

JIHOČESKÁ UNIVERZITA V ČESKÝCH BUDĚJOVICÍCH

Pedagogická fakulta – katedra fyziky

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Geiger - Müllerův počítač

v jaderném praktiku

Vypracoval : Marek Mittasch

Vedoucí práce : RNDr. Pavel Kříž, Ph.D.

Studijní obor : Měřicí a výpočetní technika

2008

Název práce: Geiger-Müllerův počítač v jaderném praktiku

Autor: Marek Mittasch

Fakulta: pedagogická fakulta – katedra fyziky

Vedoucí práce: RNDr. Pavel Kříž, Ph.D.

Anotace: Cílem této práce bylo vysvětlit činnost Geiger – Müllerova počítače, jakožto detektoru ionizačního záření. Popsat jeho základní parametry a charakteristiky. Navrhnout, zrealizovat a vyhodnotit úlohy využívající Geiger – Müllerův počítač firmy Phywe ve fyzikálním praktiku na naší katedře.

Klíčová slova: plynové detektory ionizujícího záření, Geiger – Müllerův počítač, ionizující záření, fyzikální praktikum, statistika, absorpce záření, rozptyl záření, mrtvá doba

Title: Geiger-Müller counter in atomic practicum

Author: Marek Mittasch

Department: the Pedagogical Faculty – Department of Physics

Supervisor: RNDr. Pavel Kříž, Ph.D.

Abstract: The aim of this bachelor's work was to explain functioning of Geiger – Müller's counter as a detector of ionization irradiation. To describe it's basic parameters and characteristics. To project, implement and evaluate much exercise using Geiger – Müller's counter, made by Phywe company, in a physical practicum at our department.

Keywords: gas-irradiation detectors, Geiger – Müller's counter, ionizing irradiation, physical practicum, statistics, absorption of irradiation, dispersion of irradiation, dead time

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě fakultou elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách.

V

Na tomto místě bych chtěl především poděkovat RNDr. Pavlu Křížovi, Ph.D. za vedení své práce, cenné připomínky a ochotnou pomoc při jejím vypracování.

Obsah

ÚVOD	6
ROZDĚLENÍ PLYNOVÝCH DETEKTORŮ	7
GEIGER – MÜLLEROVY POČÍTAČE	10
3.1 HISTORIE	10
3.2 PRINCIP ČINNOSTI GM POČÍTAČŮ	10
3.3 NESAMOZHÁŠECÍ POČÍTAČE	12
3.4 SAMOZHÁŠECÍ POČÍTAČE	13
3.5 VLASTNOSTI GM POČÍTAČŮ	15
3.6 TYPY GM POČÍTAČŮ	21
3.7 GM POČÍTAČ FIRMY PHYWE	23
NÁVRH A REALIZACE ÚLOH	26
4.1 OVĚŘENÍ STATISTICKÉHO CHARAKTERU PŘEMĚNOVÉHO ZÁKONA	26
4.2 STANOVENÍ MRTVÉ DOBY GM POČÍTAČE	35
4.3 STUDIUM ABSORBCE ZÁŘENÍ BETA	43
4.4 STUDIUM ROZPTYLU BETA ZÁŘENÍ	52
4.5 DETEKČNÍ POLE POČÍTAČE	59
4.6 VLIV MAGNETICKÉHO POLE NA TRAJEKTORII ČÁSTIC BETA	63
ZÁVĚR	66
LITERATURA	67

Kapitola 1

ÚVOD

Geiger-Müllerovy (GM) počítače představovaly donedávna nejrozšířenější typ detektoru pro detekci ionizujícího záření. V poslední době je však jejich vývoj ukončen a své využití nalézají především jako součást jiných zařízení pro detekci ionizujícího záření. Své využití nacházely a do jisté míry stále nachází v mnoha odvětvích, jako například v medicíně, jaderné fyzice, astronomii a průmyslu. V jaderném praktiku slouží toto jednoduché zařízení ke studiu ionizujícího záření a ověření některých zákonů jaderné fyziky.

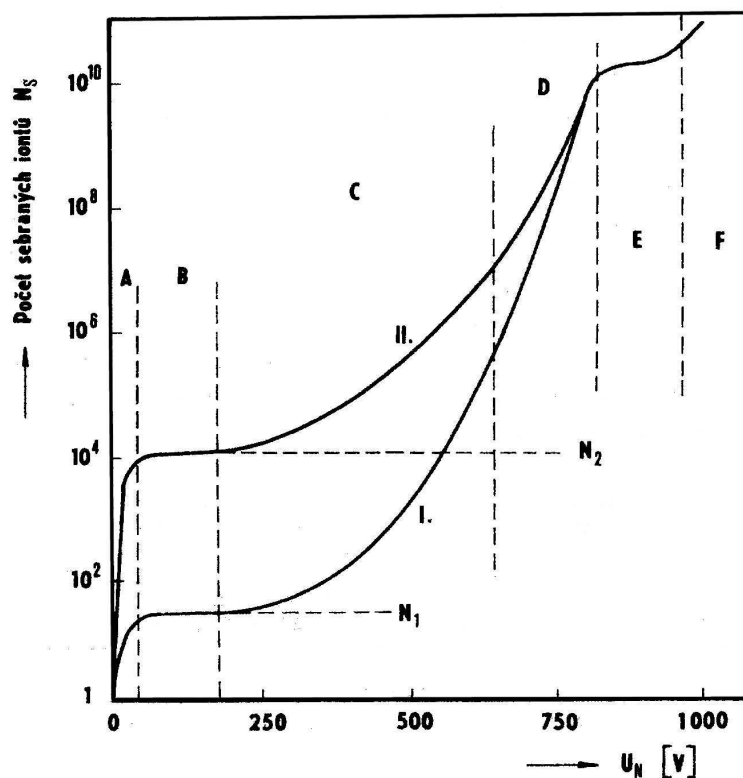
Tato práce ukazuje souvislosti mezi GM počítači a jinými plynovými detektory, vysvětluje činnost počítače a popisuje jeho základní vlastnosti. Práce obsahuje rovněž návrh a zpracování úloh využívajících tohoto zařízení a které lze využít v jaderném praktiku. Všechny úlohy byly realizovány s využitím GM počítače firmy Phywe a dostupných pomůcek katedry fyziky.

Kapitola 2

ROZDĚLENÍ PLYNOVÝCH DETEKTORŮ

Za standardních podmínek se plyny chovají jako velmi dobré až vynikající izolanty. Působením přímo ionizujícího záření¹ se některé atomy nebo molekuly, původně neutrální, přeměňují ionizací na kladně nabitě ionty a elektrony. Při interakci nepřímo ionizujícího záření² tuto ionizaci způsobují sekundární nabitě částice. Důsledkem toho vodivost plynu vzrůstá. Detektory využívající tohoto jevu se označují jako plynové.

Obecný průběh charakteristiky plynového detektoru je na obr. 2.1. Zobrazuje počet iontů N_s sebraných na elektrodách počítače v závislosti na připojeném napětí a tedy intenzitě elektrického pole.



obr. 2.1 – závislost počtu sebraných iontů na napětí plynového detektoru (převzato z [3])

¹ je tvořeno nabitými částicemi (elektrony, pozitrony, částicemi alfa, apod.)

² zahrnuje nenabitě částice (fotony, neutrony, apod.). Ty samy prostředí neionizují, ale při interakci s prostředím uvolňují sekundární, přímo ionizující částice.

Křivka I odpovídá částici, která uvnitř pracovního objemu detektoru vytvoří N_1 iontových párů a křivka II částici, která vytvoří $N_2 > N_1$ iontových párů. Je zřejmé, že tato druhá částice zanechala v detektoru větší energii. Křivka I může popisovat např. částici beta a křivka II alfa částici.

