

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA APLKOVANÉ ELEKTRONKY A TELEKOMUNIKACÍ

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

**Přehled detektorů ionizujícího záření a vyhodnocující
elektroniky**

**vedoucí práce: Ing. Václav Kraus
autor: Miloslav Šnejdar**

2012

Anotace

Předkládaná bakalářská práce je rozdělena do třech kapitol. V první kapitole lze nalézt rozdělení druhů ionizujícího záření s popisem jejich fyzikálního principu a vlastností, dále pak seznam veličin a jednotek, používaných v této problematice. Druhá kapitola se zabývá detektory ionizujícího záření. V poslední kapitole je pak uveden příklad vyhodnocující elektroniky.

Klíčová slova

Ionizující záření, detektory, detektory ionizujícího záření, polovodičové detektory záření, scintilační detektory ionizujícího záření, Geiger – Müllerovy detektory ionizujícího záření, mrtvá doba

Abstract

My bachelor's work is divided into three chapters. The first chapter contains division of ionizing radiation types with description of its physical principle and characteristic; the list of definitions and units used in this topic. The second chapter is dealing with ionizing radiation detectors. The third chapter contains the example of evaluation electronics.

Key words

Ionizing radiation, detectors, detectors of ionizing radiation, semiconductor detectors, scintillation detectors, Geiger – Mueller counters, dead time.

Prohlášení

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě bakalářskou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě elektrotechnické Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této bakalářské práce.

Dále prohlašuji, že veškerý software, použitý při řešení této bakalářské práce, je legální.

V Plzni dne 8.6.2012

Miloslav Šnejdar

.....

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu bakalářské práce Ing. Václavu Krausovi, za cenné profesionální rady, připomínky a metodické vedení práce.

Obsah

ÚVOD	8
1 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ	9
1.1 DRUHY IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	9
• A - ZÁŘENÍ	10
• B - ZÁŘENÍ	10
• Γ - ZÁŘENÍ.....	10
1.2 ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	11
• PŘÍRODNÍ ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	11
• UMĚLÉ ZDROJE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	11
1.3 VELIČINY A JEJICH JEDNOTKY CHARAKTERIZUJÍCÍ OBLAST IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	11
1.3.1 <i>Veličiny a jednotky charakterizující radionuklidové zdroje.....</i>	<i>11</i>
1.3.2 <i>Jednotky a veličiny charakterizující jiné zdroje</i>	<i>12</i>
1.3.3 <i>Veličiny a jednotky charakterizující pole záření</i>	<i>12</i>
1.3.4 <i>Veličiny a jednotky vyjadřující interakci mezi ionizujícím zářením a látkou</i>	<i>13</i>
1.3.5 <i>Veličiny a jejich jednotky používané v dozimetrii ionizujícího záření.....</i>	<i>15</i>
1.3.6 <i>Veličiny, které se používají v oboru radiační ochrany.....</i>	<i>18</i>
2 DETEKTORY IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ.....	19
2.1 ROZDĚLENÍ DETEKTORŮ	20
2.2 POPIS KONKRÉTNÍCH DETEKTORŮ.....	22
2.2.1 <i>Geiger – Müllerovy detektory</i>	<i>23</i>
2.2.2 <i>Scintilační detektory.....</i>	<i>30</i>
2.2.3 <i>Polovodičové detektory.....</i>	<i>42</i>
3 VYHODNOCUJÍCÍ ELEKTRONIKA A JEJÍ SIMULACE	45
ZÁVĚR	48
POUŽITÁ LITERATURA.....	49

Úvod

Pojem záření představuje v životě každého člověka velice důležitou roli. Jeho účinky přinášejí lidstvu mnohé výhody, ale je třeba se před nimi i chránit, jelikož ne vždy je záření lidskému organismu prospěšné. To samé platí pro svět elektroniky, jednotlivé druhy záření mohou přinášet jak výhody, tak i nevýhody, kterými mohou zásadně ovlivnit fungování takového elektronického systému. V této bakalářské práci se zaměřím na jeden z mnoha druhů záření, konkrétně záření ionizující. V jednotlivých kapitolách popíši jednotlivé zdroje tohoto záření, dále pak rozdělení na jednotlivé druhy a také fyzikální podstatu těchto druhů. V dalších kapitolách se zaměřím na v současnosti nejvíce používané detektory tohoto záření. Uvedu zde popis jejich vlastností a signálů, které jsou dále elektronicky zpracovávány a vyhodnocovány. V předposlední kapitole zmapuji přehled vyhodnocovací elektroniky pro jednotlivé detektory a na závěr této bakalářské práce provedu srovnání detektorů a vyhodnocovací elektroniky.

1 Ionizující záření

Ionizující záření je jedním z druhů okem neviditelného záření. Tento druh záření se dá popsat jako tok fotonů nebo hmotných částic elektromagnetického záření. Toto záření musí mít dostatečně velkou energii na to, aby zmiňované částice či fotony dokázaly z prostředí, kterým procházejí, respektive z jádra atomu popřípadě molekuly, jenž toto prostředí tvoří, odtrhnout určité množství elektronů, čímž dojde k vytvoření iontů odtud tedy název ionizující záření. Výše popsany děj je principem zdroje ionizujícího záření a zároveň rozdílem oproti neionizujícímu záření, u kterého k podobnému ději nedochází, jelikož jeho energie nedosahuje potřebné velikosti. Výše popsany jev může vznikat buďto samovolně v přírodě, kdy je zapotřebí přítomnosti takového atomu, jehož jádro je nestabilní a samovolně se dokáže přeměnit na jádro prvku jiného za vzniku ionizujícího radioaktivního (ionizujícího) záření. Ionizující záření lze však vyvolat také uměle, příkladem tohoto jevu může být ozařování stabilních jader v reaktoru jaderné elektrárny nebo silnější či slabší zčernání fotografické emulze, jež se využívá u rentgenového snímání. Mezi další účinky tohoto záření patří chemické, biologické či tepelné vlivy, veškeré tyto vlastnosti ionizujícího záření však záleží na aktivitě zářiče a dalších faktorech [1].

1.1 Druhy ionizujícího záření

Základním rozdělením ionizujícího záření, které vyplývá i z výše uvedeného textu je rozdělení na ionizující záření přírodní a umělé. Vznik přírodního záření je spojován se vznikem naší planety a je neoddiskutovatelně pevnou součástí přirozeného života. Naproti tomu ke vzniku umělého ionizujícího záření došlo lidstvo postupem času a velký rozmach tohoto oboru nastal až v posledních staletích. Rozmach a poznatky z tohoto oboru byly hojně využity a dnes velmi přispívají v různých oborech lidské práce. Příkladem využití principu umělého ionizujícího záření jsou například lékařské zdroje tohoto záření, jaderné elektrárny, ale bohužel i jaderné výbuchy, jež jsou jedním z negativních využití této technologie.

Dále se ionizujícího záření dělí podle toho, jakým způsobem se rozpadají jádra a jakou částici při svém rozpadu emitují. Takto dělíme ionizující záření na tři druhy:

- **α - záření**

Jedná se o proud částic α , kdy jedna částice α je tvořena dvěma protony a dvěma neutrony, které opustily původní jádro určitého radionuklidu, tímto oslabením původního prvku dochází ke vzniku prvku nového. Tento nový prvek pak lze v periodické tabulce prvků nalézt posunutý o dvě místa vlevo. O takovéto částic, která se oddělila od původního jádra lze říci, že je kladně nabitá a má elektrický náboj. Částici také lze popsat, jako prudce se pohybující kladné jádro helia tzv. heliony. Proto lze běžně v literatuře nalézt označení ${}^2\text{He}^4$ což odpovídá zápisu α . Záření tohoto typu lze pozorovat u velké části přírodních izotopů, jedná se o vysoce ionizující záření, které je ale poměrně snadno odstínitelné. K odstínění záření α nám postačí obyčejný list papíru, jelikož rychlost letu těchto částic je poměrně malá, stejně tak i jejich pronikavost.

- **β - záření**

Tento druh záření se od prvního typu liší v několika bodech. Prvním rozdílem je vznik částic, které tvoří výsledný proud. Tyto částice vznikají tak, že v původním jádru atomu, dojde k přeměně jednoho neutronu na tři jiné částice a to, proton, elektron či pozitron (antičástice elektronu) a antineutrino. Následuje opuštění jádra neutrinem a elektronem popřípadě pozitronem. Výsledkem tohoto jevu je prvek s jádrem, které má o jeden proton více, takovýto prvek lze v periodické tabulce najít posunutý o jedno místo doprava od prvku původního, což je vlastně druhý rozdíl oproti záření α . Dalším rozdílem se týká výsledného proudu částic, jak již bylo naznačeno, je tvořen elektrony nebo pozitrony, které stejně tak jako α částice v prvním případě, opouští jádro původního prvku. Rychlost a pronikavost těchto částic je ale mnohem větší a tento druh záření je tedy těžší odstínit. K odstínění β záření je zapotřebí například vrstva jednoho metru vzduchu, či 1mm olova. O tom, zda bude částice kladně nebo záporně nabitá rozhoduje to, zda se jedná o elektron či pozitron. Polarita jednotlivé částice pak určuje polaritu výsledného proudu částic. Jedná-li se o proud tvořený elektrony, jeho polarita nese záporné znaménko, naopak v případě proudu tvořeného pozitrony je jeho polarita kladná. Tato vlastnost má za následek možnost ovlivnění pohybu částic elektrickým polem.

- **γ - záření**

Jedná se o silné elektromagnetické záření, na rozdíl od předešlých dvou typů ionizujícího záření, nemá tento druh žádný elektrický náboj a nelze ho tak ovlivnit elektrickým polem. Jeho vznik je často vázán na jeden z výše popsaných druhů záření, kdy se po vyzáření α nebo β částice jádro původního prvku dostává do tzv. excitovaného stavu. Takto vzniklé nové jádro se zbaví přebytečné energie, kterou vyzáří. Tomuto vyzáření

přebytečné energie potom říkáme záření γ . Při tomto druhu záření původní jádro neopouští žádné částice, proto lze charakter proudu γ částic považovat za vlnění, jehož vlastnosti jsou blízké světlu, či rentgenovému záření. Pronikavost záření γ je ze všech tří, zde popisovaných záření nejvyšší naopak jeho schopnost ionizace je nejnižší. Díky jeho vysoké pronikavosti, je velice složité toto záření odstínit. Pro odstínění gama záření se udávají tzv. polotloušťky materiálů, které jsou schopny odstínit polovinu γ záření. Jako příklad lze uvést polotloušťku vzduchu, která je 120m nebo polotloušťku olova – 13mm [2].

1.2 Zdroje ionizujícího záření

Zdrojů výše popsaných ionizujících záření lze najít opravdu mnoho. Tyto zdroje lze však rozdělit do dvou základních skupin:

- **Přírodní zdroje ionizujícího záření**

Mezi přírodní zdroje ionizujícího záření patří především kosmické záření. To je způsobeno vesmírnými částicemi, převážně pak takzvaným slunečním větrem, což je proud částic vycházejících ze Slunce. Další složku přírodního záření tvoří radioaktivní prvky obsažené v přírodě.

- **Umělé zdroje ionizujícího záření**

Zdroje umělého ionizujícího záření lze nalézt například tam, kde dochází k jaderné přeměně atomu jádra nebo tam, kde se pomocí různých technických prostředků docílí urychlení elektronové nebo iontové částice.

1.3 Veličiny a jejich jednotky charakterizující oblast ionizujícího záření

1.3.1 Veličiny a jednotky charakterizující radionuklidové zdroje

Aktivita A

$$A = dN/dt [s^{-1}]$$

dN – střední hodnota samovolných přeměn jádra z daného energetického stavu, kde N je počet radioaktivních atomů.

dt – časová změna

s^{-1} – Bq = Becquerel je jednotka aktivity, která se používá také v jednotkách aktivity

vztažené na jednotky objemu, hmotnosti, času, plošného obsahu nebo plochy.

Poměr dN/dt tedy vyjadřuje počet radioaktivních přeměn v látce vztažených na jednotku času.

1.3.2 Jednotky a veličiny charakterizující jiné zdroje

U zdrojů které neemitují izotropní záření např. úzký svazek záření se zavádí jednotka, úhlové emise zdroje – jedná se o emisi zdroje, která je vztažena na jednotkový prostorový úhel. Její jednotkou je pak $[s^{-1}sr^{-1}]$.

Zdroje ionizujícího záření lze také charakterizovat pomocí jejich druhu a energie emitovaného záření.

U radionuklidových zdrojů – zářičů β

- maximální energie částic β
- minimální energie částic β

Zářiče α a γ

U těchto zářičů je třeba znát zastoupení částic nebo fotonů záření, respektive jejich podíl na energii, která je součástí celkové energie záření. Toto zastoupení nemá svou jednotku, jelikož se zpravidla udává v procentech.

1.3.3 Veličiny a jednotky charakterizující pole záření

Fluence Φ

$$\Phi = dN/da [m^{-2}]$$

Tato veličina vyjadřuje celkovou hustotu částic nebo fotonů, které tvoří pole záření v okolí ionizujícího zdroje záření. Jinými slovy lze říci, že se jedná o poměr hustoty částic (dN), které proniknou do koule plošným obsahem (da) hlavního řezu.

