita	Hodnota bez pozadí
0							
0,5							
1							
1,5							
2							
2,5							
3							
3,5							
4							
4,5							
5							
5,5							
6							
6,5							
7							
7,5							
8							
8,5							
9							
9,5							
10							
10,5							
11							
11,5							
12							
12,5							
13							
13,5							
14							
14,5							
15							
15,5							
16							
16,5							
17							
17,5							
18							
18,5							
19							
19,5							
20							
20,5							

Tab. 0.2 Změřené hodnoty pro ^{137}Cs

^{137}Cs							
Vzdálenost	1	2	3	4	5	Průměrná aktivita	Hodnota bez pozadí
0							
0,5							
1							
1,5							
2							
2,5							
3							
3,5							
4							
4,5							
5							
5,5							
6							
6,5							
7							
7,5							
8							
8,5							
9							
9,5							
10							
10,5							
11							
11,5							
12							
12,5							
13							
13,5							
14							
14,5							
15							
15,5							
16							
16,5							
17							
17,5							
18							
18,5							
19							
19,5							
20							
20,5							

Tab. 0.3 Změřené hodnoty pro ^{54}Mn

^{54}Mn							
Vzdálenost	1	2	3	4	5	Průměrná aktivita	Hodnota bez pozadí
0							
0,5							
1							
1,5							
2							
2,5							
3							
3,5							
4							
4,5							
5							
5,5							
6							
6,5							
7							
7,5							
8							
8,5							
9							
9,5							
10							
10,5							
11							
11,5							
12							
12,5							
13							
13,5							
14							
14,5							
15							
15,5							
16							
16,5							
17							
17,5							
18							
18,5							
19							
19,5							
20							
20,5							

Tab. 0.4 Změřené hodnoty pro ^{109}Cd

^{109}Cd							
Vzdálenost	1	2	3	4	5	Průměrná aktivita	Hodnota bez pozadí
0							
0,5							
1							
1,5							
2							
2,5							
3							
3,5							
4							
4,5							
5							
5,5							
6							
6,5							
7							
7,5							
8							
8,5							
9							
9,5							
10							
10,5							
11							
11,5							
12							
12,5							
13							
13,5							
14							
14,5							
15							
15,5							
16							
16,5							
17							
17,5							
18							
18,5							
19							
19,5							
20							
20,5							

Tab. 0.5 Hodnoty radiačního pozadí

Radiační pozadí			
1		6	
2		7	
3		8	
4		9	
5		10	
Průměrná hodnota			

Tab. 0.6 Hodnoty pro výpočet detekční účinnosti

Radionuklid	Změřená aktivita				Průměrná hodnota	Aktivita ke dni měření (vypočtená)	Dopočtená aktivita v úhlu 4π	Účinnost detekce
^{60}Co								
^{137}Cs								
^{109}Cd								
^{54}Mn								

PŘÍKLADY VÝPOČTŮ

- Pro každý výpočet uvést příklad

GRAFICKÉ ZÁVISLOSTI

ZÁVĚR

STÍNĚNÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

ZADÁNÍ

Změřte dávkový příkon radionuklidu ^{85}Kr před a za stínicí bariérou a spočítejte lineární součinitel zeslabení pro dané materiály. Vypočítejte, jakou musí mít stínicí překážka tloušťku, aby dávkový příkon za danou překážkou byl poloviční. Proveďte měření vzrůstového faktoru s radionuklidem ^{137}Cs .

TEORETICKÝ ÚVOD

Pod pojmem ionizující záření rozumíme takové druhy záření, jehož kvanta průchodem látkovým prostředím způsobí ionizaci a excitaci daného prostředí.

Ionizující záření je tvořeno v případě alfa záření těžkými nabitými atomy hélia, beta záření může být tvořeno buď elektrony v případě přeměny beta^- , nebo pozitrony v případě přeměny beta^+ . Gama záření je tvořeno nenabitými fotony. Neutronové záření jak už název napovídá je tvořeno neutrony. Jak je vidět každé záření je jiné, tudíž i nároky na jeho stínění budou v případě alfa záření jiné než v případě gama záření. Za ionizující záření se považuje takové záření, jehož energie přesáhla hranici 5keV.

Stínit ionizující záření je v případě záření alfa celkem snadný úkol. Záření alfa má ve vzduchu dosah řádově jednotky maximálně desítky centimetrů, záleží na energii záření. Proto není nutné toto záření stínit. V případě, že je nutné stínit alfa záření lze to provést buď listem papíru, nebo v podstatě vším co má trochu větší hustotu než vzduch. I mrtvé buňky naší kůže stačí na odstínění záření alfa. Nebezpečí od záření alfa nastává, když jsou mu vystaveny nahé (nechráněné) buňky. Když vdechneme atomy alfa záření plicní buňky, které nejsou chráněny mrtvou kůží, jsou mu vystaveny a dochází tak k jejich destrukci. Další nebezpečí představuje alfa záření, když se jeho pozřením dostane do trávicího traktu člověka. Opět jsou jeho vlivům vystaveny nechráněné buňky a dochází k jejich destrukci. Základní ochrana proti tomu je nasazením respirátoru a nepít a nejíst kontaminovanou potravu.