V oblasti A v důsledku nedostatečné intenzity elektrického pole nejsou od sebe produkty ionizace dostatečně rychle odděleny a dochází k jejich rekombinaci. Celkový sebraný náboj je proto menší, než odpovídá ionizací vytvořenému náboji eN_1 , resp. eN_2 (e je náboj elektronu). Tato oblast se nazývá rekombinační, nebo také oblast Ohmova zákona.

S rostoucí intenzitou elektrického pole roste i driftová rychlost vytvořených nosičů náboje, pohybujících se k příslušným elektrodám a pravděpodobnost rekombinace klesá natolik, že se od jisté hodnoty napětí na detektoru prakticky neuplatňuje. Počet sebraných nosičů náboje N_s se rovná počtu nosičů vytvořených ionizací ($N_s = N_1$ resp. $N_s = N_2$). Oblast označená B se nazývá oblastí nasyceného proudu, zkráceně oblastí nasycení. Zatímco oblast A není prakticky, až na velmi řídké výjimky využívána, je oblast B typickým pracovním režimem ionizačních komor.

Při dalším zvyšování napětí mezi anodou a katodou je počet sebraných nosičů náboje N_s větší, než odpovídá N_1 , či N_2 , přičemž konstanta úměrnosti M je pouze funkcí napětí na detektoru a označuje se jako plynové zesílení detektoru. Oblast, ve které hodnota M nezávisí na velikostech N_1 a N_2 , se nazývá oblastí proporcionality. Zde platí: $N_s(1) = M \cdot N_1$, $N_s(2) = M \cdot N_2$ a $N_s(1,2) = M \cdot (N_1 + N_2)$. Tato oblast je typickým režimem proporcionálních detektorů a na obr. 2.1 je označena C.

Další zvyšování napětí na detektoru vede ke sblížení obou křivek, odezvy přestávají být proporcionalní původně vytvořeným počtům nosičů N_1 , N_2 . Plynové zesílení M je v této oblasti nejenom funkcí napětí na detektoru, ale i funkcí N_1 a N_2 . Nicméně větší ionizaci stále odpovídá větší odezva. Tato část charakteristiky se nazývá oblastí omezené proporcionality (označena D) a není běžně používaným provozním režimem plynových detektorů.

S dalším zvyšováním napětí na detektoru obě křivky na obr. 2.1 splynou v jedinou dále stoupající křivku. Oblast označená E je charakterizována nezávislostí odezvy na velikosti původně vytvořených ionizací a pouze velmi pozvolnou závislostí na dalším zvyšování napětí. Jedná se o Geiger-Müllerovu oblast a pracují v ní Geiger-Müllerovy detektory.

Při dalším zvyšování napětí dochází k zapálení samovolného koronového výboje (oblast F) nezávisle na tom, zda došlo v prostoru detektoru k tvorbě primární ionizace, či nikoli. Tato oblast je charakterizována dalším stoupáním odezvy v závislosti na napětí detektoru a je režimem v němž pracují koronové detektory.

Pokud budeme stále zvyšovat napětí mezi elektrodami detektoru, dojde k zapálení doutnavého výboje, který zachvátí celý pracovní objem detektoru. Tato oblast již nemá v detekční technice využití.

Z charakteristiky plynového detektoru je patrné, že úměrnost mezi primární ionizací a odezvou (počtem sebraných nosičů náboje) je pouze v oblasti saturovaného proudu a v oblasti proporcionální. Ionizační komora i proporcionální detektor umožňují měření energie částic a říkáme, že mají spektroskopické vlastnosti. Naproti tomu třeba Geiger – Müllerův detektor podává pouze informaci o tom, že s ním částice interagovala, ale z jeho odezvy nelze usuzovat na energii, kterou v prostoru detektoru ztratila. Je pouhým počítacem, detektorem počtu interagujících částic bez spektrometrických vlastností.

[3], [4], [5], [6], [13]

Kapitola 3

GEIGER – MÜLLEROVY POČÍTAČE

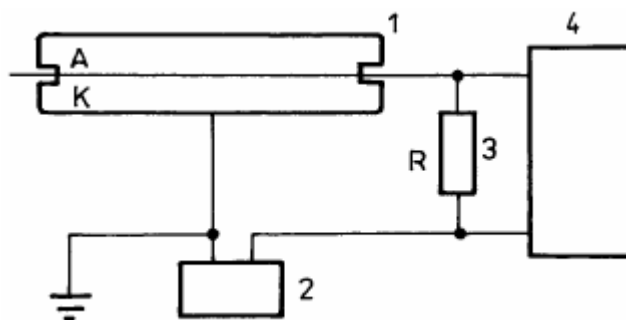
3.1 Historie

Hanz Geiger byl německý fyzik, který se zabýval radioaktivitou a proslavil se především tzv. Rutherfordovým experimentem, který prováděl roku 1911 spolu s Ernestem Marsdenem pod vedením Ernesta Rutherforda. S ním také roku 1908 vyvinul přístroj, který byl později nazván Geigerův počítáč. Tento přístroj byl schopen detekovat částice alfa. Roku 1928 Geiger společně se svým doktorantem Waltherem Müllerem na univerzitě v Kielu zdokonalili počítáč tak, že to pomohlo objevit všechny druhy ionizačního záření. S rozvojem vakuové techniky se přístroj postupně zdokonaloval, a to až do 80. let minulého století. Jedním z inovátorů byl například Sidney H. Libson, který roku 1947 vyvinul samozhášecí halogenové počítáče. Dnešní Geiger – Müllerovy počítáče mají mnohem větší životnost, pracují pod menším napětím a mají větší účinnost.

3.2 Princip činnosti GM počítáčů

Geiger-Müllerův počítáč je vzduchotěsné zařízení se dvěma elektrodami naplněné vhodným inertním plynem (např. argon, helium). Má dvě elektrody – katodu a anodu. Katoda má tvar válce, tvoří plášť sondy a je uzemněna. Anodu tvoří tenký drátek procházející osou válce. K anodě je připojen stejnosměrný zdroj vysokého napětí. Principiální schéma je na obr. 3.1.

Počítáč pracuje v Geiger-Müllerově oblasti (viz kap. plynové detektory - obr. 2.1). V důsledku velké intenzity elektrického pole v oblasti anody jsou elektrony urychleny natolik, že kromě nárazové ionizace mohou též excitovat atomy, nebo molekuly plynové náplně.



obr. 3.1 – schéma zapojení GM počítáče

1 – GM trubice, 2 – zdroj stejnosměrného napětí, 3 – zatěžovací odpor, 4 – vyhodnocovací blok

Pravděpodobnost excitace velmi rychle roste s rostoucí energií elektronů a tedy i s pracovním napětím detektoru. Deexcitaci provází emise fotonového záření, spadající do ultrafialové, či krátkovlnné viditelné oblasti spektra. Tyto deexcitační fotony se z místa svého vzniku šíří všemi směry, mohou tedy dopadnout na kterékoli místo katody. Jestliže je jejich energie větší, než výstupní práce elektronu z kovového povrchu na který dopadnou, dojde k emisi fotoelektronu.

Fotoelektrony vzniklé na katodě se účinkem pole pohybují k anodě, v jejímž okolí způsobí vznik dalších lavin a celý proces se opakuje. Zásluhou elektronů se tento tzv. Geiger-Müllerův výboj rozšíří během několika μs podél celého počítáče a výsledné plynové zesílení dosáhne hodnot řádu 10^6 až 10^{10} , omezených pouze snížením intenzity elektrického pole prostorovým nábojem kladných iontů, které ve tvaru trubice obalí anodu po celé její délce.