Příkon fluence φ

$$\varphi = d\Phi/dt [\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}]$$

Příkon fluence je vyjádřen jako hustotu částic či fotonů, jenž je vyjádřena časovým přírůstkem fluence. V některých textech se lze setkat s definicí, kdy příkon fluence vyjadřuje celkový počet částic nebo fotonů, které proniknou plochou určitého materiálu o šířce 1m. Tato definice je užívána především ve speciálních případech, kdy jsou částice či fotony formovány v široké homogenní svazky, které jsou vzájemně rovnoběžné a také kolmé na plochu materiálu.

Fluence energie a příkon fluence energie

Podobně jako výše zmíněný příkon fluence se dají definovat tyto dvě veličiny. První z nich, tedy fluence energie je vyjádřením hustoty prošlé energie, jejíž jednotkou je Js^{-2} . Druhou veličinou je pak fluence energie což je vlastně hustota toku energie a její jednotkou je Wm^{-2} .

1.3.4 Veličiny a jednotky vyjadřující interakci mezi ionizujícím zářením a látkou

Zeslabení j

$$j = j_0 \exp(-md) [\text{m}^{-1}]$$

Označení veličiny j_0 vyjadřuje hodnotu příkonu fluence před tím, než došlo k jejímu zeslabení. Hodnota j poté říká, jak velký je příkon fluence již po průchodu vrstvou materiálu o určité šířce d .

Lineární součinitel zeslabení m

$$m = t+s$$

Pro výpočet zeslabení je nutné znát několik dalších veličin. Jednou z nich je lineární součinitel zeslabení m . Tato veličina se dá popsat jako součet lineárního součinitele absorpce t a rozptylu s . Jako jednotka je v praxi častěji než m^{-1} využíván cm^{-1} . Díky této veličině lze říci, k jak velkému zeslabení došlo u svazku záření γ či u záření rentgenového.

Hmotnostní součinitel zeslabení m_m

$$m_m = m/r \text{ [m}^2\text{kg}^{-1}\text{]}$$

Mimo lineárního součinitele zeslabení se používá také hmotnostní součinitel zeslabení m_m . Písmeno r zde označuje hustotu daného materiálu, kterým záření prochází. Při dosazování do vztahů, je nutné dbát pečlivě na jednotky jednotlivých veličin. Protože hmotnostní součinitel zeslabení je udáván v m^2kg^{-1} , je nutné do vztahu pro lineární součinitel dosazovat tloušťku d v kg m^{-2} , častěji pak v praxi v cm^2g^{-1} nebo g cm^{-2} .

Hmotnostní součinitel absorpce energie m_{Em}

Veličina, která se používá pro vyjádření vztahu mezi fluancí energie ψ a dávkou D ve vztahu $D = m_{Em} \psi$, který ovšem platí pouze pro monoenergetické systémy používané v dozimetrické problematice.

Lineární přenos energie L_Δ

$$L_\Delta = (dE/dx)_\Delta \text{ [Jm}^{-1}\text{]}$$

Tímto vztahem je definován pro nabitě částice. Hodnota dE je hodnotou ztráty energie určité nabitě částice s elektrony v době, kdy prochází ve vzdálenosti dx skrz danou látku a přenosem energie, jenž je menší, než jeho určitá omezující hodnota Δ . Co se týče hodnoty LPE, tak například částice α ji mají poměrně vysokou, naopak částice γ a X mají hodnotu LPE nízkou. Pro záření s vysokým LPE je užíván název hustě ionizující záření, pro záření s nízkým LPE pak mluvíme o řídké ionizujícím záření. V praxi je pak více využívána jednotka $\text{V}\mu\text{m}^{-1}$.

1.3.5 Veličiny a jejich jednotky používané v dozimetrii ionizujícího záření

Absorbovaná dávka **D**

$$D = d\varepsilon/dm \text{ [Gy]}$$

Dá se říci, že absorbovaná látka je poměr střední absorbované energie, jenž je obsažena v objemovém elementu dávky s určitou hmotností a hmotností tohoto elementu. Stručněji lze říci, že energie absorbovaná látkou, při ozáření na určitém místě se nazývá absorbovaná dávka. Jednotkou, vyjadřující tuto veličinu je Jkg^{-1} m, pro níž byl zaveden v roce 1975 mezinárodní název gray, na počest významného britského fyzika L.H.Graye.

Pro absorbovanou energii platí vztah:

$$e = \Sigma \varepsilon_{\text{in}} - \Sigma \varepsilon_{\text{ex}} + \Sigma Q$$

Kde $\Sigma \varepsilon_{\text{in}}$ vyjadřuje sumu všech energií částic, které pronikly do objemu látky aniž by záleželo na tom, zda se jedná o částice ionizující přímo či nepřímo. Druhý člen $\Sigma \varepsilon_{\text{ex}}$ je opak členu prvního, tedy suma energií všech částic, které daný objem opustily. Třetí člen rovnice ΣQ pak vyjadřuje sumu veškerých změn klidových energií, ke kterým dochází v jádrech či elementárních částicích. Touto změnou může být přírůstek (vyjádřen záporným znaménkem) nebo úbytek (vyjádřen kladným znaménkem) klidových energií, ke kterému dochází uvnitř objemů při všech jaderných přeměnách.

Dávkový přírůstek **D**

$$D = dD/dt \text{ [Gys}^{-1}\text{]}$$

Je vyjádřením poměru přírůstku dávky za určitý čas. V praxi se častěji jako jednotka používá mGyh^{-1} .

Kerma **K**

$$K = dEk/dm \text{ [Gy]}$$

Jedná se o součet veškerých počátečních kinetických energií jednotlivých nabitých částic, které jsou postupně uvolňovány z určitého objemu látky o hmotnosti m nenabitými ionizujícími částicemi. Pokud nastane rovnováha mezi nabitými částicemi, jedná se o stav, kdy se kerma rovná absorbované dávce. O rovnováze částic lze hovořit pouze tehdy, je-li energie, kterou odnášejí částice mimo daný objem rovna energii přinesené do stejného objemu, nabitými částicemi, které vznikly v okolí tohoto objemu. V případě, kdy se jedná o fotonové záření, je rovnováha částic nazývána elektronovou rovnováhou a je splněna tehdy, když energie záření dosahuje hodnot menších než 3 MeV, v takovémto případě je kerma přímo úměrná dávce.

Kermový příkon

$$K = dK/dt \text{ [Gys}^{-1}\text{]}$$

Jde o přírůstek kermy, kterého bylo dosaženo za určitý časový interval.

Kermová vydatnost V_k

$$V_k = I^2 K$$

Vzorec vyjadřuje součin kermového příkonu vzduchu, jenž byl vyvolán částicemi fotonů a umocněné vzdálenosti od ohniska radionuklidového zdroje, právě těchto fotonů.

Kermová konstanta Γ

$$\Gamma = V_k/A \text{ [Gym}^2\text{Bq}^{-1}\text{s}^{-1}\text{]}$$

Tato konstanta v sobě zahrnuje několik druhů záření, záření γ , vnitřní brzdné záření, anihilační záření, jenž vzniká z přeměn u emisí pozitronů a také charakteristické rentgenové záření. Fotonové záření je bránou pouze tehdy, když je jeho energie větší než určitý stanovený limit. Limit bývá zpravidla nastaven na 20 keV, méně častěji i 10 keV nebo 30 keV. Záření s energií, která je nižší, než stanovený limit je absorbováno již při svém vzniku přímo zdrojem, není tak bráno v potaz. Energetický limit, lze nalézt v kermových tabulkách

konstant, kde musí být vždy uveden. Kermovou konstantu lze zaměnit za dávkovou konstantu jen tehdy, jedná-li se o radionuklidové zdroje fotonového záření.

Expozice X

$$X = dQ/dm \text{ [Ckg}^{-1}\text{]}$$

Je veličina, která je definována výhradně pro vzduch. Člen dQ vyjadřuje absolutní hodnotu celkového elektrického náboje kladného či záporného iontu, který vzniká ve vzduchu v okamžiku zabrzdění všech elektronů a pozitronů uvolněných fotony v oblasti daného objemového elementu vzduchu s hmotností dm. V dřívějších dobách se jako jednotka používal 1 R, vztah mezi 1 R a C·kg⁻¹ je následující 1R=0,258 mC·kg⁻¹. V dnešní době se již tato veličina přestává používat a na místo ní je doporučeno použít kermu ve vzduchu či v tkáni.

Expoziční příkon

$$X = dX/dt \text{ [C·kg}^{-1}\text{·s}^{-1}\text{]}$$

Jedná se o určitý přírůstek expozice za časový interval.

Měrná sdělná energie a měrná energie z

Tato veličina je používána v mikrodozimetrii a pro její pochopení je třeba připomenout, že celý proces předání energie mezi látkou a ionizujícím zářením má nespojitý charakter. Což je patrné z formy předání, kdy energie je předávána v kvantech, jejichž velikost bývá mezi jednotkami až desítkami eV. Jelikož je element objemu s hmotností dm malý, nelze použít k vyjádření množství absorbované energie absorbovanou dávku. V takto malém objemu je totiž předávaná energie přibližně stejná jako energie předaná v jednotlivém ději interakce mezi látkou a zářením. Jako příklad takového jevu lze uvést srážku rychle letícího elektronu s elektronem prostředí, při této srážce dojde k předání energie o hodnotě 20-30 eV v celkové oblasti, kterou je možné aproximovat koulí s poloměrem 1,5 nm. Tato hodnota by vyjádřením pomocí absorbované dávky odpovídala 2·10⁵ Gy, což je velmi vysoká hodnota, jejíž reálný význam je nulový. Z tohoto důvodu je zaváděna další veličina a to měrná

energie z .

Měrná energie z je popsána jako poměr sdělné energie ε obsažené v určitém elementu, jenž má hmotnost m a právě této hmotnosti. Pokud se hodnota hmotnosti blíží nule, je měrná energie úměrná absorbované dávce D .

1.3.6 Veličiny, které se používají v oboru radiační ochrany

Ekvivalentní dávka H_T

$$H_T = w_R \cdot D_{TR}$$

Je vyjádřením součinu radiačního váhového vektoru w_R , jehož hodnoty se liší dle druhu částic a střední absorbované látky DTR index T označuje orgán či tkáň index R pak ionizující záření typu R .

Tabulka hodnot váhového vektoru pro různé částice:

Druh částice	fotony	elektrony	protony	neutrony	částice α	těžká jádra	štěpné fragmenty
Hodnota w_R	1	1	5	5-20	20	20	20

Dávkový ekvivalent H

$$H = Q \cdot D \text{ [Sv]}$$

V každém bodě tkáně lze získat hodnotu jakostního činitele Q a absorbované dávky D součinem těchto dvou hodnot lze dostat dávkový ekvivalent H . Činitel jakosti vyjadřuje rozdíl mezi účinností jednotlivých typů záření. Například pro lineární záření, jehož hodnota přenosu energie je $10 \text{ keV}/\mu\text{m}$ má hodnotu 1. Jednotka sievert je volena z důvodu odlišení jednotky dávkového ekvivalentu od jednotky pro dávku. Sievert je tedy v tomto případě roven $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$.

Osobní dávkový ekvivalent $H_p(d)$

Tato veličina je velice důležitá, plní základní roli při stanovách povolené radiační zátěže pro pracovníky pracující v oblasti se zářením. Jedná se o dávkový ekvivalent určený v konkrétním bodě pod povrchem těla v měkké tkáni a hloubce d . Hodnoty hloubek se liší, dle

toho o jaký druh záření se jedná. U nepronikavého záření (elektrony) je hodnota hloubky 0,07 mm pro záření pronikavého charakteru pak 10 mm.

Efektivní dávka E [Sv]

$$E = \sum w_T H_T$$

Jak je patrné z vzorce, jedná se o sumu součinů dvou hodnot. Hodnota H_T vyjadřuje ekvivalentní dávku v dílčích orgánech a tkáních. Veličina w_T je vyjádřením hodnoty váhových faktorů tkání, které ukazují radiosenzitivitu orgánů a tkání, která se liší dle konkrétního orgánu či tkáně, z hlediska jejich náchylnosti na vznik stochastických účinků. Vyšší hodnota váhového vektoru znamená vyšší hodnotu radiosenzitivity z pohledu stochastických účinků. Dojde-li k celotělovému ozáření vyjadřují pak jednotlivé váhové faktory orgánů, jejich podíl na celkovém riziku vzniku stochastických problémů v těle. Jelikož nerovnoměrné ozáření bývá například v lékařském odvětví častým jevem, je zde vyjádření radiační zátěže na tělo jediným číslem obrovskou výhodou, umožněnou právě díky existenci efektivní dávky [3].

2 Detektory ionizujícího záření

Po krátkém vysvětlení jednotlivých druhů ionizujících záření a po představení některých veličin a jejich jednotek používaných v oblasti dozimetrie, se v této kapitole mé práce zaměřím na jednu ze dvou hlavních problematik, která je podstatou této práce a to detektory ionizujícího záření.