U záření beta je stínění trošku složitější, jelikož je toto záření trochu pronikavější. Dosah beta částic ve vzduchu je několik metrů, také opět je tato hodnota závislá na energii daných částic. Stínění beta^- záření lze provést tenkou vrstvou hliníku (1mm) nebo jednocentimetrovou vrstvou plexiskla. Pro odstínění beta^+ záření je potřeba k první vrstvě plexiskla přidat i silnější vrstvu olova a to z důvodu odstínění anihilačního záření, které vzniká při anihilaci elektronu s pozitronem. Nevhodné pro stínění beta záření jsou materiály s velkým protonovým číslem. Zde totiž dochází mezi beta částicemi a atomy látky, kterými částice prochází, vlivem působení Coulombovských sil ke vzniku brzdného záření, které je tvořeno fotony. Jak plyne z textu, stínění beta záření musí být provedeno správně a vrstvy musí být ve správném pořadí. Nejdřív vrstva, která odstíní beta záření a pak vrstva, která odstíní vzniklé brzdné nebo anihilační záření.

Stínění záření gama je dost složité, jelikož gama má podstatně větší pronikavost, než alfa a beta záření. Pro stínění gama záření jsou nejvhodnější materiály s velkým protonovým číslem jako je ^{82}Pb , ^{74}W , nebo ^{92}U . Použití uranu jako stínicího materiálu je dost složité, jelikož uran sám je radioaktivní a velmi drahý ale v některých aplikacích kdy musíme odstínit materiály velkých

aktivity a malých rozměrů je to nezbytné. Pro stínění gama záření se používají také tlusté vrstvy betonu tam, kde to okolní podmínky dovolí, je to z důvodu, že beton je prostě levný. Například pro odstínění gama záření o energii 100keV je potřeba přibližně 2mm olova. V případě kdy je nutno zachovat optickou propustnost přes stínící překážku je použité olovené sklo, kdy je ve skleněné tavenině rozmícháno olovo.

Stínit neutronové záření je nejsložitější problém při stínění ionizujícího záření. Neutrony interagují jenom s jádry atomu nikoliv s elektronovým obalem a vzhledem k tomu, že atomové jádro je proti velikosti samotného atomu velmi malé, je malá pravděpodobnost nastání interakce mezi rychle letícím neutronem a prostředím, ve kterém letí. Proto neutrony pro svojí malou velikost a velikou rychlost téměř neinteragují s látkovým prostředím. Když chceme odstínit tok neutronů je prvním krokem jejich zpomalení do oblastí tepelných neutronů. Ke zpomalování neutronů se používají látky s co nejmenším protonovým číslem jako třeba H, Be, C. V takových to materiálech se uplatňuje pružný rozptyl neutronů, tedy neutrony srážkami s lehkými jádry atomů ztrácí svojí kinetickou energii a tím zpomalují. Jakmile jsou neutrony zpomaleny je nutné je zachytit. Zachycení neutronů lze provést na prvcích jako je B, Cd, In. Záchyt neutronů je doprovázen emisí gama kvant (Radiační záchyt neutronů), které je taky potřeba odstínit třeba plátem olova. Jak plyne z textu, ke stínění neutronů je potřeba tří vrstev materiálů. První lehký materiál, který neutrony zpomalí, druhý který neutrony pohltí a třetí, který odstíní vzniklé gama záření.

Pro intenzitu ionizujícího záření za stínící překážkou platí vztah

$$-\frac{dI}{I} = \mu \cdot dx \quad (6.8)$$

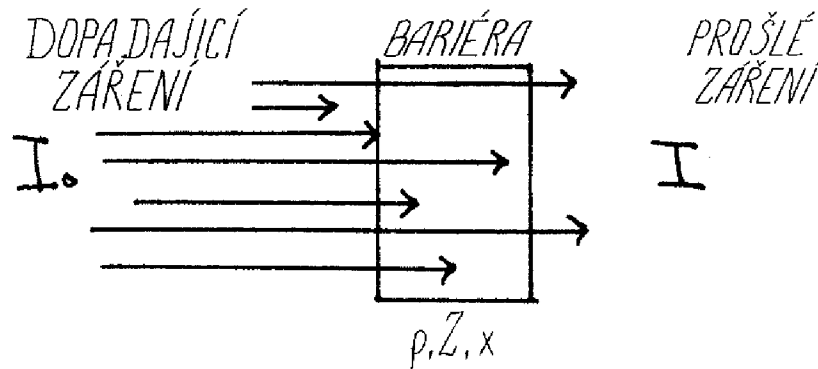
Integrací vztahu 6.8 dostaneme vztah pro absorpční zákon

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (6.9)$$

kde I je intenzita záření za stínící bariérou, I_0 je intenzita před stínící bariérou, μ je absorpční koeficient a x je tloušťka stínící bariéry. Jelikož vztah 6.9 nerespektuje vliv Comptonova rozptylu a vznik páru elektron-pozitron musí se vztah (6.9) upravit tak aby byli tyto vlivy zohledněny. Upravuje se takzvaným vzrůstovým faktorem B (build-up factor). Výsledný vztah má tak podobu

$$I = BI_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (6.10)$$

velikost vzrůstového faktoru závisí na energii záření, geometrickém uspořádání zdroje a detektoru záření ale taky na druhu a tloušťce stínící bariéry látky.