V důsledku tohoto snížení intenzity elektrického pole elektrony přestanou excitovat plynovou náplň, ustane tvorba deexcitačních fotonů, na katodě přestanou vznikat fotoelektrony a výboj v počítáči ustává. K přerušení dojde vždy až po vytvoření téhož počtu kladných iontů v GM výboji. Amplituda signálu detektoru je nezávislá na počtu primárně vytvořených nosičů náboje a tedy i na energii částice, která ionizaci způsobila. V krajním případě může popsaný proces spustit i jeden jediný elektron.

Koaxiální vrstva kladných iontů obklopujících anodu se pohybuje ke katodě počítáče, které dosáhne po uplynutí doby sběru (cca $100 \mu\text{s}$) a na jejímž povrchu se ionty neutralizují záchytem elektronů. Při tomto procesu se uvolňuje energie rovná rozdílu ionizační energie plynu a energie potřebné k výstupu elektronu z povrchu. Je-li tato energie vyšší než výstupní práce (což nastává tehdy, jestliže je ionizační energie plynu je více jak dvakrát větší než výstupní práce), je energeticky možná emise volného

elektronu z katody. I když pravděpodobnost tohoto jevu je velmi malá, je při velkém počtu iontů ve vrstvě emitován vždy nejméně jeden elektron.

Tento elektron za dobu řádově jednotek μs dosáhne anody, spustí sekundární lavinu a již popsaný proces se znovu opakuje. Výsledek prvotní ionizace jedinou interagující částicí není tedy jeden impuls, ale nepřetržitá řada impulsů s dobou periody přibližně rovnou době sběru kladných iontů v použitém počítači. Aby mohl počítač registrovat jednotlivé částice, je třeba předejít vzniku sekundárních lavin. Tento proces se nazývá zhášením a podle způsobu zhášení se také GM počítače dají rozdělit do dvou skupin na nesamozhášecí a samozhášecí.

3.3 Nesamozhášecí počítače

První GM počítače byly plněny čistými vzácnými plyny a jedinou možností jejich zhášení bylo zmenšení intenzity elektrického pole snížením napájecího napětí pod hodnotu prahového napětí U_0 . Možnosti tehdejší elektroniky byly velmi omezené, používalo se velkého pracovního odporu R zapojeného v sérii mezi anodou počítače a jeho napájecím zdrojem, který s kapacitou detektoru a vstupní kapacitou C zesilovače impulsů vytváří integrační obvod s časovou konstantou RC .

Primární Geigrův výboj vybije kapacitu C na napětí menší než U_0 a doba za kterou napětí na detektoru dosáhne opět hodnoty rovné, nebo větší než U_0 závisí na velikosti časové konstanty RC . Pokud je tato doba delší, než doba sběru kladných iontů, bude zabráněno sekundárním výbojům a jedné interakci bude odpovídat jeden impuls na anodě počítače. Potřebná velikost RC je řádu 10^{-3} s (pro C řádu 10^{-11} F vychází hodnoty R řádu $10^8 \Omega$). Hlavní nevýhodou metody je velmi pomalý návrat napětí na anodě k původní hodnotě U_1 ($U_1 > U_0$) a z toho vyplývající omezení jen na nízké četnosti interakcí meších než 10^2 s^{-1} !

Až pokročilá elektronika umožnila řešit zhášení nesamozhášecích GM počítačů jinými způsoby. Jedním z prvních bylo impulsní napájení počítače, při kterém bylo na stejnosměrné napětí nižší než U_0 superponováno napětí obdélníkového průběhu takové velikosti, aby součet obou napětí byl větší než U_0 , přičemž mezery mezi impulsy byly větší, než doba sběru kladných iontů. Nevýhodou tohoto způsobu je, že interakce ke kterým dojde v době mezery jsou pro registraci ztraceny.

Později vznikla varianta impulsní reversace napětí na počítači, odvozená od náběhu primárního výboje. Elektrony z lavin v blízkém okolí anody jsou při normální

orientaci elektrického pole sebrány během velmi krátké doby řádu 10^{-8} s, spadající do samého počátku náběhu impulsu na počítači. Diskriminační obvod, ovládající reversaci, zamění orientaci pole. Vrstva kladných iontů se díky jejich malé pohyblivosti nachází stále ještě v okolí anody (ta je nyní záporně polarizována vůči katodě), která je velmi rychle sebere zásluhou vysoké intenzity pole a malé vzdálenosti. Minimální doba trvání reversace je dána právě touto dobou sběru kladných iontů na anodu a představuje jednotky mikrosekund.

Vzhledem k tomu, že doba po kterou počítač není schopen další registrace, tzv. „mrtvá doba“, je určena právě dobou sběru kladných iontů, znamená toto její zkrácení zmenšení mrtvé doby asi o dva řády a velmi podstatné snížení počítacích ztrát. Přes tyto výhody se metody elektronického zhášení výboje v praxi neujaly, protože vždy znamenají značné zkomplikování jinak velmi jednoduché elektronické aparatury. Jde-li o měření při četnostech vyšších maximálně 10^3 používáme raději jiného druhu detektoru, nejčastěji scintilačního.

V současné době se s nesamozhášecími počítači již téměř nesetkáme.

3.4 Samozhášecí počítače

Samozhášecí počítače zamezují tvorbě lavin volbou vhodné plynové náplně využitím organických, nebo halogenových příměsí. Dané příměsí mají své výhody i nevýhody a proto jejich volba závisí na využití počítače.

3.4.1 S organickou zhášecí příměsí

O objevu „vnitřního zhášení“ se traduje, že šlo o šťastnou náhodu. Bylo zjištěno, že samovolné zhášení výboje způsobuje příměs alkoholových par v jinak běžně používaných vzácných plynech.

Částice, působící primární ionizací, vytvářejí kladné ionty a elektrony převážně z primární složky náplně. Deexcitované fotony generované v lavině, interagují s těžkými molekulami zhášecí příměsí velmi intenzivně – jejich střední volná dráha je při obvyklém tlaku 10 kPa okolo 1mm. Volné elektrony nevznikají na katodě (jako je tomu u nesamozhášecích počítačů), ale v plynové náplni v blízkém okolí původní laviny (anody) a spouští zde další laviny. Proto se iontová vrstva šíří od místa prvotní laviny podél anody konstantní a nepřilíš velkou rychlostí. Její hodnota, měřená různými experimentátory, činí asi 10 cm/ μ s.

Kladné ionty při svém pohybu je katodě vykonají řadu srážek s neutrálními molekulami, některé z nich jsou s molekulami zhášecího plynu. V důsledku rozdílu ionizačních energií obou plynů se objevuje tendence k přenosu kladného náboje na molekuly zhášecího plynu, kladné ionty primární složky náplně jsou neutralizovány a místo nich pokračují ke katodě kladné ionty zhášecí plynové příměsi. Při dostatečné koncentraci zhášecího plynu se do prostoru katody dostávají již jen ionty zhášecí příměsi.

Při jejich neutralizaci na katodě se uvolněné energie využije daleko pravděpodobněji k disociaci jejich složitých molekul, než k uvolnění elektronu z povrchu katody. Při správném výběru zhášecího plynu je pravděpodobnost disociace daleko větší, než pravděpodobnost emise volného elektronu, a proto nedochází k spouštění dalších lavin. Výboj se omezen pouze na primární GM lavinu.

U komerčně vyráběných GM počítačů je nejčastěji používáno ethylalkoholu, nebo ethylesteru kyseliny mravenčí. Společnou nevýhodou organických zhášecích příměsí je omezení životnosti počítače na cca 10^9 impulsů. To je způsobeno postupným snižováním počtu neutrálních (ještě nedisociovaných) molekul zhášecího plynu během doby jeho používání, neboť jeho již disociované molekuly nejsou schopny regenerace v původní molekulu.