Detektor ionizujícího záření je zařízení, které dokáže zachytit ionizující záření, které je jinak neviditelné. Spolu s fyzikálními metodami a vhodné přístrojové techniky pak dochází k měření tohoto záření. Samotné detektory umožňují zkoumat veškeré vlastnosti ionizujícího záření, které se pak dále využívají v různých oborech lidské činnosti. Mezi tyto vlastnosti patří například intenzita a energie záření, ale mnoho dalších. Existuje několik druhů těchto detektorů, některé z nich jsou hojně využívány, jiné jsou používány pouze ve speciálních případech a některé se již pomalu používají přestávají.

2.1 Rozdělení detektorů

Detektory lze dělit podle tří kritérií, které dále zahrnují několik skupin detektorů s různými vlastnostmi. Kritéria jsou stanovena na základě časového průběhu detekce, dále pak na principu detekce, vycházejícího z fyzikálně – technického hlediska. Jako třetí kritérium lze uvažovat komplexnost měřené informace.

Podle časového průběhu detekce lze dělit detektory do dvou skupin na detektory kontinuální a kumulativní.

- ***Kontinuální detektory***

Detektory tohoto typu bývají z valné části elektronické, jsou schopny produkovat průběžnou informaci o okamžité hodnotě intenzitě záření nebo také počtu kvant. Výsledkem měření takového detektoru, by měla být okamžitá intenzita záření, která bude úměrná odezvě detektoru. Pokud dojde k ukončení ozařování detektoru, klesne jeho výstupní signál na nulu, či hodnotu pozadí.

- ***Kumulativní detektory***

Někdy lze najít také pod označením integrální detektory, jejich funkce je vázána na postupném shromažďování odezvy během probíhající expozice. Signál odezvy je uložen v detektoru i po ukončení expozice a jeho vyhodnocení lze provést až dodatečně. Do této skupiny lze zařadit především materiálové a fotografické detektory, existují však i typy elektronických detektorů, které mohou pracovat v kumulativním režimu.

Vzhledem k principu detekce, lze rozdělit detektory do tří skupin na fotografické, materiálové a elektronické, první dva druhy, tedy fotografické a materiálové pracují výhradně v kumulativním neboli integrálním režimu.

- ***Fotografické detektory***

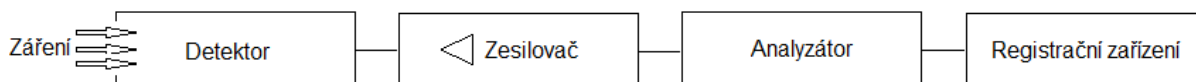
Princip těchto detektorů je založen na fotochemických účincích záření, patří sem např.: filmové dozimetry, jaderné emulze, rentgenové filmy. Dále pak existují fotografické detektory, které využívají funkce zobrazení stopy částic v dané látkové oblasti např.: mlžné komory a další.

- **Materiálové detektory**

Tento druh detektorů, svou funkci zakládá na dlouhodobém sledování změn některých vlastností látky, ke kterým dochází vlivem působení ionizujícího záření. Využívají konkrétně vlastnosti těžkých částic, či částic α , které zanechávají na materiálu, k jehož ozáření došlo určité stopy. Tyto stopy jsou posléze odhalitelné, dají se tak zviditelnit či detekovat. Jednou z vlastností takových detektorů je nízká citlivost, proto jsou použitelné spíše v oblastech s vysokou intenzitou záření nebo pro dlouhodobou kumulativní detekci.

- **Elektronické detektory**

U těchto detektorů vychází princip z přeměny části absorbované energie ionizujícího záření na elektrické proudy či impulsy. Tyto impulsy jsou pak dále zesilovány a vyhodnocovány v dalších zařízeních. Schéma celkového aparátu s elektronickým detektorem je znázorněno na obrázku níže.



obr. č. 2.1. blokové schéma detektoru

V bloku detektoru dojde k zachycení ionizujícího záření a přeměně jeho energie na elektrický signál, který je dále zesílen v bloku zesilovače. Následuje blok analyzátoru, ve kterém dochází ke zpracování elektrického signálu a jeho uzpůsobení tak, aby koncový blok registračního zařízení, který může být buď analogový, nebo digitální, dokázal zobrazit požadované hodnoty.

Třetí kritérium komplexnosti, zahrnuje čtyři skupiny detektorů. Jsou to detektory záření, spektrometry ionizujícího záření, zobrazovací detektory a dráhové detektory částic.

- **Detektory záření**

Tyto detektory produkují informaci o intenzitě záření, tzn. počtu kvant, nikoli již informaci o druhu či energii tohoto záření. Obecně jsou považovány za nejjednodušší detektory ionizujícího záření a lze mezi ně zařadit např.: ionizační komory, termoluminiscenční dozimetry nebo Geiger - Müllerovy detektory.

- **Spektrometry ionizujícího záření**

Na rozdíl od detektorů záření, spektrometry ionizujícího záření dovedou změřit nejen

intenzitu záření či počet kvant, ale také energii tohoto záření popřípadě i další vlastnosti. Výsledkem tohoto měření je ve většině případů energetické spektrum $N=N(E)$, která je zobrazena pomocí grafu, kdy na osa y vyjadřuje četnost kvant N , neboli intenzity záření a osa x energii E . Spektrum tedy ukazuje celkové rozložení energie kvant záření, jenž je spektrometrem zkoumáno.

- **Zobrazovací detektory**

Jedná se o další druh zařazení do kritéria komplexnosti měřené radiační informace, který je schopen změřit intenzitu záření. V tomto případě se jedná o zobrazení prostorového rozložení a to dvěma způsoby, buď vizuálně, anebo elektronicky. V minulosti byl nejčastěji pro zobrazení intenzity využíván fotografický film, popřípadě pro oblast rentgenového záření pak luminiscenční stínítka, později za účelem lepšího zobrazení doplněna o různé zesilovače obrazu a v případě potřeby i elektronickým zpracováním. V současnosti se však nejvíce používá vhodné rozložení detektorů v používaném prostoru. Detektory jsou rozmístěny tak, aby dokázaly přinést informaci o dopadu záření, popřípadě o úhlech, pod kterými vyšetřované záření přitéká. Tato soustava několika detektorů je nazývána jako multidetektorový systém.

- **Dráhové detektory částic**

Poslední ze čtyř skupin detektorů, zařazených do třetí kategorie jsou dráhové detektory částic. Hlavním vlastností těchto zařízení je vyhodnocení popřípadě i zviditelnění jednotlivých částic záření, které prochází určitým prostorem, problém nenastane ani tehdy, pokud částice procházejí magnetickým polem. Dráhový detektor totiž dokáže určit zakřivení dráhy i u částic, které tímto polem procházejí. Této vlastnosti je dosaženo na základě tzv. materiálových efektů. Příkladem takového efektu může být např.: různé fotochemické reakce, popřípadě kondenzace kapek z páry či vznik bublin z kapaliny, která je zahřívána na vyšší teploty. Další možností jak dosáhnout požadovaného efektu je užití vhodné elektroniky, kde je opět použita metoda prostorového rozložení většího množství detektorů, ionizačních a polovodičových komor, jenž jsou dohromady sdruženy pod cizím názvem trackery.

2.2 Popis konkrétních detektorů

V této kapitole představím některé konkrétní typy detektorů ionizujícího záření. Popíši jejich princip, vlastnosti a výhody. Na konci této kapitoly provedu srovnání těchto druhů detektorů, kde se pokusím nastínit, kde a pro jaká měření nacházejí největší uplatnění.

2.2.1 Geiger – Müllerovy detektory

Geiger – Müllerovy počítače, jsou většinou označováni pomocí zkratky GM počítače, či GMT. I já využiji této zkratky v této práci, proto již dále budu využívat zkrácenou verzi názvu, tedy GM. Jedná se o jedny z nejstarších typů detektorů, jejichž historie sahá až do roku 1928, kdy byly tyto detektory vynalezeny. Jelikož se jedná o nejjednodušší typy detektorů, jejich uplatnění je stále poměrně hodně rozšířené a proto jsem právě tento typ zvolil jako první v této kapitole.

Popis GM detektoru

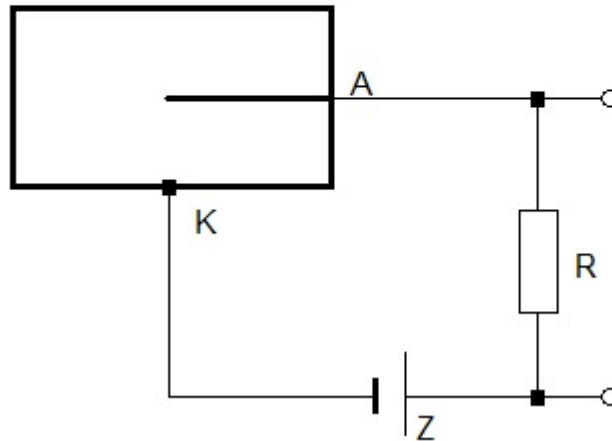
Detektor si lze přirovnat tvarem, k válcovému kondenzátoru, jehož prostor mezi dvěma elektrodami, je vyplněn vhodným plynem. Hlavní částí tohoto detektoru je tzv. Geiger – Müllerova trubice, která bývá vyrobena většinou ze skla či vhodného kovu a je naplněna nejčastěji heliem či argonem. Tato trubice obsahuje dvě elektrody, katodu a anodu. Katoda je tvořena samotným válcem, přičemž anodu tvoří tenký drátek, vyrobený nejčastěji z wolframu nebo molybdenu, pro větší hladkost drátku se jeho povrch často potahuje vrstvou stříbra. Další důležitou částí zapojení tohoto detektoru je transformátor, který přivádí napětí do obvodu. Díky jednoduchosti zapojení GM detektoru, nepotřebujeme pro jeho sestavení nijak speciální prostory ani vybavení. Tento typ detektoru by pomocí jednoduchého schématu dokázal sestavit i začátečník v domácích podmínkách.

Princip GM detektoru

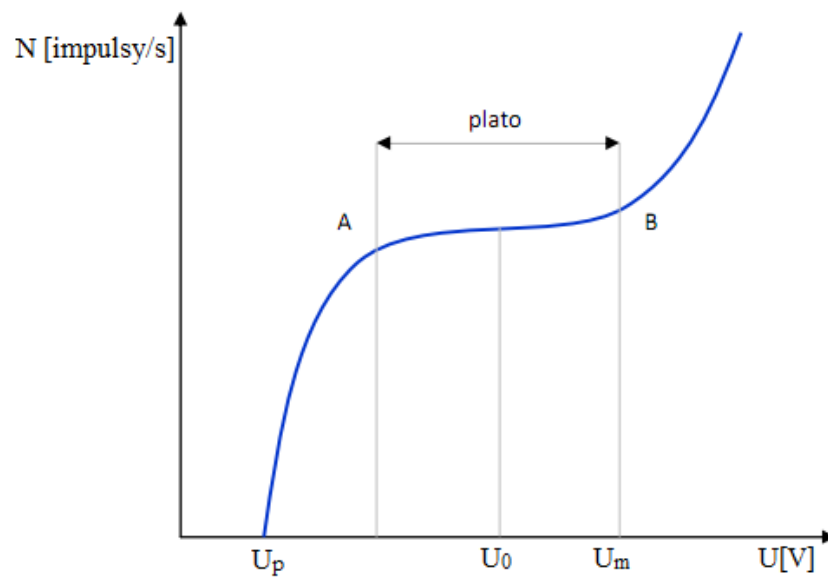
Princip GM detektoru spočívá v připojení napájecího napětí, jehož hodnota musí být rovna tzv. prahovému napětí GM oblasti U_p . Hodnotu napětí je třeba držet v pracovní oblasti, počínaje prahovým napětím, v počítačací charakteristice je vidět, že pokud napětí stále roste, v určitém místě se počet zaregistrovaných impulsů vzhledem k hodnotě napětí téměř nemění. Je ale třeba dát veliký pozor na to, aby napětí nepřesáhlo stanovenou maximální hodnotu U_m , pokud by napětí tuto hodnotu přesáhlo, mohlo by dojít ke vzniku samostatného výboje v trubici a tím pádem k jejímu poškození. Pracovní oblast, která se nazývá plato, se znázorněním prahového i maximálního dovoleného napětí lze vidět na obrázku č.2.3. Uvnitř trubice dochází k jevu, kdy částice ionizujícího záření, která vstoupí do detektoru, vytvoří pár elektron – kladný iont. Ve svém principu by se dal GM detektor přirovnat k proporcionální

komoře, nicméně na rozdíl od ní dochází u GM detektoru ještě k dalšímu jevu. Elektrony, jejichž energie nedosahuje potřebné hodnoty k ionizaci atomu, způsobí excitaci atomu. V tomto stavu jsou však atomy nestabilní a tak musí dojít k deexcitaci, v tomto případě má deexcitace charakter spontánní emise. Vzniklé elektromagnetické záření se šíří do všech směrů a při vhodné dráze může dojít k zasažení katody, čímž dojde k vyvolání fotoelektronu. Fotoelektron je od katody odpuzován, zároveň je však díky účinku pole přitahován anodou, dalším faktorem pro takto velký nárůst rychlosti fotoelektronu je poměrně velká klidová hmotnost, kterou tyto částice na rozdíl od fotonů mají, fotony se naopak ve srovnání s fotoelektrony pohybují pomaleji. S velkou rychlostí fotoelektronu souvisí i nárůst jeho energie, jakmile získá fotoelektron větší energii, může se dále podílet na ionizaci.