Obr. 0.1 Funkce stínění

Absorpční koeficient nebo také lineární součinitel zeslabení je závislý na hustotě a protonovém čísle absorbátoru a taky na energii dopadajícího záření a má jednotku cm^{-1} .

$$\mu = \mu(\rho, Z, E) \quad (6.11)$$

Pro účely navrhování vhodné tloušťky stínících bariér byl zaveden pojem polotloušťka. Polotloušťka udává takovou vrstvu materiálu, která je schopna absorbovat polovinu dopadajícího záření.

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (6.12)$$

POSTUP MĚŘENÍ

1. Změřte radiační pozadí, 10 hodnot a následně zprůměrujte
2. Změřte dávkový příkon od nestíněného zářiče v určité vzdálenosti (5 hodnot a následně zprůměrujte)
3. Vložte stínící bariéru mezi zářič a detektor
4. Změřte dávkový příkon od stíněného zářiče
5. Vyměňte stínící bariéru a měření opakujte
6. Měření opakujte pro další stínící překážku
7. Vypočítejte lineární součinitel zeslabení pro dané materiály a jejich kombinace
8. Vypočítejte polotloušťku pro dané materiály
9. Vytvořte kombinovanou stínící překážku a proveďte měření dávkového příkonu za touto kombinovanou překážkou (první překážka je blíž zářiči)
 - plast měď
 - měď plast
 - olovo plast
 - plast olovo
 - olovo měď
 - měď olovo
10. Změřte závislost vrůstového faktoru pro jednotlivé materiály, když bude stínící bariéra u detektoru a pak když bude stínící bariéra u zářiče
11. Dosažené výsledky zhodnoťte v závěru

	Předmět:					
	Jméno:					
	Ročník:		Měřeno dne:		Pracoviště:	
Spolupracovali:						
Název úlohy:	Stínění ionizujícího záření					

ZADÁNÍ

Změřte dávkový příkon radionuklidu ^{85}Kr před a za stínicí bariérou a spočítejte lineární součinitel zeslabení pro dané materiály. Vypočítejte, jakou musí mít stínicí překážka tloušťku, aby dávkový příkon za danou překážkou byl poloviční. Proveďte měření vzrůstový faktorů s radionuklidem ^{137}Cs .

POSTUP MĚŘENÍ

1. Změřte radiační pozadí, 10 hodnot a následně zprůměrujte
2. Změřte dávkový příkon od nestíněného zářiče v určité vzdálenosti (5 hodnot a následně zprůměrujte)
3. Vložte stínicí bariéru mezi zářič a detektor
4. Změřte dávkový příkon od stíněného zářiče
5. Vyměňte stínicí bariéru a měření opakujte
6. Měření opakujte pro další stínicí překážku
7. Vypočítejte lineární součinitel zeslabení pro dané materiály a jejich kombinace
8. Vypočítejte polotloušťku pro dané materiály
9. Vytvořte kombinovanou stínicí překážku a proveďte měření dávkového příkonu za touto kombinovanou překážkou (první překážka je blíž zářiči)
 - plast měď
 - měď plast
 - olovo plast
 - plast olovo
 - olovo měď
 - měď olovo
10. Změřte závislost vzrůstového faktoru pro jednotlivé materiály, když bude stínicí bariéra u detektoru a pak když bude stínicí bariéra u zářiče
11. Dosažené výsledky zhodnoťte v závěru

TABULKY S MĚŘENÝMI HODNOTAMI

Tab. 0.1 Naměřené hodnoty radiačního pozadí

Radiační pozadí			
1		6	
2		7	
3		8	
4		9	
5		10	
Průměrná hodnota			

Tab. 0.2 Naměřené hodnoty dávkového příkumu pro různé kombinace stínění

Měření s ^{85}Kr	Bez stínění	Plast	Cu	Pb	Pla Cu	Cu Pla	Cu Pb	Pb Cu	Pla Pb	Pb Pla
1										
2										
3										
4										
5										
průměrná hodnota										

Pla – Plastová překážka

Tab. 0.3 Vypočtené hodnoty lineárního součinitele zeslabení a polotlouštěk pro ^{85}Kr

	Plast	Cu	Pb
$x_{1/2}$ [cm]			
μ [cm^{-1}]			

Tab. 0.4 Naměřené hodnoty vzrůstového faktoru

Měření s ^{137}Cs	Bez stínění	Bariéra u zářiče			Bariéra u detektoru		
		Plast	Cu	Pb	Plast	Cu	Pb
1							
2							
3							
4							
5							
Průměrná hodnota							

PŘÍKLADY VÝPOČTŮ

- Pro každý výpočet uvést příklad

ZÁVĚR

RADIOAKTIVITA

ZADÁNÍ

Změřte aktivitu jednotlivých předmětů a hodnoty zapište do tabulky. Spočítejte, za jakou dobu poklesne aktivita předložených radionuklidů na 10% aktuální hodnoty aktivity. Sestrojte grafy, jak se bude vyvíjet aktivita daných radionuklidů v čase $A = f(t)$. Spočítejte, jakou ekvivalentní dávku byste obdrželi od radionuklidu, kdybyste daný radionuklid spolkli.