Velikost pracovního odporu R zapojeného obvykle do obvodu anody se volí jen tak velká, aby proud výboje vytvořil na RC integračním obvodu napěťový signál dostatečné amplitudy pro registrační zařízení. Na zhášení počítače nemá jeho hodnota vliv. Odpor však svojí velikostí limituje hodnotu maximálního proudu výboje, takže při nízkých hodnotách klesá životnost počítače.

3.4.2 Halogenové počítače

Organické molekuly zůstávají při zhášení trvale disociovány. Naproti tomu molekuly halogenů disociované při zhášení počítače mají schopnost opět rekombinovat v neutrální molekulu. Náhrada organické zhášecí příměsi halogeny (v zastoupení menším než 1%) vede proto k teoreticky neomezené době života počítače.

Toto řešení má však i svoje nevýhody. Jsou jimi např. technologická složitost výroby související s velkou chemickou reaktivností halogenů, závislost citlivosti na průměru počítače daná elektronegativní afinitou halogenů a dlouhá doba náběhu výstupních impulsů.

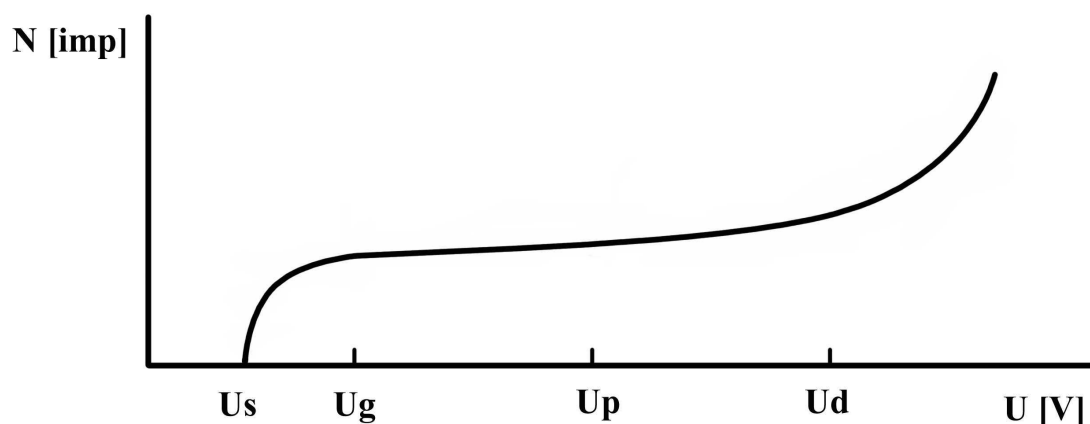
Mechanismus výboje v halogenových počítacích se liší od mechanismu popsaného u GM počítaců s organickou zhášecí příměsí a míra odlišnosti závisí na obsahu helogenu v plynové náplni. Ukazuje se například, že v argono – bromových počítacích s vyššími koncentracemi bromu se výboj šíří formou iontové vrstvy, což ukazuje na silné pohlcování deexcitačních fotonů plynovou náplní. Při vyšších pracovních napětích se zvětšuje náboj vytvořený ve výboji rychleji než v organicky zhášených argonových počítacích.

3.5 Vlastnosti GM počítaců

Vlastnosti samozhášecích a nesamozhášecích GM počítaců se od sebe značně liší. Dále se budu však zabírat pouze charakteristikami těch samozhášecích, neboť s nesamozhášecími počítací se dnes téměř nesetkáme. Mezi nejdůležitější charakteristiky GM počítaců patří napěťová charakteristika udávající závislost počtu impulsů na změně pracovního napětí a mrtvá doba, která vyjadřuje dobu necitlivosti počítáče. Zmíním se zde o existenci tzv. falešných impulsů a krátce i o zpoždění impulsu za interakcí.

3.5.1 Napěťová charakteristika, pracovní plošina

Při zvyšování napětí na počítací, ozařovaném záření s konstantní hustotou toku a zachováme-li stejnou geometrii i další parametry, dostáváme závislost podobnou obr. 3.2.



obr. 3.2 – závislost počtu impulsů na velikosti anodového napětí

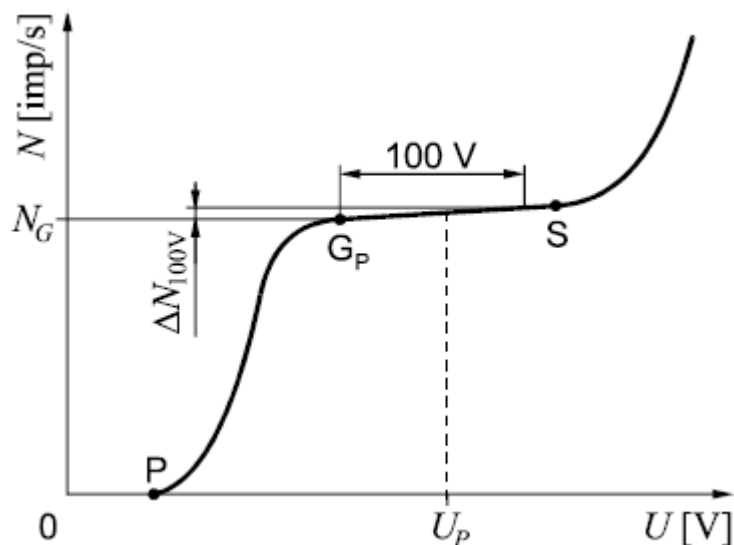
U_s – napětí registrace záření, U_G – Geigrův práh (začátek plata), U_P – pracovní napětí, U_D – konec plata

Počítač začíná registrovat částice až od určitého napětí U_S . Velikost impulsu zde závisí na primární ionizaci, takže jsou registrovány pouze impulsy odpovídající částicím s nejvyšší energií. Se vzrůstajícím napětím dochází v důsledku vzniku sekundární ionizace ke zvětšování výšky pulsů, je jich registrováno více a až při napětí U_G nazývaném Geigrův práh dosáhnou všechny stejné velikosti. Při dalším zvyšování napětí až do určité hodnoty U_D se začne zvyšovat počet sekundárních výbojů, což se projeví opětovným zvýšením registrovaných impulsů. Pokud bychom i nadále zvyšovali napětí, došlo by k trvalému výboji a následnému zničení detektoru.

Oblast mezi napětím U_G a U_D se nazývá pracovní plošina počítáče (plateau). Pracovní napětí počítáče U_P se volí většinou uprostřed plata. Délka a sklon plata jsou měřítky kvality počítáče a závisí na jeho typu, předchozí historii (počtu impulsů, které počítáč celkem během své „doby života“ napočítal) a teplotě. Např. počítáče zhasené organickou příměsí nejsou vhodné pro provoz při nízkých teplotách, protože kondenzací příměsí klesá parciální tlak jejich par. To vede ke zhoršenému zhasení, popřípadě až k vymizení zhasecího efektu. Průměr anody významně ovlivňuje délku plata; např. u počítáče plněného směsí 90% argonu a 10% alkoholu s katodou o průměru 25 mm lze při průměru anody 0,3 mm ještě dosáhnout plošiny, zatímco při průměru anody 0,5 mm plošiny zcela zmizí. Velikost sklonu plata (tzv. strmost), se udává v procentuálním přírůstku počtu zaregistrovaných impulsů vzhledem k počtu impulsů registrovaných v pracovním bodě počítáče na 100 V podle vztahu

$$s = \frac{N_D - N_G}{N_P(U_D - U_G)} 10^4 \quad (3.1)$$

kde N_D , N_G a N_P je počet zaregistrovaných impulsů pro napětí U_D , U_G a U_P . U lepších argon – alkoholových počítáčů je sklon menší, než 2%, u halogenových typů činí 5-10 % . U dobrých počítáčů je délka plata větší než 200 V.



obr. 3.3 – znázornění strmosti plata na napěťové charakteristice GM počítáče.