Výsledkem tohoto děje je vznik elektrického výboje v oblasti plynové náplně GM trubice, který se postupně během několika μs rozšíří podél celé plynové oblasti. Takto je určeno výsledné plynové zesílení, jenž dosahuje řádů 10^6 až 10^{10} . Toto zesílení je omezeno pouze důsledkem, který vyvolá shluk kladných iontů. Tyto ionty se seskupují ve tvaru trubice kolem celé délky anodové elektrody a svým prostorovým nábojem snižují intenzitu elektrického pole, což je příčinou poklesu zesílení. Katoda za pomoci elektrického pole, které vzniklo připojením elektrického napětí, začne přitahovat vzniklé kladné ionty, jakmile doputuje kladný iont až ke katodě, dojde k jeho neutralizaci díky záchytu elektronem. Při tomto ději se uvolní určité množství energie a pokud je toto množství větší, než hodnota výstupní práce, dojde k emisi volného elektronu. Elektrony jsou přitahovány anodou, jejího povrchu dosáhnou v řádu několika μs a spustí tak sekundární lavinu, dále se už jen výše popsaný proces opakuje. Takto je původní signál zesílen a je schopen v obvodu vyvolat proudový impuls. Poslední důležitou funkcí je jeho příprava na detekci další částice. Detektor je třeba uvést do stavu, ve kterém je schopen registrovat částice, které jím procházejí, jako jednotlivé impulzy. Aby se toho docílilo, je třeba pomocí níže popsaného procesu zabránit vzniku sekundárních lavin. Proces, který dokáže takto detektor připravit se odborně nazývá zhášení. Procesu zhášení lze dosáhnout dvěma způsoby. Prvním způsobem tzv. elektronickým, může být snížení napájecího napětí na elektrodách, druhý způsob je pomocí tzv. zhášecího plynu. Zhášecí plyn je takový plyn, který díky svým vlastnostem dokáže pohltit vyzářené fotony a tím zabránit dalšímu vzniku elektrického výboje, více o této vlastnosti GM detektorů bude popsáno v kapitole věnované vlastnostem těchto detektorů.



obr. č. 2.2. schéma GM - detektoru 1



obr. č. 2.3. Závislost impulsů na napětí 1

Vlastnosti GM - detektorů

Zhášení detektorů

GM počítače z hlediska zhášení dělíme do dvou skupin. První skupinou jsou nesamozhášecí počítače, druhou skupinou pak logicky samozhášecí.

- ***Nesamozhášecí GM počítače***

Při pohledu do daleké historie lze zjistit, že v prvních GM počítačích se jako náplň používali čisté vzácné plyny, jedinou možností, jak docílit zhašení bylo zmenšení intenzity elektrického pole. Snížení této intenzity se dosáhlo zmenšením napájecího napětí na úroveň pod hodnotou pracovního napětí. Jelikož v době vzniku těchto detektorů přinášela tehdejší elektronika pouze omezené možnosti, a tak se zhašení docílilo zařazením integračního článku RC s určitou časovou konstantou do obvodu detektoru. Do série s celkovou kapacitou obvodu, tvořenou kapacitou detektoru a kapacitou zesilovače impulsů, byl připojen odpor R. Pokud dojde k vybití kapacity C pomocí primárního výboje detektoru, poklesne prahové napětí na menší hodnotu, než je třeba pro vznik sekundárních výbojů. Hodnota časové konstanty vyjadřuje dobu, za kterou se hodnota prahového napětí dostane opět na úroveň, při které je možná správná funkce detektoru. Pokud je tato doba delší, než doba sběru kladných iontů, což je doba, za kterou vrstva kladných iontů, která obepíná anodu, přejde od oblasti anody do oblasti katody v GM trubici, bude splněna funkce zhašení, to znamená, že sekundárním výbojům bude zabráněno a jeden impuls na anodě bude odpovídat jedné interakci. Tato metoda má však velkou nevýhodu, která spočívá ve velmi pomalém návratu anodového napětí počítače na hodnotu provozního napětí dodaného zdrojem. Z této nevýhody pak vyplývá jisté omezení a to na nízké četnosti interakcí, zpravidla 10^{-2} s^{-1} . Postupem času došlo k vývoji této metody až k současně používané metodě, jejímž principem je impulsní reverzace napětí na počítači. Impulsní reverzaci zaručuje diskriminační obvod, pomocí něhož dochází k přepólování anody a díky k tomu ke sběru kladných iontů, během velice krátké doby, zpravidla několik μs . Doba sběru kladných iontů určuje zároveň dobu, kdy detektor není schopen registrace částic. Této době se odborně říká mrtvá doba a její hodnota je určena právě dobou sběru kladných iontů. Pokud tedy dokáže systém reverzace zkrátit dobu sběru, respektive mrtvou dobu detektoru, dojde i k zmenšení počítačích ztrát. Ač tento systém zhašení v konečném důsledku přináší dobré výsledky, v praxi se nedokázal více prosadit. Je to zapříčiněno především složitostí obvodů, které jsou pro tuto metodu potřebné, zbytečně totiž komplikují jinak velice jednoduchou elektronickou aparatury, kterou GM detektory bezpochyby jsou.

- ***Samozhášecí GM počítače***

Princip těchto druhů detektorů je založen na vlastnostech tzv. zhašecích plynů. Tyto plyny se vyznačují menší ionizačním potenciálem a větší molekulární strukturou, než běžné plnicí plyny obsažené v GM trubicích. To má za důsledek vznik elektrofotonů v oblasti plynu blízko anodě, nikoliv na katodě, jak se tomu děje u nesamozhášecích počítačů. V tomto místě

způsobují vznik lavin, což má za následek pomalý posun iontové vrstvy kolem anody. Kladné ionty se na své cestě ke katodě srážejí s neutrálními molekulami, z nichž některé pocházejí ze zhášecího plynu. V tomto bodě procesu jsou velmi důležité ionizační energie obou plynů, jejich rozdíl má za následek přenesení kladného náboje z iontů na molekuly zhášecího plynu, čímž dojde k neutralizaci kladných iontů primární složky. Tyto ionty jsou posléze nahrazeny kladnými ionty zhášecího plynu. Pokud dosahuje zhášecí příměs dostatečné koncentrace, připutují do oblasti katody již pouze kladné ionty zhášecího plynu. Jakmile dojde k jejich neutralizaci na katodě, uvolněná energie se využije k disociaci složitých molekul, namísto vzniku elektronu. Abych se dosáhlo co největší pravděpodobnosti disociace namísto uvolnění elektronu, je třeba vybrat správný druh zhášecího plynu. Nejčastěji používanou zhášecí příměsí bývá díky svým vlastnostem etylalkohol, popřípadě etylester kyseliny mravenčí. Použití zhášecích plynů organické báze má však i své nevýhody, největší nevýhodou je omezení maximální životnosti GM počítače, jenž je důsledkem snížení počtu neutrálních molekul zhášecích příměsí.

Falešné impulzy

Tyto impulzy se objevují pouze u samozhášecích počítačů zpravidla po impulzech „chtěných“, které jsou produktem ionizace detekované částice. Jejich vznik je nejčastěji spojen s procesem zhášení, pomocí zhášecí příměse. Jak bylo popsáno výše, při zhášení dochází k neutralizaci na katodě, nicméně existuje určitá pravděpodobnost, že část vzniklé energie se přeci jen využije ke vzniku elektronu, namísto disociace složitých molekul. Tyto falešné impulzy se vyznačují konstantním časovým zpožděním za chtěnými impulzy, hodnota takového zpoždění je pak rovna době sběru kladných iontů. Počet impulzů se zvětšuje se stářím daného počítače, u nového počítače je počet falešných impulzů menší než u staršího zařízení, jelikož na vznik falešných impulzů má vliv počet koncentrace zhášecí příměsí. Dalším vlivem na vznik falešného impulsu je hodnota pracovního napětí, čím větší tato hodnota je, tím větší je i pravděpodobnost vzniku falešného impulsu. Výčet možných příčin vzniku falešného impulsu tím však ještě nekončí, na další vznik falešného impulsu může mít vliv záporný iont, od něhož se v blízkosti anody odtrhne elektron a přispěje ke vzniku laviny, což je způsobeno vysokou intenzitou elektrického pole. Pokud by se srovnala pohyblivost jak kladného tak záporného iontu, dojde ke závěru, že se od sebe téměř neliší, proto i obě doby sběru kladných i záporných iontů probíhají přibližně stejně dlouho, z čehož pramení časové zpoždění falešných impulzů za impulzy chtěnými, které je stejné jako při prvním případě.

Posledním případem, kdy může dojít ke vzniku falešného impulzu je tzv. Malterův jev. Jeho příčinou jsou při výrobě katod vzniklé vrstvy, např.: kov-kysličník-kov, vrstvy si lze představit jako kondenzátor s kapacitou. Vlivem kapacity této vrstvy, může dojít ke studené emisi elektronů, pokud se kapacita vrstvy a rostoucím napětím nabíjí. Tyto elektrony jsou poté příčinou vzniku falešného impulzu. Proti takovému vzniku falešného impulzu lze zakročit pokovením katody tenkou vrstvou kovu, který kapacitní vrstvu nevytvoří nebo zvolit jiný materiál pro katodu.

Mrtvá doba a doba zotavení

Jak již bylo naznačeno v předešlém textu, mrtvá doba vzniká v okamžiku, kdy je anoda obalena množstvím kladných iontů. Důsledkem této trubice kladných iontů je snižující se hodnota intenzity elektrického pole a tím pádem i zánik lavinového efektu. Popsaný stav se nemění až do té doby, než se driftující ionty vzdálí od anody na takovou vzdálenost, při které je hodnota intenzity elektrického pole dostačující pro vznik lavin. Zatímco mrtvá doba trvá, je počítač naprosto necitlivý. Následující době, se impulzy z interakcí pomalu dostávají na původní hodnotu, impulz dosáhne své původní amplitudy až tehdy, je-li elektrické pole v počítači nastaveno do původní hodnoty. Časový interval mezi odezněním mrtvé doby a okamžikem sběru kladných iontů je nazýván dobou zotavení. Pokud je třeba určit mrtvou dobu v praxi, zavádí se tzv. efektivní hodnota mrtvé doby a je určena diskriminační hladinou zařízení sloužícího pro vyhodnocování. Pokud toto zařízení reaguje i na impulzy s nejmenší amplitudou je efektivní mrtvá doba rovna mrtvé době, která je popsána výše. Obecně lze říci, že čím větší je diskriminační úroveň, tím větší je i mrtvá doba, je to způsobeno dobou regenerace, z důvodu co nejmenších počítačích ztrát je tedy vhodné nastavit diskriminační hladinu vyhodnocovacího zařízení co nejmenší. Dobu trvání mrtvé doby lze ovlivnit i nastavením pracovního napětí počítače. Pokud toto napětí zvýšíme, zvětšíme zároveň rychlost kladných iontů a to má za následek zkrácení mrtvé doby. V přímém měření praktické úlohy se efektivní hodnota mrtvé doby mezi počítačem a vyhodnocovacím zařízením určuje pomocí metody více zářičů nebo metody zářiče s krátkým poločasem rozpadu. Jelikož na trvání mrtvé doby má vliv dráha a doba sběru kladných iontů, nedoporučuje se použití počítačů, jejichž průměr je větší než 5 cm. Výhodnější volbou je v případě, že je třeba dosáhnout větší účinnosti, zapojit paralelně k pracovnímu odporu několik samozhásecích GM počítačů o malých průměrech a shodných charakteristikách. V takovémto zapojení pak mrtvá doba postihne vždy jen ten počítač, který je součástí interakce a následného výboje, zatímco ostatní

z těchto počítačů jsou během mrtvé doby prvního počítače schopny další registrace.

Vlastnosti impulzů

Při detekci částic a následném vyhodnocování, lze registrovat několik druhů zpoždění, která jsou způsobena různými aspekty. První druh zpoždění lze zaregistrovat přímo mezi okamžikem primární ionizace uvnitř počítače a impulzem, který vzniká na anodě, umožňující tak její zaregistrování. Není to ale jediné zpoždění, které lze v systému objevit, je prokázána existence tzv. variabilního zpoždění signálu. Toto zpoždění, jehož doba byla zatím zjištěna v rozsahu 10^{-7} až 10^{-4} s bývá způsobeno některým z níže popsaných mechanismů. Tyto mechanismy popíší níže.