TEORETICKÝ ÚVOD

Radioaktivita je neoddelitelnou součástí našeho života, za běžných podmínek nemůžeme radiaci vnímat smysly. Příroda okolo nás je doslova protkána neviditelným zářením, které velmi výrazně ovlivňuje celou řadu procesů v ní probíhajících.

Ionizující záření můžeme rozdělit na přirozené záření pocházející z rozpadů přírodních radionuklidů či dopadem různých kosmických částic atd., anebo umělé ionizující záření, které pochází z rozpadu umělé vytvořených radionuklidů či různých generátorů ionizujícího záření např. RTG.

Přirozená radioaktivita je důsledkem samovolného rozpadu atomových jader. Přirozeně radioaktivní látky se v přírodě vyskytují ve velkém počtu. Zdrojem přirozené radioaktivity je např. kosmické záření dopadající na nás z vesmíru, sluneční záření u toho ale jenom část UV spektra (UVC), přírodní radioizotopy jako ^{40}K , ^{238}U , ^{226}Ra atd.. Pojmi jako ionizující záření, radiace nebo radioaktivita vyvolávají v lidech obavy. Zpravidla ani netuší, že radioaktivita je nedílnou součástí našeho životního prostředí a největší podíl na ozáření obyvatelstva mají přírodní zdroje, když nepočítáme nějaké místní nehody (Černobyl, Fukušima apod.).

Na Zemi stále dopadá proud vysokoenergetických částic z vesmíru – tzv. kosmické záření. Atmosféra částečně toto záření odstíní, proto u moře v nízké nadmořské výšce je intenzita kosmického záření menší než na horách nebo při letu v letadle kde je menší sloupec stínícího vzduchu. Kosmické záření interaguje s vnějším obalem Země a vytváří tak izotopy jako např. Uhlík ^{14}C , Tritium ^3H a jiné. Přírodní radioaktivita na nás nedopadá jen z vesmíru, ale taky na nás působí ze Země. Radioaktivní prvky obsažené v zemské kůře taky přispívají k orážení obyvatelstva, velikost dávky záleží na složení zemské kůry a je v každém místě jiná, např. pro Českou republiku je typická dávka 3 mSv/rok pro Indii je to 17 mSv/rok pro Irán je tato hodnota 400 mSv/rok. Radioaktivní prvky obsažené v zemské kůře jsou zejména ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{87}Rb a další. Rozpad těchto prvků má za následek vznik další radioaktivních prvků jako jsou ^{226}Ra , ^{210}Po , ^{222}Rn , ^{220}Rn . Postupný rozpad nestabilních jader popisují rozpadové řady. Rozpad prvků je vždy doprovázen vyzářením částic alfa, beta, gama nebo jejich kombinací.

Jsou známé čtyři rozpadové řady:

- Uranová začínající Uranem ^{238}U a končící Olovem ^{206}Pb
- Aktin-uranová začínající Uranem ^{235}U a končící Olovem ^{207}Pb
- Thoriová začínající Thoriem ^{232}Th a končící Olovem ^{208}Pb
- Neptuniová začínající Neptuniem ^{237}Np a končící Bismutem ^{209}Bi

První tři řady jsou dochované v přírodě díky dlouhým poločasům rozpadu. Z Neptuniové řady se v přírodě zachoval pouze jeden prvek, Bismut ^{209}Bi který má poločas rozpadu $1,9 \cdot 10^{19}$ let, a to kvůli krátkým poločasům rozpadu.

Umělou radioaktivitu získávají prvky například transmutací, vlivem štěpné reakce nebo působením urychlených částic. Umělá radioaktivita je tedy způsobena přeměnou prvotně stabilního jádra, na které je působeno vnějšími vlivy. Zákonitosti rozpadu takto umělé vytvořených jader jsou shodná, se zákony popisujícími rozpad přírodních jader. Protože byl ke vzniku takových jader nutný vnější zásah, hovoříme o umělé radioaktivitě. Mezi umělé zdroje ionizujícího záření patří urychlovače částic, rentgen, CT, mamograf, CRT obrazovky nebo umělé vytvořené chemické prvky jako Neptunium, Americium, Kalifornium. Patří sem také terapeutické zářiče, jako jsou Cesiové a Kobaltové gama ozařovače jako je Leksellův nůž.

Působí-li na biologický materiál ionizující záření, dochází k absorpci ionizujících částic, to způsobuje vyražení elektronů z elektronového obalu atomu a tak tvorbu kladně nabitých kationtů. Ionizované části molekul se stávají vysoce radioaktivními a vedou k řadě chemických reakcí, které buňku buď rovnou usmrtí, nebo vedou ke změnám genetické informace.

Základní jednotkou používanou v jaderné fyzice a dozimetrii je Becquerel. Určuje střední počet radioaktivních přeměn za jednotku času, tedy 1 rozpad za 1 sekundu. Patří mezi odvozené jednotky soustavy SI. Odpovídající veličinou je aktivita.

$$A = A_{akt} e^{-\lambda t} \quad (6.13)$$

Kde A je aktivita v čase t , A_{akt} označuje aktivitu v počátečním čase a λ je rozpadová konstanta. Aktivita se řídí zákonem radioaktivního rozpadu a společně s odvozenými veličinami (střední doba života, poločas přeměny) charakterizuje zdroj ionizujícího záření (zářič).