Jednou z příčin stoupání plošiny je okolnost, že při malém počtu iont – elektronových párů vytvořených primární ionizací (např. při vytvoření pouze 1 páru) existuje jistá pravděpodobnost toho, že elektron dosáhne anody, aniž by způsobil vznik laviny. Tato pravděpodobnost závisí nejenom na druhu plynu a jeho tlaku, ale také na místě vzniku primární ionizace. Se zvyšujícím se napětím pravděpodobnost vytvoření laviny roste.

Ani při dostatečně velké primární ionizaci však není plošina ideálně vodorovná. Příčinou toho je nehomogenita elektrického pole, způsobená např. nesouosostí anody a katody, změnami průměru anody podél její délky a hroty na jejím povrchu. Druhou, zpravidla převažující příčinou je vznik falešných impulsů. Ty se také spolu s korónovými výboji podílí na rychlém růstu četnosti při napětích větších než U_D .

Větší zvýšení napětí nad tuto hodnotu vede k selhání zhášecího mechanismu a nepřetržitému procesu tvorby dalších výbojů, pokračujícím i tehdy, přerušíme-li ozařování počítáče ionizujícím zářením. Tyto výboje jsou pro zhášecí náplň počítáče velmi zhoubné a již po krátké době vedou k jejímu značnému vyčerpání a podstatnému snížení životnosti počítáče nebo i k jeho zničení. Zejména počítáče s organickou zhášecí náplní jsou v tomto směru velmi choulostivé. Proto se doporučuje při měření charakteristik jen velmi pozvolné zvyšování napětí při současném bedlivém sledování četností. Jakmile zaznamenáme její výraznější vzestup, je třeba další zvyšování napětí okamžitě ukončit a napětí snížit. Některé (hlavně skleněné) GM počítáče nejsou

světlotěsné a laviny mohou být spouštěny fotoelektrony vyraženými z katody účinkem světla. Je proto třeba jak při zjišťování charakteristik, tak při normálním provozu zajistit jejich světlotěsné zapouzdření vhodným krytem.

Jak z hlediska stability registrovaných četností impulsů, tak i využití životnosti GM počítače je vhodné volit pracovní napětí v první třetině až polovině nalezené pracovní plošiny.

3.5.2 Falešné impulsy

Jsou to impulsy objevující se po „pravých“ impulsech, vyvolaných ionizací způsobenou detekovanou částicí. Způsobují je nejčastěji kladné ionty hlavní složky plynové náplně, které nepředaly svůj náboj zhášecí příměsi a při jejichž neutralizaci na katodě došlo k emisi elektronů. Výboj vyvolaný těmito elektrony je „falešný“, neboť přímo nesouvisí s interakcí měřeného záření. Pro tento mechanismus vzniku falešných impulsů je charakteristické konstantní časové zpoždění za pravými impulsy. Doba zpoždění je rovna právě době sběru kladných iontů (řádově 10^{-4} s).

U nového počítače se správnou koncentrací zhášecí příměsi se počet falešných impulsů velmi malý, u organicky zhášených GM počítačů vzrůstá během doby jejich provozování v závislosti na stupni degradace zhášecího plynu disociacemi.

Další možnou příčinou vzniku falešných impulsů jsou záporné ionty, od kterých se v oblasti anody vlivem vysoké intenzity elektrického pole odtrhne elektron, který spustí lavinu. Protože pohyblivost kladného a záporného iontu se v podstatě neliší, je doba sběru záporného iontu vzniklého blízko katody na anodu stejná jako doba sběru kladného iontu a falešné impulsy jsou stejně zpožděny za pravými impulsy.

Falešné impulsy jsou hlavním důvodem stoupání plošiny v samozhášecích počítačích. U nesamozhášecích počítačů se sice teoreticky nemohou objevit, ale přesto jejich plošina rovněž stoupá. Příčinou je emise fotoelektronů z katody způsobená fotony z vybuzených metastabilních stavů atomů plynové náplně.

3.5.3 Mrtvá doba, doba zotavení

Prostorový náboj kladných iontů obalující jako trubice anodu počítače po celé její délce snižuje intenzitu elektrického pole v jejím okolí natolik, že elektrony pocházející z další interakce registrovaného záření nevytvoří laviny. Tento stav trvá tak

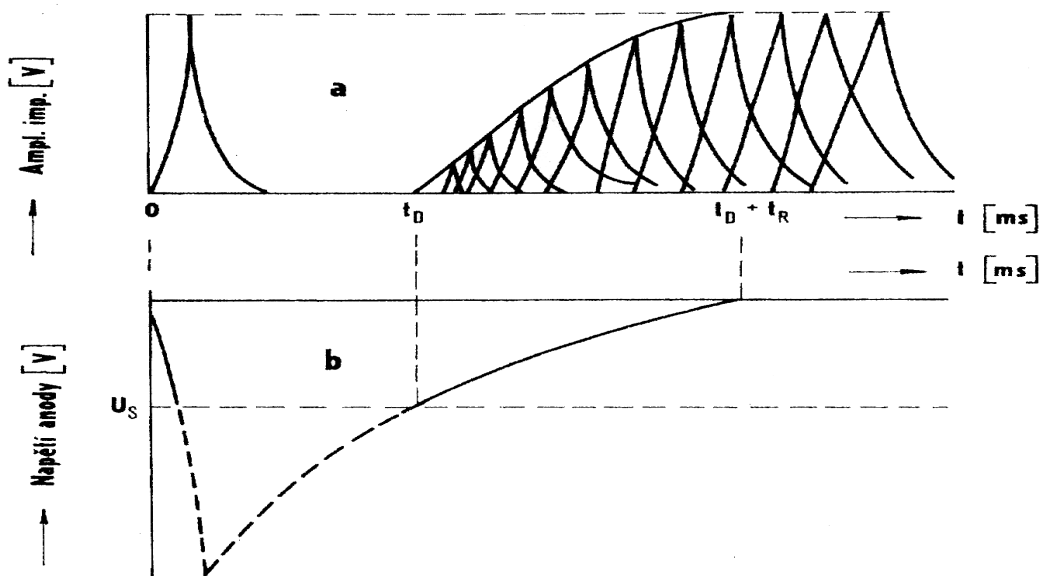
dlouho, dokud se driftující kladné ionty nedostanou do takové vzdálenosti od anody, aby pole v jejím okolí dosáhlo kritické intenzity potřebné pro tvorbu lavin. Tento časový interval se nazývá mrtvá doba – t_D , během níž je počítač naprosto necitlivý.

Amplituda impulsu z interakce, ke které došlo okamžitě po jejím skončení je velmi malá a zvětšuje se, jestliže k této interakci dojde později. Plnou původní amplitudu má impuls až tehdy, kdy kladné ionty byly sebrány na katodě a došlo k úplnému obnovení původní konfigurace elektrického pole v počítači. Čas mezi koncem mrtvé doby a okamžikem sběru kladných iontů je doba zotavení (regenerace) – t_R .

Při praktické aplikaci GM počítačů se uplatní efektivní mrtvá doba, určená diskriminační hladinou vyhodnocovacího zařízení. Jestliže vyhodnocovací zařízení akceptuje impulsy i nejmenších amplitud, bude rovna pouze mrtvé době. Vyšší hodnotě diskriminační úrovně odpovídá i zvětšení efektivní mrtvé doby a část doby regenerace. Z hlediska minimalizace počítacích ztrát je tedy doporučené nastavit diskriminační hladinu co nejnižší.