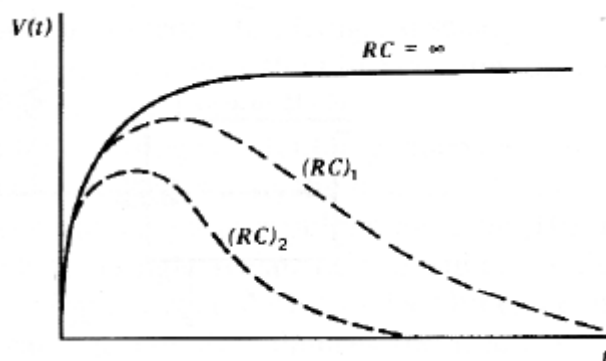
- a) První varianta vychází z faktu, kdy je velikost zpoždění určena dobou trvání mezi interakcí a vznikem elektronu, který způsobí vznik laviny. Jelikož k interakci může v prostoru počítače dojít kdekoliv, nejmenší hodnota zpoždění bude tehdy, pokud dojde k interakci blízkosti anody, nejdelší zpoždění bude registrováno naopak tehdy, dojde-li k interakci na katodě.
- b) Dalším faktorem pro vznik zpoždění je kombinace konstrukce GM počítače, způsobu provádění ozařování počítače, nastavenou diskriminační hladinou a reakční dobou vyhodnocovacího zařízení. Tyto čtyři faktory mohou způsobit zpoždění reakce za začátkem vyhodnocovacího impulsu, jehož strmost je dána právě těmito vlastnostmi procesu detekce a jejího vyhodnocení.
- c) Poslední faktor, který může způsobit variabilní zpoždění impulsu je sice velmi nepravděpodobné, nicméně ho nelze vyloučit a je třeba s ním počítat. Uvnitř počítače může v průběhu detekování dojít k zachytu primárního elektronu a v návaznosti na něj ke vzniku záporného iontu. Chování takové částice lze přirovnat ke kladnému iontu, s tím rozdílem, že se pohybuje opačným směrem, tedy k anodě, kde dojde k odtržení elektronu a spuštění lavinového efektu. Z tohoto důvodu je třeba se vyvarovat použití plynů s vysokou hodnotou afinity.

Při postupném vývoji GM detektorů, tím pádem i zmenšení zpoždění u těchto zařízení, došlo k zmenšení konstrukčním úpravám. GM detektory tak doznali zmenšení svých průměrů

a došlo i ke zmenšení tlaku při jejich plnění. I tak ale díky stále velkému zpoždění v porovnání s jinými druhy detektorů jsou GM detektory použitelné především tam, kde jsou požadavky na rozlišovací dobu v řádech jednotek mikrosekund. V případech, kdy je tato doba rozlišovací schopnosti nedostačující se používají nejčastěji detektory scintilační [4]

Tvar výstupního impulsu

To, jak bude výstupní impuls vypadat, záleží na charakteru výboje. Jelikož všechny výboje uvnitř GM počítače jsou přibližně stejné co do velikosti a času, budou mít výstupní pulzy po modelaci v tvarovacím procesu přibližně stejnou amplitudu. Velký vliv na výstupní pulz má časová konstanta RC . Jak je vidět na obrázku níže, který zobrazuje vliv časové konstanty na výstupní tvar impulsu. $RC_2 < RC_1 < RC_\infty$ [5]



obr. č. 2.4. výstupní char. GM - det.[5]

2.2.2 Scintilační detektory

Tento druh detektorů, využívá ve svém principu, převod absorbované energie ionizujícího záření na energii fotonů. Tyto fotony náleží většinou oblasti viditelného krátkovlnného oblasti, popřípadě do blízké oblasti ultrafialového spektra. Takovýto způsob detekce je vzhledem k historii nejstarším. Zprvu se využívalo tohoto principu ve spolupráci s lidským zrakem, kdy záblesky stínítka, jehož povrch byl pokryt vrstvou ZnS, byly pozorovány pomocí mikroskopu a jejich počet byl zaznamenáván. Zařízení využívající tento princip neslo název spintariskop a pro práci s ním bylo zapotřebí opravdu velice dobrého zraku. V pozdější době byly však tyto přístroje z laboratoří vytlačeny, na tu dobu již téměř dokonale vyvinutými plynovými detektory. Návrat scintilačních detektorů na scénu přišel o

několik let později a stál za ním objev scintilačních vlastností organických i anorganických látek. Tento objev přinesl jedno ze základních rozdělení těchto detektorů, které se používá do dnes. I když vývoj přinesl detektory, které mají lepší vlastnosti, např.: energetické rozlišovací vlastnosti, vyšší protonové číslo nebo rychlejší zpracování, zůstal anorganický scintilátor s označením NaI(Tl) nejpoužívanějším scintilačním detektorem pro detekci fotonového záření až do dnešních dnů. Je to především díky jeho vyvážení, co se týče náročnosti na výrobu a to i z ekonomického hlediska, kvality rozlišovací schopnosti či spektrálnímu přizpůsobení obyčejným fotonásobičům. Z hlediska rozlišovacích schopností, byly scintilační detektory překonány až příchodem polovodičových detektorů, což bylo přibližně v 60. letech minulého století. Po dobu přibližně dvaceti let, se stali anorganické scintilační detektory jediným zařízením, které dokázalo provést spektrometrii fotonového záření o energii, která přesáhla 0,1 MeV. Díky svým vlastnostem tedy dokázaly ustát i příchod polovodičových detektorů, jenž je sice vystřídaly v laboratorních podmínkách, ale v mnoha oborech lidské činnosti jako je třeba zdravotnictví nebo různé vědecko-technické aplikace. Tyto výhodné vlastnosti by se daly shrnout do třech nejdůležitějších a to ceny, provozní nenáročnosti a kompaktnosti. Obor scintilační techniky, do něhož pochopitelně spadá i označení scintilátor, tato norma ho definuje jako materiál, z něhož je mechanickými postupy vyroben scintilační detektor. Pokud dojde k spojení tohoto detektoru s fotonásobičem, vznikne tak scintilační detekční jednotka.

Obecný popis činnosti scintilačního detektoru

Bez ohledu na to, zda se jedná o organický či anorganický scintilační detektor, dá se jeho činnost vyjádřit v několika bodech, které popisují obecný proces pro oba typy.

1. V první fázi scintilátor absorbuje dopadající záření
2. Následuje proces scintilace tzn. převod energie absorbované na energii emitovaných scintilačních fotonů
3. V dalším kroku jsou fotony přenášeny k fotocitlivému prvku, na jehož povrch dopadají, například fotodiodu či fotonásobič
4. Poslední krok zahrnuje absorpci fotonů jedním z fotocitlivých prvků, následuje vznik fotoelektrického jevu, na jehož konci dojde k emisi fotoelektronů (katodou fotonásobiče) nebo produkci páru elektron-díra (přechod fotodiody)

Organické scintilátory

Bez ohledu na to, o jaký typ scintilátoru jde, lze říci, že energie, ionizujícího záření, která je absorbovaná daným scintilátorem má za následek emisi fotonů, které spadají do rozhraní ultrafialové až viditelné části spektra. Emise fotonů spadající do této části spektra je obecně označována jako luminiscence. Luminiscence je spjata s energetickými stavy elektronů, označovaných také jako π -elektrony, které jsou součástí meziatomových vazeb u organických materiálů, tento způsob vazeb je nezávislý na skupenství látky, proto lze jev luminiscence pozorovat ve všech skupenstvích. První veličinou, kterou je třeba uvést ve spojení se scintilačním detektorem je konverzní účinnost scintilátoru, vyjadřuje poměr energie vyzařených luminiscenčních fotonů a energii záření, kterou scintilátor absorbuje. První z těchto energií je pochopitelně vždy menší než energie absorbovaná. Zatímco absorbovaná energie záření, je výhradně upotřebena k ionizaci a excitaci elektronů látky scintilátoru, luminiscence má oproti tomu význam při deexcitaci π -elektronů. Při případné excitaci jiného než π -elektronu dochází k dočasnému nebo i trvalému poškození molekul scintilátoru. Toto poškození znamená zhoršení optických vlastností scintilátoru a je tedy nežádoucí.

Pro další pochopení textu je třeba si objasnit další z pojmů, používaných v problematice scintilačních detektorů, jedná se o pojem singletový stav. Singletový stav je takový stav, při kterém se rovná součet spinových kvantových čísel (s), jednotlivých elektronů obsažených v molekule nule. Značení součtu spinových kvantových čísel s , je vyjádřením buď stavu singletového (S), nebo tripletového (T). K těmto stavům dochází u molekul, jejichž počet elektronů je sudý. To, zda se bude jednat o stav S či T závisí právě na součtu spinových kvantových čísel. Pokud je jedna polovina těchto kvantových čísel elektronů kladná a polovina záporná, celkový součet dává hodnotu 0 a jedná se tak o stav singletový (S), naopak při hodnotě součtu 1, kdy molekula přejde do excitovaného stavu za pomoci dvou nepárových elektronů jde o stav tripletový, tedy (T). Tento stav má jistou spojitost s procesem fosforescence, pokud se vrátíme o několik řádek výše, kde byla hodnota součtu s rovna 0, je tento stav spojen s dalším procesem, tentokrát s fluorescencí. O fosforescenci i fluorescenci bude pojednáno v následující části textu. Poslední věcí, kterou si je třeba uvědomit je to, že singletové i tripletové stavy vlastně odpovídají energetickým stavům molekuly tj. již známé číslo 1 nebo 0. U označení S popřípadě T je vždy uveden ještě index, který označuje přechod π -elektronu ze základního do excitovaného stavu př.: $S_{0j} \rightarrow S_{ij}$. Platí, že energie tripletových stavů stejného indexu jako singletových je vždy menší. Nyní se vrátím zpět k scintilačnímu procesu u organických scintilátorů. V oblasti nad nejvyšším

excitovaném stavu, do kterého přešel π -elektron, se nachází ionizační energie, dodáním této energie dojde k odpoutání π -elektronu, z molekulární struktury. Po nějaké době přechází π -elektron z excitačního stavu zpět, tato deexcitace může probíhat dvěma způsoby, buď přímo z vyššího excitovaného stavu do základního anebo postupně, odborně nazýváno kaskádě, přes nižší excitované stavy taktéž do základního stavu. Je dokázáno, že k jevu luminiscence dochází pouze při přechodu ze stavu S_{10} do stavu S_{0j} . Při tomto přechodu pak platí pravidlo, že nemusí být nutně zářivý, to znamená, že nemusí dojít k vyzáření fotonu. Místo vyzáření fotonu se energie promění v teplo, to platí i pro všechny ostatní typy deexcitace než $S_{10} \rightarrow S_{0j}$. Přechody s takovouto vlastností jsou nazývány jako nezářivé nebo také jako ztrátové. Dalším významným přechodem je přechod $T_{10} \rightarrow S_{0j}$, tento přechod je ze spinového hlediska zakázán. Doba existence tripletových stavů je díky tomuto zákazu mnohem delší, než u stavů singletových, pokud tedy dojde k deexcitaci tripletových stavů, lze pozorovat velmi dlouhou dobu svícení, tato dlouhá doba vysvícení je ale u scintilačních detektorů nežádoucím jevem.

Druhy luminiscence

Luminiscenci lze rozdělit na tři druhy, tyto druhy se liší na základě časové konstanty vysvícení nebo také podle vlnové délky emitovaných fotonů. Vlnová délka se dá v tomto případě popsat jako rozdíl energetických stavů při deexcitaci. Luminiscence je dělena do tří druhů:

- **Fluorescence**

Fluorescence je ze všech tří druhů luminiscence nejrychlejší. Spektrum tohoto luminiscenčního mechanismu nemá monochromatický charakter a její časová konstanta vysvícení je několikanásobně delší, než doba periody molekulárních vibrací, čímž se docílí tepelné rovnováhy veškerých excitovaných molekul ještě před emisí. Další vlastností vyplývající z výše popsaných vlastností fluorescence je, že všechny deexcitace, které jsou pozorovatelné, vycházejí ze stavu S_{10} .

- **Fosforescence**

Fosforescence se dá popsat jako přechod z metastabilního stavu M , jenž se nachází pod hladinou S_{10} . Nepsaným pravidlem bývá, že stav M má často charakter tripletového stavu. π -elektron se dostane na metastabilní stav pomocí nezářivého přechodu z S_{10} . Jelikož stav M má menší energii, je následná vlnová délka emitovaných fotonů mnohem delší než u fluorescence. Vlastnost, kdy je doba života stavu M delší, přináší komplikaci, neboť poměrně

podstatným způsobem ovlivňuje časovou konstantu vysvícení.

- **Zpožděná fluorescence**

K tomuto druhu luminiscence dojde tehdy, pokud se π -elektron vrátí zpět z metastabilní hladiny M do stavu S_{10} poté, co mu byla dodána potřebná energie. Co se týče spektra tohoto druhu luminiscence, je shodné se spektrem fluorescence, rozdíl je však v časové konstantě, které je přibližně o dva řády větší.

Stručné rozdělení organických scintilátorů

Organické scintilátory se dělí podle množství scintilačních složek které jsou jejich obsahem, tzn. podle typů molekul, o jejich energii excitovaných singletových stavů lze říci $S_{1,x} > S_{1,y} > S_{1,z}$, přičemž indexy x, y, z jsou vyjádřením objemového zastoupení složky v pořadí, ve kterém klesá.