Poločas přeměny je doba, za kterou se přemění polovina celkového počtu atomových jader ve vzorku. Poločas přeměny může být ve zlomcích sekund např. Beryllium ^8Be má poločas přeměny $6,7 \cdot 10^{-17}$ s, nebo taky v miliardách let pro Uran ^{238}U 4,51 miliard let. Vztah pro výpočet poločasu přeměny má tvar

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (6.14)$$

Z obecného hlediska je nejdůležitější veličina **dávka**, jejíž jednotkou je Gray [Gy], která patří mezi jednotky SI – fyzikální rozměr této jednotky je Joule na kilogram [J/kg]. Z rozměru je patrné, že absorbována dávka je podíl energie (v Joulech) předané ionizujícím zářením látky o určité hmotnosti. Jeden Gray tedy znamená energii 1 J předaný látce o hmotnosti 1 kg.

$$D = \frac{E}{m} \quad (6.15)$$

Výše uvedené jednotky jsou ze své podstaty fyzikální, lze je přímo měřit a určovat jejich hodnoty. Nezohledňují však faktory, které způsobují záření živé tkáni. V oblasti ochrany před zářením, medicínských aplikacích a při stanovování přípustných norem proto byly zavedeny radiobiologické veličiny, které tyto vlivy berou v potaz. Proto se v oblasti ochrany obyvatelstva před ionizujícím zářením zavádí pojem dávkový ekvivalent, který se vypočítá jako součet dávky a jakostního faktoru.

Jakostní faktor charakterizuje jaký biologický účinek má konkrétní ionizující záření na živou tkáň. Ekvivalentní dávku spočítáme tak, že vynásobíme dávku a jakostní faktor, jednotka ekvivalentní dávky je Sv.

$$H = D \cdot Q \quad (6.16)$$

Tab. 0.1 Tabulka jakostních činitelů Q pro různé druhy záření

Záření	Jakostní faktor
Fotony, gama záření, elektrony $E_{\max} > 30 \text{keV}$	1
Elektrony $E_{\max} < 30 \text{keV}$	1,7
Teplé neutrony	3
Rezonanční neutrony	2,5
Neutrony s energií od 1keV do 500keV	8 až 25
Rychlé neutrony do 10MeV	10 až 25
Neutrony s neznámým energetickým spektrem	25
Částice alfa a další vícenásobně nabitě částice o neznáme energii	20

POSTUP MĚŘENÍ

- 1) Změřte aktivitu jednotlivých předmětů v jejich bezprostřední blízkosti a hodnoty zapište do tabulky
- 2) Změřte aktivitu předložených radionuklidů
- 3) Spočítejte jakou efektivní dávku by jste obdrželi od radionuklidů kdyby jste je spolkli
- 4) Vypočítejte, za jakou dobu poklesne jejich aktivita na 10% aktuální hodnoty
- 5) Sestrojte graf, jak se bude vyvíjet aktivita radionuklidů v čase $A = f(t)$
- 6) Výsledky zhodnoťte v závěru

	Předmět:					
	Jméno:					
	Ročník:		Měřeno dne:		Pracoviště:	
Spolupracovali:						
Název úlohy:	Radioaktivita					

ZADÁNÍ

Změřte aktivitu jednotlivých předmětů a hodnoty zapište do tabulky. Spočítejte, za jakou dobu poklesne aktivita předložených radionuklidů na 10% aktuální hodnoty aktivity. Sestrojte grafy, jak se bude vyvíjet aktivita daných radionuklidů v čase $A = f(t)$. Spočítejte, jakou ekvivalentní dávku byste obdrželi od radionuklidu, kdybyste daný radionuklid spolkli.

POSTUP MĚŘENÍ

- 1) Změřte aktivitu jednotlivých předmětů v jejich bezprostřední blízkosti a hodnoty zapište do tabulky
- 2) Změřte aktivitu předložených radionuklidů
- 3) Spočítejte jakou efektivní dávku by jste obdrželi od radionuklidů kdyby jste je spolkli
- 4) Vypočítejte, za jakou dobu poklesne jejich aktivita na 10% aktuální hodnoty
- 5) Sestrojte graf, jak se bude vyvíjet aktivita radionuklidů v čase $A = f(t)$
- 6) Výsledky zhodnoťte v závěru

TABULKY S MĚŘENÝMI HODNOTAMI*Tab. 0.1 Hodnoty aktivity předmětů*

Předmět	Aktivita [Bq]
Část leteckého ciferníku	
Thoriová podložka	
Kámen z Příbrami	
Thoriový elektrody	
Kámen	
Detektor kouře	

Tab. 0.2 Hodnoty aktivity radionuklidů

Radionuklid	Aktivita ke dni měření [Bq]	10% původní aktivity [Bq]	Doba

PŘÍKLADY VÝPOČTŮ**GRAFICKÉ ZÁVISLOSTI****ZÁVĚR**

MĚŘENÍ VODIVOSTI KAPALIN

ZADÁNÍ

Změřte vodivost určených kapalin, rozhodněte která kapalina je která, a změřené výsledky porovnejte s hodnotami kapalin používanými v jaderných elektrárnách.