Na velikost mrtvé doby má též vliv pracovní napětí počítače. S jeho zvyšováním se v důsledku zvětšování driftové rychlosti kladných iontů mrtvá doba zkracuje.

Na obr. 3.3a je znázorněn oscilogram impulsů GM počítače. Časová základna je spuštěna impulsem zobrazeným na jejím začátku a první pozorovatelné impulsy malých amplitud se objevují až po uplynutí mrtvé doby. Amplituda dalšího impulsu závisí na časovém odstupu od spouštěcího impulsu. Plné amplitudy dosáhne pouze ten, jehož odstup za úvodním impulsem je větší, nebo roven době ($t_D + t_R$).



obr. 3.3 – průběhy napětí na anodě GM počítáče (převzato z [4])

- a) tvar oscilogramu impulzů GM počítáče (t_D – mrtvá doba, t_R – doba zotavení)
- b) závislost potenciálu anody na čase jako důsledek pohybu kladných iontů

V jednom běhu časové základny se v intervalu $\langle 0; t_D \rangle$ nikdy neobjeví ani jeden impuls, zatímco v intervalu $\langle t_D; t_D + t_R \rangle$ se může objevit nejvýše jeden impuls, vždy následovaný mrtvou dobou t_D .

Protože velikost mrtvé doby souvisí s délkou dráhy a dobou sběru kladných iontů, není účelné používat počítáče průměrů větších, než maximálně 5 cm. Požadujeme – li větší účinný objem počítáče, je daleko výhodnější zapojit větší množství samozhásecích GM počítáčů malých průměrů a shodných charakteristik paralelně k jednomu pracovnímu odporu. Mrtvá doba postihuje jen ten počítáč, v němž došlo k interakci a výboji, zatímco všechny ostatní jsou během ní schopny další registrace.

3.5.4 Zpoždění impulsu za interakcí

Mezi okamžikem, kdy došlo v počítáči účinkem interakce k primární ionizaci a impulsem na jeho anodě, umožňujícím její registraci, existuje jisté značně variabilní zpoždění. Nejčastěji se setkáváme se zpožděními řádu 10^{-7} s. Byla však pozorována i zpoždění řádově delší, v intervalu 10^{-6} až 10^{-4} s.

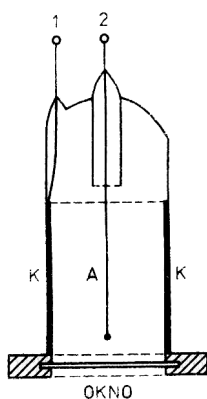
3.6 Typy GM počítačů

Účinnost detekce ionizujícího záření jednoho Geiger-Müllerova počítače (GMP) se mění v závislosti na druhu záření. Proto je konstruováno několik typů GMP. V podstatě můžeme tyto počítače rozdělit na 3 druhy. GMP pro nabitě částice (záření α , β), pro detekci gama záření a pro detekci nízkoenergetických fotonů (záření X).

3.6.1 GM počítač pro detekci nabitých částic

Vzhledem k brzdícím schopnostem α a β záření je i na krátké dráze ionizující částice procházející účinným objemem počítače obvykle vytvořen dostatečný počet párů pro spolehlivé spuštění laviny a vznik impulsu.

U externích počítačů, do kterých záření vstupuje stěnou, nebo vstupním okénkem je přirozeně nezbytné, aby částice měla energii větší, než je minimální energie potřebná k proniknutí do počítače. Pro částice s nižší energií má počítač s tímto okénkem nulovou energii. Jedním z parametrů těchto počítačů je proto také plošná hustota pláště, popř. plošná hustota okénka. Na obr. 3.4 je znázorněno provedení okénkového GMP pro záření alfa a beta. Katoda ve tvaru válce je z tenkého hliníkového plechu, na některých místech zesílena výstužnými prstenci, aby se pod vnějším tlakem nedeformovala. Anoda bývá wolframový drát o průměru 50 μm .

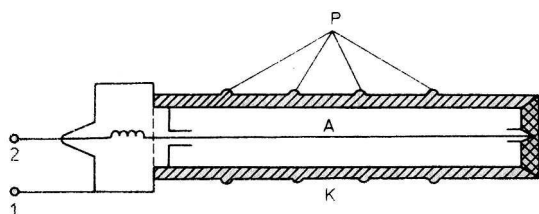


obr. 3.4 – okénkový GM počítač[4]

Počítač s okénkem o plošné hustotě $1,5 \text{ mg cm}^{-2}$ je schopen detekovat s příslušnými korekcemi záření α již od 0,6 MeV a záření β od 20 keV.

3.6.2 GM počítač pro detekci záření gama

Interakce fotonů s plynovou náplní má vzhledem k nízké hustotě a protonovému číslu Z tohoto prostředí jen zanedbatelný podíl na detekci, ke které prakticky dochází pouze v důsledku interakce fotonů se stěnami počítače. Elektrony uvolněné fotoefektem, Comptonovým efektem, nebo tvorbou párů přitom ionizují plynovou náplň a dávají vznik Geigerově lavině. Počet elektronů, které vniknou do účinného objemu je závislý na hustotě materiálu stěny (katody) a její tloušťce. Se zvětšující se tloušťkou roste počet katodou emitovaných elektronů. Tento nárůst končí při tloušťce odpovídající maximálnímu doletu při interakci vzniklých elektronů. Další zvětšování tloušťky má za následek pomalý pokles počtu elektronů, vyvolaný stínícím účinkem té vrstvy materiálu, která není emitorem elektronů do citlivého objemu počítače. Optimální tloušťka je rovna právě maximálnímu doletu elektronů v jejím materiálu. Účinnost počítače roste s energií záření gama. GMP pro záření gama je na obr. 3.5.



obr. 3.5 – GM počítač pro záření gama[4]

GM počítače pro záření gama se skládají z válcovité skleněné baňky, v které je uložena válcová katoda, obvykle z mosazi nebo mědi, ve formě rourky, nebo kovového povlaku, který se na vnitřní stěnu nanese napařením ve vakuu. Středem baňky prochází obyčejně wolframový drátek, který tvoří anodu počítače.

Počítače pro detekci neutronového záření jsou konstruována podobně jako pro záření gama. Jsou plněné BF_3 a jejich katoda je z koloidního povlaku uhlíku.

3.6.3 GM počítač pro detekci záření X

Tyto počítače využívají jedné ze dvou možných dominantních interakcí. Buď měkké fotonové záření interaguje přímo s plynovou náplní počítače – v tom případě se používá vyššího tlaku náplně a okénko musí být voleno s ohledem na minimální absorpci měřeného záření, nebo se využívá právě interakce měřeného záření s okénkem podobně jako stěny u počítačů pro gama záření. Potom se používá nízkého plnicího tlaku.