- **Jednosložkové**

Patří sem především čisté organické krystaly např.: antracen

- **Dvousložkové**

Do této skupiny se řadí dvousložkové kapalně, plastové scintilátory a jen zřídka používané dvousložkové krystaly.

- **Třísložkové**

Mezi tyto druhy lze zařadit kapalně i plastový scintilátor tvořený kombinací především p-terfenylu a dalších látek

Základní vlastnosti organických scintilačních detektorů

- **Konverzní účinnost S**

Je vyjádřena jako poměr dvou energií, střední energie vyzářených luminiscenčních fotonů E_f a absorbované energie záření E. V praxi se lze setkat častěji než s konverzním poměrem s tzv. světelným výtěžkem, což je vlastně počet emitovaných fotonů vztažený na 1 MeV pohlčené energie obsažené v detekovaném kvantu primárního záření.

- **Emisní spektrum**

Je funkcí vlnové délky, která udává určitý zlomek z celku emitovaných fotonů, tyto fotony jsou vyzařovány na dané vlnové délce. Pro tuto popsanou závislost neexistuje analytického vyjádření, jediné znázornění, které lze dohledat například v odborné literatuře je grafické. Nejčastěji však bývá uvedena jen nejdelší a nejkratší vlnová délka, mezi kterou je hledaná emise větší než obvykle. Při náhledu do některých katalogů od výrobců, lze zjistit většinou jen údaj o vlnové délce emisního maxima. Tato vlnová délka maxima emise je bez ohledu na skladbu scintilátoru určena pouze poslední složkou scintilátoru.

- **Luminiscenční odezva L**

Definice luminiscenční odezvy popisuje tento parametr jako energii L vyzářenou scintilačními fotony poté, co dojde k absorpci částice s energií E . Tuto definici lze vyjádřit vztahem:

$$L = S \cdot E$$

Pokud volíme diferenciální luminiscenční odezvu, což je odezva, která je vztažena na element dráhy dr integrující částice uvnitř scintelátoru. Je hodnota $S =$ konstantě a je povoleno napsat:

$$\frac{dL}{dr} = S \cdot \frac{dE}{dr}$$

Tato rovnice může doznat změn, které vycházejí z konkrétního řešeného problému. Například pro jiné částice, které nejsou slabě ionizované a mají větší brzdnou schopnost dE/dr .

- **Časový průběh vysvícení scintilátoru**

Je nutné rozlišovat o kolika složkový scintelátor se jedná. U jednosložkových scintelátorů je převážná část emise scintilačních fotonů spjata s exponenciálním rozpadem excitovaných stavů $^{(x)}S_{10}$ na $^{(x)}S_{0j}$, tento rozpad se vyznačuje velmi krátkou časovou konstantou v řádu několika ns. U dvousložkových scintelátorů ovlivňuje průběh emise fotonů druhé složky rychlost, s jakou dochází deexcitace složky první (x), dále pak také na celkové době přechodu excitace ze složky první na složku druhou (y) a v neposlední řadě i na rozpadové konstantě čistě druhé složky.

Použití organických scintilátorů

Použití tohoto druhu je samozřejmě omezeno jejich vlastnostmi, velké uplatnění nacházejí tyto látky v detektorech a spektrometrech záření β a celkově elektronů. Dále pak záleží na konkrétním provedení scintilátoru, například jeho kapalné verze se používají jako interní detektory k měření aktivity β zářičů, které emitují záření o nízké energii. Díky rozdílné době vysvícení se dají tyto scintilátory využít i pro měření rozdělení odezvy u směsných polí, hlavně $n\text{-}\gamma$. Zde najdou uplatnění dvousložkové kapalné nebo jednosložkové krystalické scintilátory. Jejich použití není naopak, vzhledem k jejich malé hustotě a nízkému protonovému číslu, časté u fotonové měření. V několika posledních letech je však možné pozorovat vzrůstající použití plastových nebo kapalných scintilátorů na organické bázi u prosté detekce záření γ ve velkých objemech s nízkou aktivitou. Konkrétně pak například měření aktivity potravin, kontrolu zamoření lidského těla, či radioaktivní odpad v přepravkách. Velkou výhodou organických scintilátorů je pak možnost stavění stěn, které jsou citlivé po celé své ploše, tyto realizace navíc nabízejí celkem přijatelnou cenu. Velmi velkou oblast měření zahrnuje použití této technologie tam, kde je vyžadována rychlá odezva měření, tedy hlavně u časových měření.

Anorganické scintilátory

Vlastnosti těchto scintilátorů lze hojně využít pro detekci a spektrometrii fotonového záření. Tato vlastnost je způsobena velkou hodnotou Z_{ef} čímž se tento typ scintilátorů liší od organických, popisovaných v předešlé kapitole. Anorganické scintilátory lze dále rozdělit do tří skupin.

- a) Čisté monokrystaly
- b) Aktivované monokrystaly
- c) Samoaktivované popřípadě aktivované polokrystalické látky, tuhé roztoky či vzácné plyny s dusíkem

Do první skupiny se řadí čisté monokrystaly alkalických halogenů např.: NaI a CsI, tyto monokrystaly scintilují pouze tehdy, jsou-li chlazeny na teplotu kapalného dusíku. Další

skupinu krystalů představují například CaWO_4 nebo CdWO_4 , tyto krystaly na rozdíl od předešlých nepotřebují chladit. A navíc mají díky svému velkému protonovému číslu velmi dobré interakční vlastnosti pro fotonové záření. Nevýhodou je však jejich horší energetická rozlišovací schopnost a také to, že jejich výroba je rozměrově omezena, vyrábí se jen v malých rozměrech v řádu jednotek centimetrů.

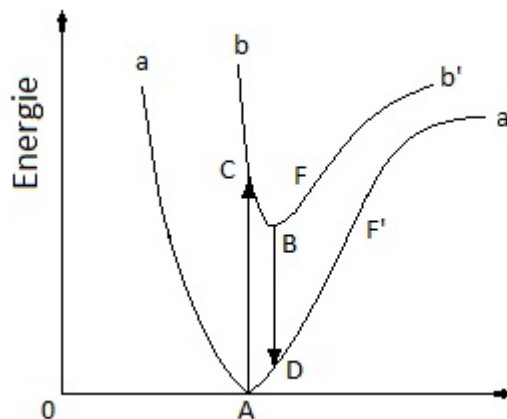
Druhá skupina, tzn. aktivované monokrystaly je nejvíce používanou. Patří do ní především alkalické halogeny aktivované za pomoci těžkých kovů např.: Tl, Eu a další. Detektory tohoto druhu nevyžadují žádné chlazení a mnoho detektorů z této kategorie je v současnosti nejlepšími ve své oblasti použití. V posledních dekádách, se začaly produkovat detektory, jejichž složení je téměř stejné s aktivovanými monokrystaly, jejich struktura je však tvořena miniaturními krystalky, které jsou mechanicky za vysokých teplot stlačovány natolik, aby jejich pórovitost byla co nejmenší. Výhodou této výroby by mělo být v konečném důsledku zlevnění a hlavně možnost výroby scintilačních detektorů větších rozměrů.

Do poslední třetí skupiny patří především sirníky, které se samoaktivují přebytkem Zn či Cd, popřípadě jsou aktivovány těžkým kovem, nejčastěji stříbrem nebo mědí. Spolu s těmito typy scintilátorů se do této skupiny řadí řídce používané plynové a skleněné scintilátory.

Scintilační proces u čistých monokrystalů alkalických halogenů

Pro vysvětlení scintilačního procesu použijeme případ pásových modelů monokrystalů. Za energetické pásy se považují atomy, které vzájemným působením uspořádány do krystalické. Prvním, nejvýše postaveným energetickým pásem je tzv. pás vodivostní, následuje níže položený zakázaný pás a na nejspodnější pozici pak pás valenční. V pásu, který odděluje vodivostní pás od valenčního se nachází excitované a fotonové hladiny, nazývané odborně luminiscenčními centry. Působením absorbovaného záření dochází k ionizaci a následné excitaci elektronu z oblasti valenčního pásu. Působením ionizace, přecházejí elektrony z valenčního pásu do vodivostního, v rámci tohoto procesu dojde ke vzniku děr ve valenčním pásu, které jsou kladně nabitě. Excitace má za následek vznik nepříliš silně vázaných párů elektron-díra, které se nazývají excitony. Elektronová část excitonu, je ukotvena v oblasti těsně pod vodivostním pásem. Pro lepší orientaci v následujícím textu poslouží obrázek níže. Jedná se o znázornění potenciální energie na vzdálenosti R elektronu od jádra atomu, o kterém lze říci, že vytváří oba pásy potenciální jámy. Během ionizačního procesu přejdou elektrony, které do té doby sídlily v oblasti

valenčního energetického minima do odpovídající radiální polohy v pásu vodivostním, což je v obrázku znázorněno šipkou z bodu A do bodu C. Výsledkem tohoto přechodu je energetický přebytek ve vodivostním pásu ionizovaných elektronů. Důležitým faktorem je nízká teplota krystalu, pokud je tato podmínka splněna přebytek energie se ztrácí postupně, přeměnou na teplo. Ionizované elektrony tak klesají postupně přes nižší energetické úrovně až na nejnižší úroveň vodivostního pásu, na obrázku bod B. Elektrony mají v prostředí krystalu neomezený pohyb jejich případné zachycení kladnými ionty je poměrně snadné. V okamžiku zachycení tak dojde k rekombinaci elektron – díra, elektron se vrátí do valenčního pásu a zároveň dojde k emitaci elektromagnetického záření, neboli emitaci světelného fotonu, v obrázku znázorněno přechodem z bodu B do D. Elektron následně setrvává ve vibračním stavu, tento stav je označován jako fonon, z tohoto stavu pak dále díky tepelné přeměně a ztrátě energie do nejnižší energetické úrovně, tentokrát ale valenčního pásu, na obrázku z bodu D do bodu A.



obr. č. 2.5. pohyb elektronu

Scintilační proces v aktivovaných krystalech

Pod pojmem aktivované krystaly si lze představit čisté krystaly bez příměsí, s velice malou stopou nečistot. Nečistotou bývají vždy těžké kovy, které mají pochopitelně další využití. Těžké kovy slouží jako tzv. aktivátory, lze je najít v označení krystalu oddělené závorkou, např.: NaI(Tl). Co se týče primárního scintilačního procesu, ten se neliší od toho, který probíhá v čistých krystalech, popsáno v předešlé podkapitole. Po primárním procesu scintilace však přichází další – sekundární procesy, na něž má rozhodující vliv právě přítomnost nečistot v podobě aktivátorů. Základní stavy, stejně tak i excitované stavy se nachází u aktivátoru v zakázaném pásu čistého krystalu. Konkrétně se pak základní stav

aktivátoru nachází ve spodní polovině a excitovaný pak v horní. V normálním případě, jsou oba tyto stavy neobsazené, elektron je jednoduše zachycen dírou vzniklou ve valenčním pásu, v takovém případě má aktivátor charakter kladného iontu. Tento iont působí ve valenčním pásu tak, že přitahuje a zachycuje volné elektrony, dále má sklony k zachytávání excitonů a absorpci ultrafialových fotonů. Ať se jedná o zachycení volných elektronů nebo excitonů, následkem je vždy excitace atomu aktivátoru. V následné deexcitaci tohoto atomu do základního stavu dojde k emitaci fotonu s energií menší než je šířka zakázaného pásu, což vede k tomu, že je krystal pro tento foton transparentní. Elektron, který má přebytek tepelné energie, je zachycen luminiscenčním centrem ve vodivém pásu, což má výhodu v tom, že krystal lze použít jako zdroj fluorescenčních fotonů i při běžné pokojové teplotě. Obsah aktivátorů v krystalu přináší ale i další výhody, například posunuje spektrum, kdy tak dochází k převodu ultrafialových fotonů na světlo o delší vlnové délce. Přechod energie k luminiscenčnímu centru má z následek prodloužení scintilačního procesu, čímž dojde téměř k zdvojnásobení dosvitu aktivovaných krystalů. Některé nečistoty způsobují zhášení luminiscence a to tak, že vytvoří v krystalech tzv. záchytná centra, kde dochází k zachytávání elektronů z vodivostního pásu. Pokud je tento záchyt velmi dlouhodobý dojde ke snížení luminiscenční účinnosti scintilátoru.

To, že jsou přechody z excitovaných hladin doprovázeny vyzářením, nemusí být vždy pravidlem. Někdy se lze setkat s ne tak častým, leč možným druhem přeměny energie a to například přeměny na teplo či záchyty na metastabilních hladinách, kterým se říká pasti. Z těchto pastí pak může elektron po získání potřebné energie přejít zpět do vodivostního, ve výjimečných případech i do valenčního pásu.

Základní parametry anorganických scintilačních detektorů

Stejně tak jako u detektorů organických i zde se zavádí několik důležitých vlastností, které charakterizují anorganické detektory.

Jednou z velmi důležitých vlastností scintilátoru, která se promítá do mechanického zpracování scintilačního detektoru je jeho hygroskopie. Hygroskopie znamená vlastnost scintilátoru snadno pohlcovat a udržovat vlhkost z okolí. Například naprostá většina halogenidů je velice silně hygroskopická, proto je nutné, aby v použití při stavbě detektoru byl halogenidový scintilátor byl hermeticky uzavřen. Následuje výčet základních parametrů.