TEORETICKÝ ÚVOD

Voda je základní médium používané v jaderných elektrárnách. Pro potřeby jaderné elektrárny (dále jen JE) je zapotřebí značné množství vody o požadované kvalitě. Pro technologické účely JE je v primárním a sekundárním okruhu použita voda pouze demineralizovaná neboli zbavená všech organických a anorganických látek. Kvalita vody použita v terciálním okruhu nemusí být tak vysoká jako kvalita vody použita v primárním a sekundárním okruhu.

Funkce vody v JE je následující:

- V primárním okruhu plní funkci moderátoru (jen u některých typů reaktorů), zajišťuje chlazení a transport tepla z reaktoru do parního generátoru
- V sekundárním okruhu se voda mění na páru, která následně roztáčí turbínu
- V terciálním okruhu ochlazuje páru v kondenzátorech

Požadavky na vodu v JE v primárním a sekundárním okruhu:

- Na teplosměnných plochách nesmí vytvářet nánosy
- Způsobovat minimální úbytky konstrukčních materiálů zařízení
- Musí potlačovat koncentraci kyslíku
- Nesmí korozivně působit na potrubí a zařízení
- Po použití musí být vypustitelná zpět do ekosystému

Voda, která je použita jako chladivo v primárním okruhu nebo voda, která je použita v sekundárním okruhu a voda použita v horkovodech musí splňovat přísné podmínky. Hlídané parametry těchto kapalin jsou:

- **pH** veličina, která vyjadřuje kyselost nebo zásaditost dané kapaliny. Stupnice má interval od 0 do 14, kde hodnoty blízké 0 ukazují, že kapalina je kyselá zatím co hodnoty pohybující se na opačné straně intervalu značí, že kapalina je zásaditá, neutrální kapalina má hodnotu 7. Je to bezrozměrná veličina.
- **Vodivost** je vlastnost, která určuje jak moc je daná kapalina schopná vést elektrický proud. Chemicky čistá voda elektrický proud **nevede**. Jednotka vodivosti je $\mu\text{S}/\text{m}$.
- **Tvrdość** sleduje obsah Vápníku Ca^{2+} a Hořčíku Mg^{2+} ve vodě. Tyto sloučeniny vytváří v potrubí v a teplosměnných plochách povlak nerozpustné soli (vodní kámen), který následně znemožňuje přestup tepla ve výměnících a zmenšuje vnitřní průměr potrubí, to má za následek zhoršený průtok potrubím nebo až úplné ucpání. Jednotka pro tvrdost je mval/l .
- **CHSK, BSK** tato hodnota udává množství organických látek ve vodě. Tyto látky mají schopnost oxidace, tudíž jsou hlavním důvodem koroze potrubí.

Vodu pro účely JE čerpáme z přírodních zdrojů. Taková voda má v sobě celé spektrum nečistot. Přítomnost těchto nečistot ve vodě pro účely JE je nepřijatelná. Nečistoty mohou způsobit zanášení teplovodních ploch v parním generátoru, v reaktoru může docházet k rozkládání nečistot na jiné prvky například na kyslík, který je hlavním činitelem koroze. Látky obsažené ve vodě lze rozdělit podle skupenství, charakteru nebo podle velikosti částic. Podle skupenství látky rozdělujeme na tři skupiny, kapalné, plynné a tuhé. Voda vyskytující se v přírodě je fyzikálně chemického hlediska disperzní soustava. Podle velikosti částic obsažených ve vodě můžeme látky rozdělit na:

- Hrubé makrodisperzní soustavy (>1000 nm), mikrodisperzní (500 až 1000 nm)
- Koloidní (1 až 500 nm)
- Analytické (<1 nm)

Podle původu vody ji lze rozdělit na vody podzemní a vody povrchové. Podzemní vody obsahují většinou železo, mangan, sirovodík, oxid uhličitý také obsahují značné množství rozpuštěných minerálních a v menší míře organických látek. Chemické složení podzemní vody je silně závislé na složení okolních hornin, ve kterých se daná voda vyskytuje. Povrchové vody obsahují z větší části rozptýlené látky z prostředí, ve kterém se nachází, mohou také obsahovat rozpuštěné organické a anorganické látky. Povrchové vody v porovnání s vodami podzemními mají vyšší proměnlivou teplotu, nižší mineralizaci, mají také větší obsah kyslíku a malý obsah oxidu uhličitého a větší obsah organických látek. Pro účely JE se využívají vody povrchové.