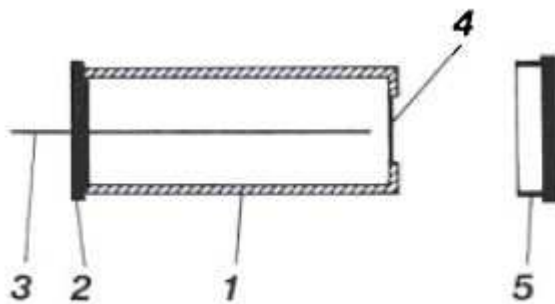
3.7 GM počítač firmy Phywe

Samozhášecí halogenová Geiger-Müllerova trubice typu B firmy Phywe (obr. 3.6) je plynový detektor ionizujícího záření α , β a γ . Účinný objem je v tenkostěnném kovovém válci, který umožňuje vznik elektronů při interakci gama záření. Uprostřed válce je tenká axiální drátová anoda spojená s rezistorem $10\text{M}\Omega$. Pro detekci záření alfa a beta slouží slídkové okénko na čelní stěně přístroje. Okénko je velmi citlivé na mechanické namáhání a je proto chráněno snímatelnou plastovou „čepičkou“. S čítačem impulsů je detektor propojen BNC konektorem. Přístroj není vhodný k použití do extrémních podmínek a je určen především pro školní laboratoře jaderného praktika.



obr. 3.6 – GM počítač – Typ B [16]

Na obr. 3.7 je schéma trubice. 1 – tenkostěnná katoda z chromové oceli, 2 – zadní stěna, 3 – drátová anoda, 4 – slídkové okénko, 5 – plastová ochrana okénka.

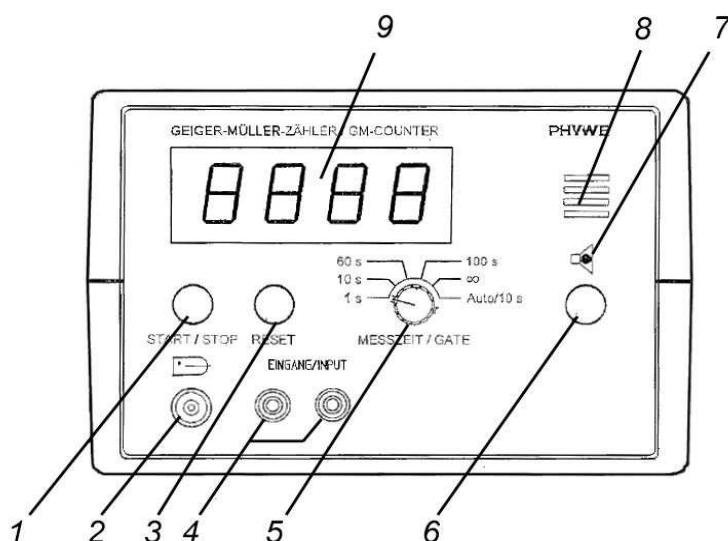


obr. 3.7 – schéma GMP typ B

Technická data GMP [16]:

detekovatelné záření	α (se sníženou citlivostí), β , γ
průměr pláště	22 mm
plošná hustota slídkového okénka	2-3 mg/cm ²
plošná hustota pláště	250 mg/cm ²
pracovní napětí	500 V
délka napěťového plata	200 V
sklon plata	0,04 %/V
mrtvá doba	0,1 ms
životnost	10 ¹⁰ imp
délka kabelu	50 cm
Připojení	vidlice BNC

Na obrázku 3.8 je čítač impulsů firmy Phywe. Čítač je zároveň i zdroj stejnosměrného napětí pro anodu.



obr. 3.8 – čítač impulsů. Zdroj [16]

Tlačítkem START/STOP (1) zahajujeme/ukončujeme registraci impulsů. GM trubice je k čítači připojena přes BNC konektor (2). Tlačítko RESET (3) slouží pro vynulování maticového zobrazovače (9). Konektory (4) slouží jako vstup dalšího signálního napětí pro čítač. Časovým přepínačem (5) lze nastavit měřicí časy 1s, 10s, 60s, 100s, periodické počítání po 10s, a časově neomezený záznam. Tlačítkem (6) lze zapnout/vypnout akustické oznámení reproduktorem (8) o načtení impulsu. Dioda (7) indikuje zapnutí reproduktoru. Pracovní anodové napětí je pevně nastaveno na 500 V a nelze jej změnit. Čítač je konstruován pro síťové napětí 100-240 V při 50-60 Hz a zapíná se přepínačem na zadní straně přístroje. Rozměry v mm jsou 194x140x130.

[2], [3], [4], [10], [15], [16]

Kapitola 4

NÁVRH A REALIZACE ÚLOH

Navržené úlohy jsou zpracované formou protokolů. Obsahují nezbytnou teorii i diskusi k naměřeným popř. vypočteným výsledným hodnotám.

4.1 *Ověření statistického charakteru přeměnového zákona*

Zákon radioaktivního rozpadu, stejně jako většina zákonů v jaderné fyzice má statistický charakter. V praxi to znamená, že je-li aktivita nějakého zářiče A rozpadů za sekundu, pak není pravda, že se každou sekundu rozpadne přesně A jader. Za sekundu se rozpadá A jader pouze průměrně a existuje konečná pravděpodobnost, že se rozpadne i jiný počet jader. To nás bude provázet ve všech dalších úlohách, proto se tomuto jevu budeme věnovat podrobněji.

Výsledky opakovaných měření počtu záporných impulsů na anodě GMP tvoří statistický soubor, který nám poslouží k pochopení některých pojmů z teorie statistiky, významu chyb měření a souvislost mezi hodnotami očekávanými a naměřenými.

4.1.1 **Zadání úlohy**

Ověřte statistickou povahu jaderných přeměn a popište základní charakteristiky rozložení pravděpodobnosti těchto náhodných procesů.

4.1.2 **Seznam pomůcek**

GM trubice firmy Phywe, GM čítač firmy Phywe, stopky, zdroj ionizujícího záření

4.1.3 **Teorie úlohy**

Počet rozpadů jader radionuklidu v určitém časovém intervalu je náhodný jev. Než se pustíme do analýzy naměřených hodnot, měli bychom si ujasnit některé termíny užívané ve statistice.

Uskutečníme – li velký počet měření zaznamenaných impulsů na anodě GM počítáče, dostáváme *statistický soubor*, jehož *znakem* bude právě tento počet

naměřených impulsů ve zvoleném časovém intervalu. Pomocí znaku budeme třídit prvky tohoto souboru, bude tudíž zároveň *argumentem souboru*. A protože máme jen jeden argument, budeme dále předpokládat, že řešíme statistický soubor s jedním argumentem. Jednotlivá měření budeme nazývat *prvky statistického souboru* a celkový počet všech prvků nazveme *rozsah souboru* N .

Provádění určitého experimentu, v našem případě měření počtu interakcí v GMP během jistém časovém intervalu, na daném statistickém souboru interpretujeme jako registraci sledovaného znaku na jednotlivých prvcích souboru. Registrované hodnoty znaku x (konkrétní číslo) považujeme za hodnoty určité náhodné veličiny X (počet impulsů), která má nějaké rozdělení pravděpodobnosti.

Sledovaný znak statistického souboru považujeme za náhodnou veličinu - můžeme proto k jeho popisu použít pojmy zavedené v teorii pravděpodobnosti jako jsou zákon rozložení pravděpodobnosti a číselné charakteristiky.

Předpokládejme, že znak x může nabýt n různých hodnot, které uspořádáme podle velikosti $x_1 < x_2 < \dots < x_n$. Potom o intervalu $\langle x_1; x_n \rangle$ mluvíme jako o *variačním oboru* (variačním intervalu) argumentu X . Hodnota

$$R = x_n - x_1 \quad (4.1.1)$$

je *variační rozpětí* argumentu X . Jestliže se hodnota x_i vyskytne v souboru f_i -krát, nazveme hodnotu f_i *absolutní četností* hodnoty x_i . Hodnoty x_i seřazené podle velikosti a jejich absolutní četnosti f_i tvoří *variační řadu* (statistickou řadu). Hodnota

$$\varphi_i = f_i / N \quad (4.1.2)$$

(N je rozsah souboru) se nazývá *relativní četnost* hodnoty x_i . Hodnota

$$F_i = \sum_{k=1}^i f_k \quad (4.1.3)$$

je *kumulativní četnost* do x_i . A hodnotu

$$\Phi_i = F_i / N \quad (4.1.4)$$

nazýváme *relativní kumulativní četnost* do x_i .