- **Konverzní účinnost S , relativní luminiscenční účinnost**

Scintilační proces u dvousložkových organických scintilátorů má vnější podobnost s aktivovaným anorganickým scintilátorem. Tato vlastnost dovoluje, pohlížet z formálního hlediska na aktivátor jako na druhou složku v organickém systému. Díky tomu je možné vyjádřit konverzní účinnost za pomoci výrazu pro výpočet stejného parametru u dvousložkového organického scintilátoru.

$${}^{(xy)}S = pC \cdot \frac{{}^{(y)}E_f}{{}^{(x)}E_{10}} \cdot {}^{(xy)}f \cdot {}^{(y)}q$$

Hodnotu součinu pC představující přenos energie ionizující částice s energií E na energii excitační energii čistého krystalu, lze vyjádřit následujícím vzorcem.

$$pC = \frac{n_{ex} \cdot {}^{(x)}E_{ex}}{n_p \cdot E_w}$$

Po další úpravě a dosazením do tohoto vzorce, vzorec vyjadřující dostáváme výsledný vzorec pro konverzní účinnost S .

$$S = \frac{{}^{(y)}E_f \cdot n_{ex}}{E_w \cdot n_p} \cdot {}^{(xy)}f \cdot {}^{(y)}q$$

Výsledné naměřené hodnoty mívají často poměrně velký rozptyl, které jsou mimo jiných aspektů způsobeny rozdílným časovým průběhem dosvitu. Protože doba dosvitu má vliv až na amplitudu impulzu za zesilovačem, hodnotu relativní luminiscenční účinnosti je třeba brát pouze jako orientační údaj.

- **Luminiscenční spektrum scintilací**

Je u alkalických halogenidů, což jsou nejčastěji dvouprvkové sloučeniny, určeno pomocí aktivátoru, výhodnou vlastností této sloučeniny je, že u ní téměř nedochází k samovolné absorpci, což je způsobeno transparentností monokrystalu vůči luminiscenčnímu spektru. Díky této vlastnosti je možné používat krystaly poměrně velkých rozměrů. To, jaký tvar bude mít luminiscenční spektrum je dáno koncentrací aktivátoru a také na teplotě scintilátoru.

- ***Odezva scintilátoru na různé druhy záření***

Jak již bylo výše naznačeno, použití anorganických scintilátorů je převážně pro detekci či spektrometrii fotonového typu záření. Pokud se uvažují oblasti s nízkou energií. Lze jejich odezvu L vyjádřit nelineární funkcí absorbované energie E . Vzhledem k malé nelinearitě a zároveň a energetickým rozlišovacím schopnostem těchto detektorů lze pro praktické účely využít linearizovaný graf závislosti L na E .

- ***Doba dosvitu a její závislost na druhu integrujícího záření***

Konečná doba dosvitu je stejně jako doba náběhu k maximu závislá na konstantách rozpadu obou složek scintilátoru, tyto dvě doby jsou určujícím faktorem pro časovou závislost počtu emitovaných fotonů obsažených v jedné scintilaci. Tato časová závislost je dále ještě ovlivněna dalšími faktory, například materiálem krystalu, druhem aktivátoru, teplotou a typem integrujícího záření. Dalším důležitým aspektem, který souvisí s dobou dosvitu je kombinace a nastavení obvodové časové konstanty RC , vzhledem k časové konstantě dosvitu. Je nutné, aby platilo pravidlo $RC \gg$ časová konstanta dosvitu a také $RC < 1/n$, parametr n představuje měřenou četnost impulzů. Z těchto pravidel pak vyplývá, že časová konstanta dosvitu v aplikacích, kde dochází k měření energie záření, omezuje maximální měřitelnou četnost impulzů.

Použití některých anorganických scintilátorů

V této podkapitole zmíním některé konkrétní typy scintilátorů, používané pro různé druhy měření.

Scintilátor NaI(Tl)

Využití tohoto scintilátoru bylo dlouhou dobu nejlepším řešením pro měření záření γ , jelikož jeho rozlišovací schopnost pro toto záření byla překonána až s příchodem polovodičových detektorů. I když později přišly na trh nové druhy scintilátorů, NaI(Tl) zůstal pro jeho výrazně nižší cenu stále hojně využívaným především pro spektrometrii záření.

Scintilátor LaBr₃(Ce)

Použití tohoto scintilátoru je vhodné tam, kde je třeba určit rozlišovací schopnost, pro tyto měření dosahuje tento typ scintilátoru nejlepších výsledků na současném trhu. Této

vlastnosti je docíleno kombinací poměrně dobrého spektrálního přizpůsobení vůči fotonásobiči. Je to jeden z mála materiálů, které dovedou svými vlastnostmi konkurovat typu NaI(Tl), jedinou jeho nevýhodou je velmi vysoká cena, což je limitujícím faktorem pro jeho současné širší použití.

Scintilátor BaF₂

Pod tímto označením se skrývá materiál s názvem fluorid barnatý a v současné době představuje nejrychlejší anorganický scintilátor. Jeho odezva je tvořena dvěma složkami. První složka má velice rychlou odezvu, jejíž doba dosvitu je 600-800 ps při vlnové délce maxima emise 220 nm. Zatímco druhá složka, výrazně pomalejší s dobou dosvitu 630 ns a maximem emise 310 nm. Zajímavostí je, že první, tedy rychlá složka dlouho ucházela pozornosti vědců, jelikož v oblasti s takto krátkými vlnami spektra je většina ostatních fotonásobičů necitlivá.

Existuje další nespočet scintilačních materiálů, jejichž vlastnosti se mohou výrazně lišit, v současné době je navíc stále velice aktivní výzkum, od něhož lze v dalších letech čekat objev nových, zatím neznámých materiálů, které dříve či později **opustí prostory laboratoří a** budou postupně zaváděny do praxe.

2.2.3 Polovodičové detektory

Poslední velkou kategorií popsanou v této práci budou polovodičové detektory. Protože některé vlastnosti plynů, jako například lineární součinitel zeslabení fotonového záření či brzdná schopnost mají za důsledek nedostačující detekční schopnosti a také poměrně velkých rozměrů u většiny detektorů, jejichž náplň je tvořena plynem, bylo potřeba se zaměřit v hledání lepších technologií a vlastností materiálů, vhodných pro výrobu detektorů, do oblasti pevných látek. Pracovníci výzkumných laboratoří se pokoušeli najít pevné látky, jejichž vlastnosti by přinesly ono požadované vylepšení. Prvními detektory, které využívaly vlastností pevných látek, byly v minulé kapitole popsány scintilační detektory. Objev těchto detektorů byl velkým průlomem v oblasti detekce ionizujícího záření, nicméně především nízká energetická rozlišovací schopnost těchto typů detektorů, přiměla vědce v pokračování výzkumu, s cílem nalézt vhodné materiály, které by nedostatky scintilačních detektorů eliminovaly. Největší pozornost byla soustředěna na dva prvky, o nichž se předpokládalo, že by díky svým vlastnostem mohly naplnit předpoklady pro využití v oblasti detektorů. Těmito prvky bylo germanium a křemík. Oba tyto prvky se staly stavebním

kamenem polovodičových detektorů, proto se dnes lze nejčastěji setkat s polovodičovými detektory vyrobenými z germania. V některých typech germaniových detektorů lze najít stopové množství lithia (GeLi), v takovém případě se jedná o tzv. drift – detektory. Další druh germaniových detektorů je vyroben ze superčistého germania s označením HpGe. Tento materiál je v současnosti jedním z nejčistších materiálů, které umí člověk vyrobit. Samozřejmě i germaniové typy detektorů mají své nevýhody, některé jsou kompenzovány použitím křemíku namísto germania, použití tohoto prvku má výhodu v tom, že nepotřebuje ke své činnosti chlazení a je schopno pracovat v podmínkách laboratorních teplot, to platí například u typů polovodičových detektorů s přechodem n-p(p-n).

Využití p-n(n-p) přechodu jako detektoru

Základním kamenem všech detektorů, které využívají princip p-n (n-p) přechodu je křemíkový monokrystal, jehož hodnota měrného odporu je poměrně vysoká a zároveň je tento krystal minimálně dopován příměsí akceptorů či donorů. Co se týče germania, tak v těchto aplikacích se téměř nevyužívá, jeho případné použití by bylo na rozdíl od křemíku spjato s chlazením, kdy je třeba chladit krystal až na teplotu dusíku. Samozřejmě druhů polovodičových detektorů existuje větší množství, tyto druhy se liší různým způsobem předopování povrchu akceptory či donory.

Pro pochopení principu polovodičového detektoru, využívající n-p přechod je nutné znát a pochopit vlastnosti polovodičů. Popis těchto vlastností by se však nevtahoval přímo k tématu mé práce a tak přejdu rovnou k principu využití n-p(p-n) přechodu jako detektoru.

Tato metoda je jako jediná schopna snížení tzv. tepelně stimulovaného proudu, který bývá v detektoru často mnohem větší než proud signálový. S takto velkým stimulačním proudem nelze určit užitečný signál. Aby byl zajištěn správný princip metody n-p(p-n) přechodu, je důležité, aby byl zaručen přechod mezi oběma typy vodivosti bez jakéhokoliv porušení krystalické monokrystalu, bude pouze realizována přeměna akceptor, donor a také koncentrace příměsí kolem krystalu. Pokud by tato podmínka nebyla splněna a došlo by k porušení krystalické mřížky, tím pádem i termodynamické rovnováhy v oblasti přechodu. Chování přechodu lze přirovnat k principu diody. Taktéž může být polarizován v propustném nebo závěrném směru přičemž propustný směr je nastaven přiložením kladné polarity napájecího napětí na vrstvu typu p a zápornou polaritu pak logicky na vrstvu n. V tomto propustném stavu pak přechází majoritní nosiče obou vrstev přes oblast přechodu a v důsledku toho, začne dioda vést, čímž umožní průtok proudu. Ovšem v takovémto případě

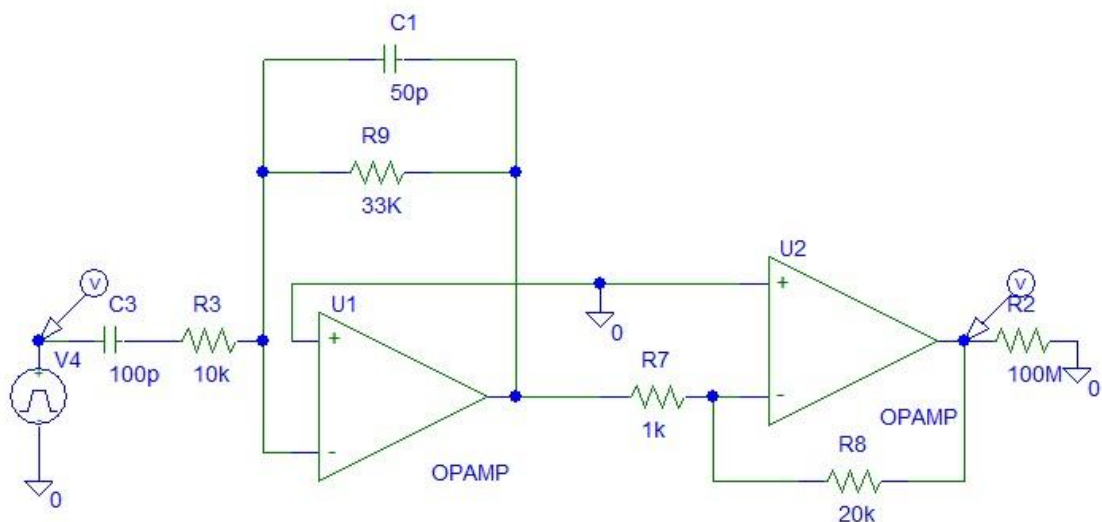
nemůže fungovat jako detektor. Funkce detektoru lze využít až druhého režimu, tedy režimu v závěrném směru. V tomto režimu se prohodí polarita napájení, na vrstvu p se připojí záporná polarita a na vrstvu n kladná polarita. Takto se dioda dostává do závěrného směru, přičemž vzniká tzv. vyprázdňená oblast, která nemá vlastní náboj. Tato oblast je vhodným místem pro detekci. K té dochází průchodem ionizující záření a tak vzniklé interakce, při které vznikají páry elektron – díra, ty se pohybují polem a vyvolávají tak proudový impulz. Velikost tohoto proudu je přímo úměrná hustotě minoritních nosičů, která odpovídá na každé straně přechodu množství nečistot akceptorů, popřípadě na straně druhé donorů. Co je ale nejdůležitější, jsou tyto hustoty několikanásobně menší než množství tepelně excitovaných elektronů a děr v polovodiči. Z toho vyplývá, že i stimulační proud dosahuje mnohonásobně menších hodnot, což bylo původně hlavním požadavkem. Díky této vlastnosti závěrně polarizovaného p-n(n-p) přechodu vznikne spektrometrický detektor, jehož citlivost odpovídá velikosti vyprázdňené oblasti.