Povrchové vody vyskytující se v přírodě nejsou chemicky čisté, vždy obsahují procento rozpuštěných plynů z okolí, obsahují v sobě taky organické i anorganické látky, hlavním zdrojem těchto látek ve vodě je člověk. Látky se do vody dostávají buď v atmosféře, větší podíl obohacení látkami dochází při kontaktu vody s půdou a horninami. Látky obsažené ve vodě lze podle chemického hlediska rozdělit na organické a anorganické. Z fyzikálního hlediska je lze rozdělit na iontově rozpuštěné a neiontově rozpuštěné (usaditelné, neusaditelné nebo vzplývavé). Mezi iontově rozpustné látky z kationů se patří: vápník, hořčík, sodík a draslík z anionů sem lze zařadit hydrogenuhličitany, sírany, chloridy, dusičnany. Mezi neiontově rozpustné látky patří sloučeniny křemíků, rozpustné plyny. Všechny vyjmenované látky lze najít ve složení přírodních užitkových vod, mezi nejvýznamnější plyny rozpuštěné ve vodě patří kyslík a oxid uhličitý.

Použít vodu přímo ze zdroje v JE nelze, a to z důvodu velkého obsahu nečistot jak rozpuštěných tak nerozpuštěných. Proto je vodu před použitím upravit. Prvním krokem je důkladně poznat složení vody, kterou budeme dále upravovat, abychom mohli co nejefektivněji navrhnout systém čištění. Než vodu demineralizujeme, musíme ji nejdříve zbavit všech suspendovaných a koloidních látek. Separace suspendovaných látek z vody využívá metod založených na gravitačních a koloidních silách. V procesu čištění se využívají separační techniky a to, **srážení, sedimentace a filtrace**. Jsou to postupy, ve kterých se oddělí tuhé nečistoty od kapaliny.

- **Sedimentace** využívá gravitačních sil. Na suspendovanou částici v kapalině působí její tíha udělující ji zrychlení směrem ke dnu nádrže. Usazené částice se hromadí na dně nádrže, odkud jsou odváděny jako kal do kalového hospodářství. Separací zařízení nezadrží veškerý kal, zhruba 5% kalu je unášeno s proudem odváděné vody. Zařízení na

sedimentaci kapaliny se jmenují **čiriče**. Čiriče se řadí jako první stupeň čištění vody, další stupeň je filtrace.

- **Filtrace** částice obsažené v kapalině disponují určitými vlastnostmi, které jim dovolují přilnout k jiným částicím. Tohoto jevu využívají tzv. pískové filtry. Pískové filtry obsahují křemičitý písek o přesných parametrech zrn jako je tvrdost a homogenita. Písek je umístěný v nádobě a pod určitým tlakem je přes něj protlačována voda.
- **Biologické čištění** během tohoto procesu se z vody odstraňují především organické látky. Při biologickém aerobním čištění se využívají mikroorganismy a za přítomnosti kyslíku jsou organické látky odstraňované z vody. Hlavní roly zde hrají bakterie a prvoci. V nádrži dochází k aktivnímu míchání, tvoří se zde vločkový kal s velkým obsahem živé biomasy, která je schopna pohltit organické znečištění vody a následně toto nečištění mineralizuje. Po sedimentaci kalových vloček vyčištěná voda odtéká.
- **Demineralizace** čířená a filtrovaná voda se vede na sorpční anexové filtry. Zde se provádí iontová výměna nežádoucích iontů za ty, kterými byly funkční skupiny ionexů nasyceny.

Demineralizaci tvoří tři linky:

- 1) Neutralizační katexové filtry v Na^+ formě
- 2) Katexové filtry v H^+ formě
- 3) Anexové filtry v OH^- formě

V prvním kroku neutralizační katexový filtr změkčuje vodu. Ve druhém kroku dochází k výměně všech Na^+ kationtů za vodíkové H^+ kationty. Třetí krok je tvořen anexovými filtry, kterými jsou se vodě vyměněné všechny anionty OH^- s

PODKLADY PRO MĚŘENÍ

Tab. 0.1 Rozmezí hodnot vodivosti dostupných kapalin

Kapalina		Vodivost
1	Těžká voda	0,4 až 2
2	Destilovaná voda (čerstvá)	20 až 80
3	Voda z kohoutku	300 až 550
4	Destilovaná voda (čerstvá)	5 až 20

Tab. 0.2 Parametry kapalin používaných v jaderných elektrárnách

Parametry kapalin použitých v jaderné elektrárně		
Okruh	pH	Vodivost [$\mu\text{S}/\text{cm}$]
Primární	7 až 7,2	-
Sekundární	6,9 až 9,6	< 0,3
Terciální	8	-

POSTUP MĚŘENÍ

- 1) Vložte sondu na měření vodivosti do první kapaliny
- 2) Zamíchejte sondou v kapalině a chvíli s ní v kapalině míchejte
- 3) Počkejte na ustálení hodnoty a hodnotu zapište
- 4) Krok 1 až 3 opakujte pro další kapalinu
- 5) Můžete změřit vodivost vlastní kapaliny (minerálka na pití)
- 6) Po skončení měření rozhodněte, která kapalina je která, a naměřené hodnoty porovnejte s hodnotami vod, které jsou používány v JE

	Předmět:					
	Jméno:					
	Ročník:		Měřeno dne:		Pracoviště:	
Spolupracovali:						
Název úlohy:	Měření vodivosti kapalin					

ZADÁNÍ

Změřte vodivost určených kapalin, rozhodněte která kapalina je která, a změřené výsledky porovnejte s hodnotami kapalin používanými v jaderných elektrárnách.

POSTUP MĚŘENÍ

- 1) Vložte sondu na měření vodivosti do první kapaliny
- 2) Zamíchejte sondou v kapalině a chvíli s ní v kapalině míchejte
- 3) Počkejte na ustálení hodnoty a hodnotu zapište
- 4) Krok 1 až 3 opakujte pro další kapalinu
- 5) Můžete změřit vodivost vlastní kapaliny (minerálka na pití)
- 6) Po skončení měření rozhodněte, která kapalina je která, a naměřené hodnoty porovnejte s hodnotami vod, které jsou používány v JE

PODKLADY PRO MĚŘENÍ

Tab. 0.1 Rozmezí hodnot vodivosti dostupných kapalin

	Kapalina	Vodivost
1	Těžká voda	0,4 až 2
2	Destilovaná voda (čerstvá)	20 až 80
3	Voda z kohoutku	300 až 550
4	Destilovaná voda (zkažená)	5 až 20

Tab. 0.2 Parametry kapalin používaných v jaderných elektrárnách

Parametry kapalin použitých v jaderné elektrárně		
Okruh	pH	Vodivost [$\mu\text{S}/\text{cm}$]
Primární	7 až 7,2	-
Sekundární	6,9 až 9,6	< 0,3
Terciální	8	-

TABULKA S MĚŘENÝMI HODNOTAMI

Kapalina	Vodivost [$\mu\text{S}/\text{cm}$]
1	
2	
3	
4	
5	

ZÁVĚR

TESTOVÉ OTÁZKY

- Jak se nazývá záření, které nás po celou dobu života ozařuje a pochází jak z vesmíru, tak ze Země?
- Které medicínské zdroje ionizujícího záření mají největší podíl na ozáření populace?
- S jakou funkcí klesá aktivita záření se vzdáleností?
- Za jakých podmínek lze vliv radiačního pozadí zanedbávat?
- Jaká je jednotka aktivity?
- Jakou značku má přeměnová konstanta?
- Jakou jednotku má přeměnová konstanta?
- Co nám udává poločas přeměny?
- Jakou značku má poločas přeměny?
- Do jakého prostorového úhlu je vyzařováno záření z bodového zářiče?
- Jaký je vztah mezi poločasem přeměny a přeměnovou konstantou?
- Jaký tvar má rozpadový zákon?
- Jak je definována aktivita?

- Co je ionizující záření?
- Čím je tvořeno alfa záření?
- Čím je tvořeno beta⁻ záření?
- Čím je tvořeno beta⁺ záření?
- Čím je tvořeno gama záření?
- Jaký elektrický náboj mají fotony?
- Jakou energii musí mít záření, aby bylo považováno za ionizující?
- Jaký dosah má alfa záření ve vzduchu?
- Čím lze odstínit alfa záření?
- V čem představuje nebezpečí alfa záření?
- Jaká je základní ochrana proti alfa záření?
- Jaký je dosah beta záření ve vzduchu?
- Jaké vrstvy jsou nutné na odstínění beta⁺ záření?
- Jak vzniká anihilační záření?
- Jaké záření vzniká při působení beta záření v materiálech s velkým protonovým číslem?
- Jaké materiály jsou vhodné na stínění gama záření?
- Jaké materiály se volí tam, kde je nutné odstínit gama záření, ale zároveň je nutné zachovat optickou propustnost před danou bariérou?
- S čím interagují neutrony v látce?
- Co je prvním krokem při stínění neutronů?
- Jaké materiály jsou vhodné na zpomalování neutronů?
- Jaký proces se uplatňuje u zpomalování neutronů?
- Na jakých prvcích se nejlépe zachycují neutrony?
- Čím je doprovázen záchyt neutronů?
- Z kolika vrstev se musí skládat bariéra, která stíní neutronové záření?
- Jaký tvar má absorpční zákon?
- Na čem závisí velikost vzrůstového faktoru?
- Na čem je závislý lineární součinitel zeslabení?
- Co udává polotloušťka materiálu?

-
- Jaký je vztah mezi polotloušťkou a lineární součinitelem zeslabení?

 - Jakými smysly lze vnímat radiaci?
 - Z jakých zdrojů na nás ionizující záření působí?
 - Co je součástí přirozené radioaktivity?
 - Jak se jmenuje záření, které na nás dopadá z vesmíru?
 - Jaké izotopy vytváří kosmické záření v atmosféře?
 - Jaká je průměrná ekvivalentní dávka od radiačního pozadí v ČR?
 - Co popisuje rozpad nestabilních jader?
 - Kolik rozpadových řad je známo?
 - Kolik rozpadových řad se dochovalo do dnešní doby?
 - Jakým prvkem začíná Uranová rozpadová řada?
 - Jakým prvkem začíná Aktin-Uranová rozpadová řada?
 - Jakým prvkem začíná Thoriová rozpadová řada?
 - Jaká je jednotka dávky?
 - Jak je definovaná dávka?
 - Jaká veličina charakterizuje účinek ionizujícího záření na živý organizmus?
 - Jaká je jednotka ekvivalentní dávky?
 - Jak se vypočítá ekvivalentní dávka?

 - Co určuje kvalitu vod v jaderných elektrárnách?
 - Jaké jsou postupy u čištění vod v jaderných elektrárnách?