Výhody a použití polovodičových detektorů

Mezi výhody tohoto druhu detektorů lze jednoznačně zahrnout malou energetickou náročnost. Díky tenkému zakázanému pásu je energie potřebná k vytvoření páru elektron - díra několikanásobně nižší než u plynových typů detektorů. To má za následek vznik až 10x více párů elektron – díra. Mezi další výhody patří například možnost dopování polovodiče, čímž lze jeho vlastnosti vylepšit, dále pak malá mrtvá doba a vysoká pohyblivost nositelů náboje. Z mechanických vlastností je pak třeba zmínit poměrně dobrou mechanickou pevnost. Co se týče spektra použití, je velice široké, záleží však na konkrétním druhu polovodičového detektoru, germaniové detektory (HPGe) se používají pro svou velkou absorpční schopnost v aplikacích jako RTG detektory nebo i jako detektory IR (infračervené) záření. Jejich menší nevýhodou je však nutnost chlazení, zpravidla na dusíkovou hodnotu. Pro spektrometrii γ záření se využívají germaniové driftované detektory Li Ge(Li). Druhý primárně využívaný prvek křemík, se využívá převážně u detektorů určených pro registrování těžce nabitých částic. Výhody křemíku spočívají především v jeho velkém rozšíření v oblasti elektroniky, stejně jako u germaniových typů detektorů i křemík se používá ve spojení s lithiem jako driftovaný detektor Si(Li). Výhodou oproti germaniovým typům detektorů je absence potřebného chlazení, mimo typ Si(Li), který nemusí být chlazen permanentně, jako Ge(Li), nicméně je třeba ho v pravidelných intervalech ochlazovat. Jako poslední bych zmínil detektory GaAs, který jsou využívány především pro svou rychlost [4].

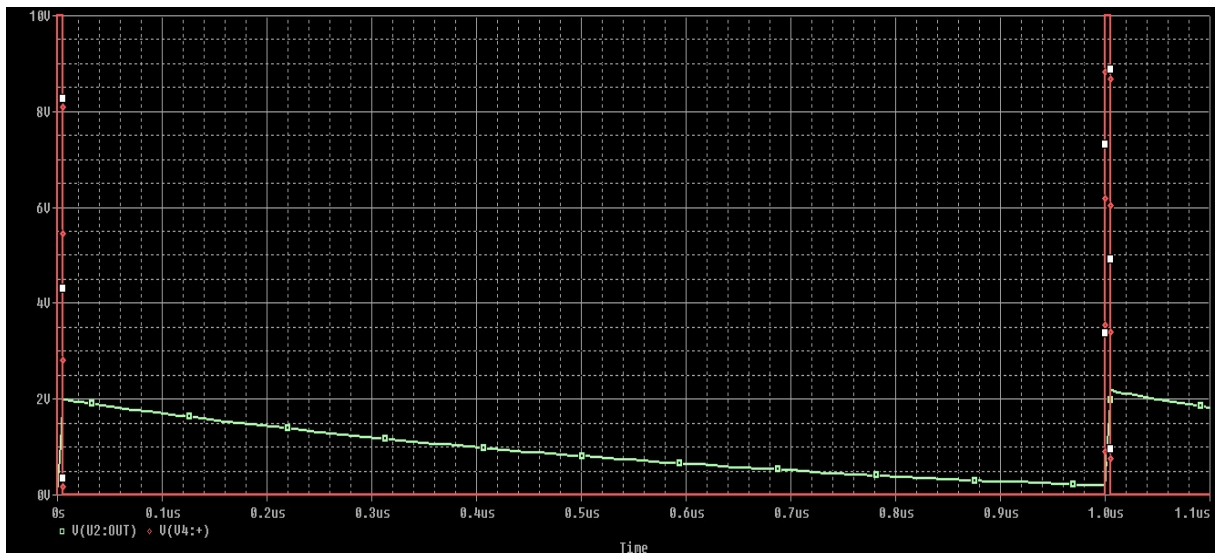
3 Vyhodnocující elektronika a její simulace

Pro názornou ukázkou obvodu, který slouží ke zpracování výstupního signálu z polovodičového senzoru, jsem zvolil zapojení nábojového zesilovače. Tento obvod se skládá z integračního článku tvořeným operačním zesilovačem a paralelně zapojenou kombinací RC prvků, přivedených zpětnou vazbou na invertující vstup OZ. Jako náhradu za výstupní pulsy, které vstupují do obvodu z výstupu polovodičového senzoru, jsem použil SS pulzní zdroj napětí. Na výstup integračního článku jsem pro lepší zpracování signálu připojil invertující zesilovač, na jehož výstupu je možno pozorovat převrácený výstupní signál integračního článku. Schéma je znázorněné na obrázku 3.1.

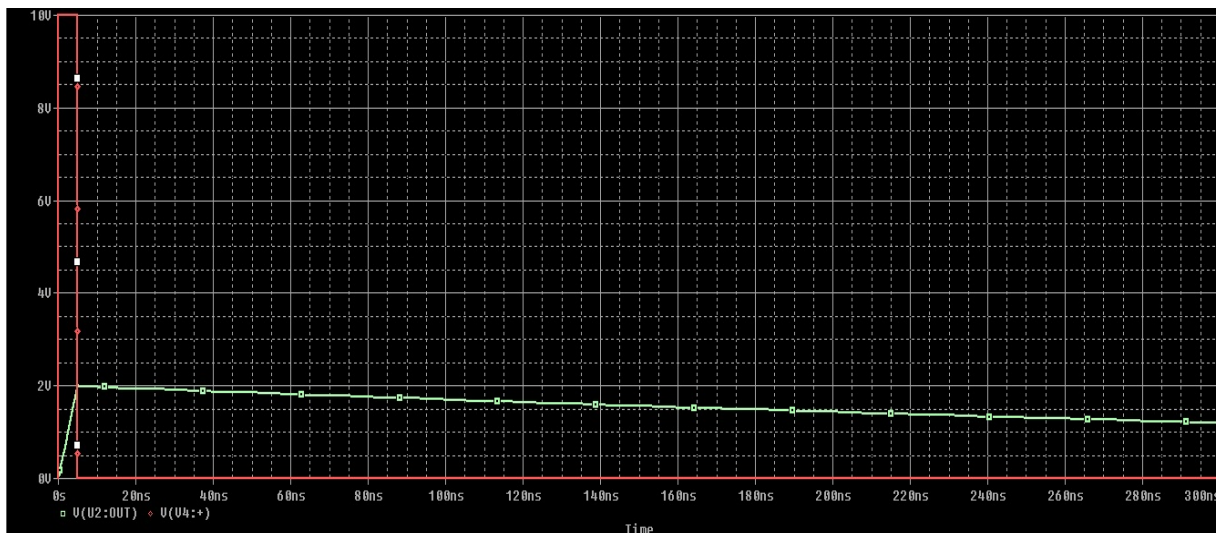


obr. č. 3.1. schéma zesilovače

Pomocí pulzního zdroje V4 je na vstup prvního operačního zesilovače přivedeno napětí o velikosti 0V a 10V. Toto napětí je posléze neintegrováno integračním článkem, na jehož výstupu má hodnotu v řádech mV. V dalším kroku dojde k otočení jeho polarity a také k jeho zesílení pomocí druhého operačního zesilovače, na hodnoty v řádu V. V grafech níže je znázorněn průběh napětí na kondenzátoru C1 (zeleně) a také pulsy, které generuje napěťový zdroj V4 (červeně). V grafu na obrázku 3.2. je vidět celkový průběh pulzu a na obrázku 3.3. pak detailní pohled na náběžnou hranu. Paralelní kombinací RC, zařazenou ve zpětné vazbě prvního operačního zesilovače a sériovou kombinací RC na vstupu prvního operačního zesilovače, docílíme časových konstant (R_9C_1) a (R_3C_3), kterými lze řídit rychlost nabíjení a vybíjení kondenzátoru C_1 . Čím větší budou hodnoty R_9 či C_1 , respektive čím bude větší časová konstanta, tím déle bude trvat případné nabíjení či vybíjení kondenzátoru C_1 .



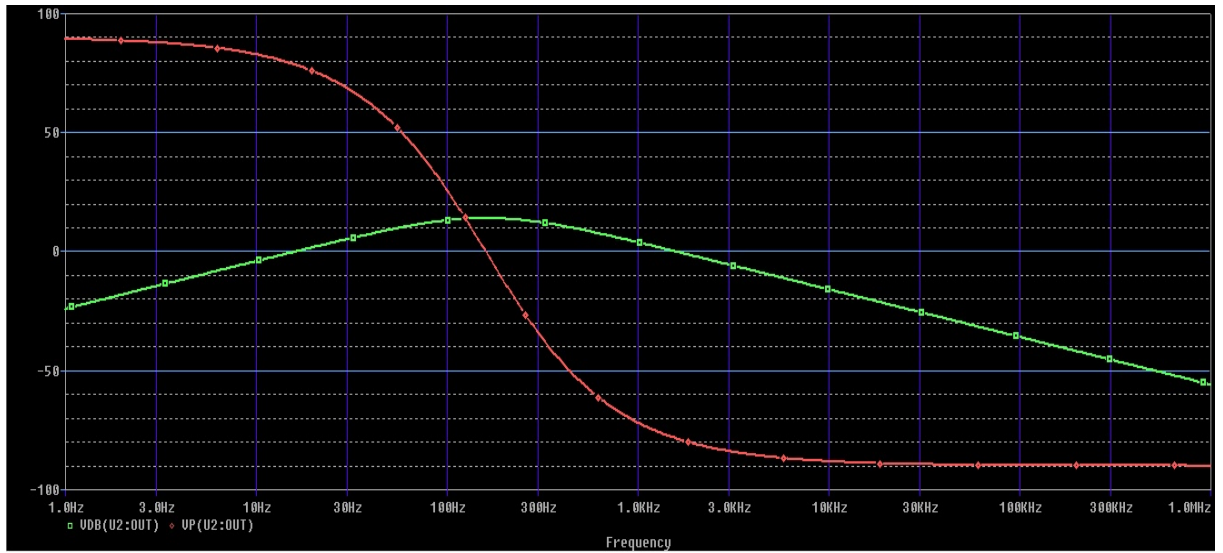
obr. č. 3.2. vstupní a výstupní napětí



obr. č. 3.3. detail náběžné hrany

Frekvenční charakteristika

Na obrázku 3.4. je znázorněna frekvenční fázová a frekvenční amplitudová charakteristika. Jak již vyplývá z názvu, jedná se o znázornění závislosti veličin na frekvenci. V prvním případě, P (V(U2:OUT)), jde o závislost fáze výstupního napětí na frekvenci. Tato fáze se mění vzhledem ke kmitočtu z 90° na -90° . Druhý průběh, DB (V(R8:2)), vyjadřuje závislost výstupního napětí, vyjádřeného v decibelech, na frekvenci. Přičemž osa y odpovídá oběma průběhům, kdy v hodnotě 90 na ose y je průběhu fáze přiřazeno 90° a zároveň pro druhý průběh vyjadřující napětí, 90 decibelů.



obr. č. 3.4. frekvenční charakteristika

Závěr

V této práci jsem se zaměřil postupně na obecné vlastnosti některých druhů ionizujícího záření, dle zadání jsem zmapoval různé zdroje tohoto záření. Pomocí Jednotek a veličin jsem tyto zdroje charakterizoval. Po vyjádření těchto jednotek a veličin jsem přešel k jednomu z hlavních bodů mé bakalářské práce, popsal jsem tři nejvíce používané druhy detektorů ionizujícího záření. V textu lze najít podrobný popis principu, vlastností a rozdílů, které činí každý detektor použitelným pro rozdílné aplikace. Zatímco Geiger-Müllerovy počítáče nacházejí uplatnění například jako hlásiče radiace a nejsou vhodné pro přesná měření, scintilační a především pak polovodičové detektory zastávají funkci laboratorních zařízení. Znalost těchto základních vlastností detektorů ionizujícího záření může případnému zájemci o pořízení takového detektoru v konečném důsledku ušetřit značné finanční prostředky. V Poslední kapitole mé bakalářské práce jsem provedl simulaci vyhodnocovacího obvodu pro polovodičový detektor. Využil jsem programu pspice k nakreslení schématu a následné simulaci problému. Výsledkem této simulace je znázornění vlastností tohoto vyhodnocovacího obvodu, v příložených grafech lze vidět průběhy frekvenční charakteristiky a také průběh pulzů, generovaných zdrojem napětí a zároveň průběh napětí na kondenzátoru. Pulsy, které generuje zdroj napětí, simulují chování dopadu ionizujícího záření na povrch polovodiče. Tyto grafy odpovídají předpokladům a správné funkci takového vyhodnocovacího obvodu.

Použitá literatura

- [1] Darmová V.: *Ionizující a neionizující žiarenie*, Brno 2009
- [2] <http://www.cez.cz/edee/content/microsites/nuklearni/k22.htm>
- [3] http://eamos.pf.jcu.cz/amos/kra/externi/kra_7169/ch01.htm
- [4] Gerndt, J., Průša, P.: *Detektory ionizujícího záření*, Praha 2011.
- [5] Knoll, G. F.: *Radiation detection and measurement*, New York 1999.