Dále si uvedeme základní vlastnosti četností. Pro četnosti platí:

1. $\sum_{i=1}^n f_i = N$
2. $\sum_{i=1}^n \varphi_i = 1$
3. $F_0 = 0, F_n = N$

$$4. \Phi_n = 1$$

Hodnoty relativních četností φ_i můžeme považovat za funkci znaku x , tedy $\varphi_i = \varphi(x_i)$. Tato funkce má vlastnosti analogické vlastnostem pravděpodobnostní funkce diskrétní náhodné veličiny.

$$1. 0 \leq \varphi_i \leq 1$$

$$2. \sum_{i=1}^n \varphi_i = 1$$

Proto tuto funkci nazýváme *empirická pravděpodobnostní funkce variační řady*. Podobně funkce relativní kumulativní četnosti $\Phi_i = \Phi(x_i)$ má vlastnosti analogické vlastnostem distribuční funkce diskrétní náhodné veličiny:

1. je neklesající,
2. $\Phi(x_i) = 0$ pro $x < x_i$,
3. $\Phi(x_i) = 1$ pro $x > x_n$.

Proto tuto funkci nazýváme *empirická distribuční funkce variační řady*.

Charakteristiky statistického souboru definujeme podobně jako charakteristiky diskrétní náhodné veličiny. Rozdíl je v tom, že hodnoty pravděpodobnostní funkce jsou nahrazovány relativními četnostmi znaku. Závislost relativních četností na hodnotách argumentu nazýváme *histogram*.

Mezi hlavní charakteristiky patří charakteristiky polohy a variability. K nim patří (empirické) střední hodnota, modus, medián, rozptyl a směrodatná odchylka.

Charakteristiky polohy určují jakýsi střed, kolem něhož kolísají hodnoty náhodné veličiny při opakování náhodného pokusu.

- *střední hodnota* $E(x)$ je hodnota očekávaná, tzv. matematická naděje. Její velikost ovlivní každá další měřená hodnota. Pro diskrétní veličiny je definována:

$$E(X) = \sum_k x_k p_k, \quad (4.1.5)$$

Empiricky střední hodnotě odpovídá aritmetický průměr. Je to tzv. nejlepší odhad měřené náhodné veličiny.

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \cdot \sum_{i=1}^n f_i x_i \quad (4.1.6)$$

- *Modus* statistického souboru je ta hodnota argumentu X , která má největší četnost. Je to tedy nejpravděpodobnější hodnota. Značíme ho \hat{x} .

- *Medián* statistického souboru je ta hodnota argumentu X , která rozděluje soubor uspořádaný podle velikosti na dvě části o stejném počtu prvků. Značíme ho \tilde{x} .

Charakteristiky variability (rozptýlení) náhodné veličiny X ukazují stupeň rozptýlenosti hodnot náhodné veličiny kolem její střední hodnoty.

- *rozptyl* diskrétní náhodné veličiny X je určen součtem druhých mocnin odchylek hodnot náhodné veličiny od její střední hodnoty, vynásobený příslušnou pravděpodobností. Čím větší je rozptyl $D(X)$, tím více jsou hodnoty náhodné veličiny rozházeny kolem její střední hodnoty.

empirický rozptyl je dán vztahem:

$$D(X) = \sigma^2 = E(X^2) - [E(X)]^2 \quad (4.1.7)$$

rozptyl můžeme také spočítat jako součet kvadrátů odchylek (absolutních chyb) všech jednotlivých měření, vydělený počtem měření podle vztahu:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta_i^2 \cdot f_i}{N}, \quad (4.1.8)$$

kde Δ^2 je kvadrát absolutní chyby jednoho měření a N je počet měření.

- *směrodatná odchylka* (standardní chyba) je dána:

$$s_x = \sigma = \sqrt{D(X)} = \sqrt{\frac{\sum \Delta^2 \cdot f}{N}} \quad (4.1.9)$$

Výše uvedené veličiny jsou při zpracování velmi důležité. Pomocí nich např. definujeme chyby měření. Při výpočtu chyby jednoho měření však musíme uvážit, že pro určení směrodatné odchylky máme k dispozici jen výběr ze souboru všech možných měření. Jedno měření potřebujeme k naměření hodnoty, zbývajících $N-1$ měření ke kontrole výpočtu chyby. Proto pro výpočet střední chyby jednoho měření uvažujeme ve jmenovateli $N - 1$ místo N . *Výběrová směrodatná odchylka* σ_{N-1} nazývaná též střední kvadratická chyba jednoho měření je tedy:

$$\sigma_{N-1} = \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{N-1}} \quad (4.1.10)$$

Nás však především zajímá, jakou chybou je zatížen výsledek měření - aritmetický průměr. Tento průměr je stanoven z většího počtu naměřených hodnot, máme tedy větší jistotu, že se skutečné hodnotě blíží aritmetický průměr, než pouze jediná hodnota měření. Projeví se to i v chybách: aritmetickému průměru přísluší menší chyby, než jednotlivým měřením. Teorie chyb vede k výsledku, že chyba aritmetického průměru je

N krát menší než chyba jednoho měření. Směrodatná odchylka aritmetického průměru (střední kvadratická chyba aritmetického průměru) je dána vztahem:

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{N \cdot (N-1)}} \quad (4.1.11)$$

Kromě střední chyby uvádíme někdy také pravděpodobnou chybu, která je rovna $2/3$ střední chyby. Její význam je tento: je stejně pravděpodobné, že chyba jednoho měření (libovolně vybraného) je menší než pravděpodobná chyba, jako že tato chyba je větší než pravděpodobná chyba. Při velkém počtu měření je tedy polovina skutečných chyb menší, druhá polovina větší než pravděpodobná chyba. Pravděpodobná chyba jednoho měření je:

$$\vartheta = \frac{2}{3} \sigma_{N-1} \quad (4.1.12)$$

Stejně vztahy jako mezi chybami jednoho měření jsou i mezi chybami aritmetického průměru. V protokolu bychom měli vždy uvést, jakou chybu ve výsledku uvádíme. Výsledek změřené veličiny se uvádí ve tvaru $x = \bar{x} \pm \bar{\vartheta}_x$, nebo $x = \bar{x} \pm \bar{\sigma}_x$.

Nyní jsme již vybaveni znalostmi důležitých termínů, s nimiž budeme v této úloze pracovat. Je však ještě třeba se zmínit, že počet radioaktivních částic vyzářených radioaktivní látkou během daného časového úseku se řídí Poissonovým rozdělením náhodné veličiny. Funkce Poissonova rozdělení se dá popsat vztahem

$$P(x) = e^{-\bar{x}} \cdot \frac{\bar{x}^x}{x!} \quad (4.1.13)$$

, kde e je základ přirozených logaritmů, \bar{x} je aritmetický průměr a x_i je hodnota znaku.
[8], [9], [10], [11]

4.1.4 Postup měření

1. Vložte do krytu zářič a umístěte ho do takové vzdálenosti, abyste průměrně registrovali hodnoty mezi 1 a 2 impulsy za sekundu. Proved'te minimálně 500 měření počtu impulsů v 10 s intervalu, přičemž dbejte na to, aby zůstaly zachovány stejné podmínky měření.

2. Z výsledků sestavte variační řadu, histogram, distribuční fci, základní charakteristiky náhodné veličiny a chyby měření. Pro stanovenou průměrnou hodnotu měření sestavte křivku poissonova rozdělení a porovnejte s naměřenými hodnotami.

4.1.5 Zpracování naměřených hodnot

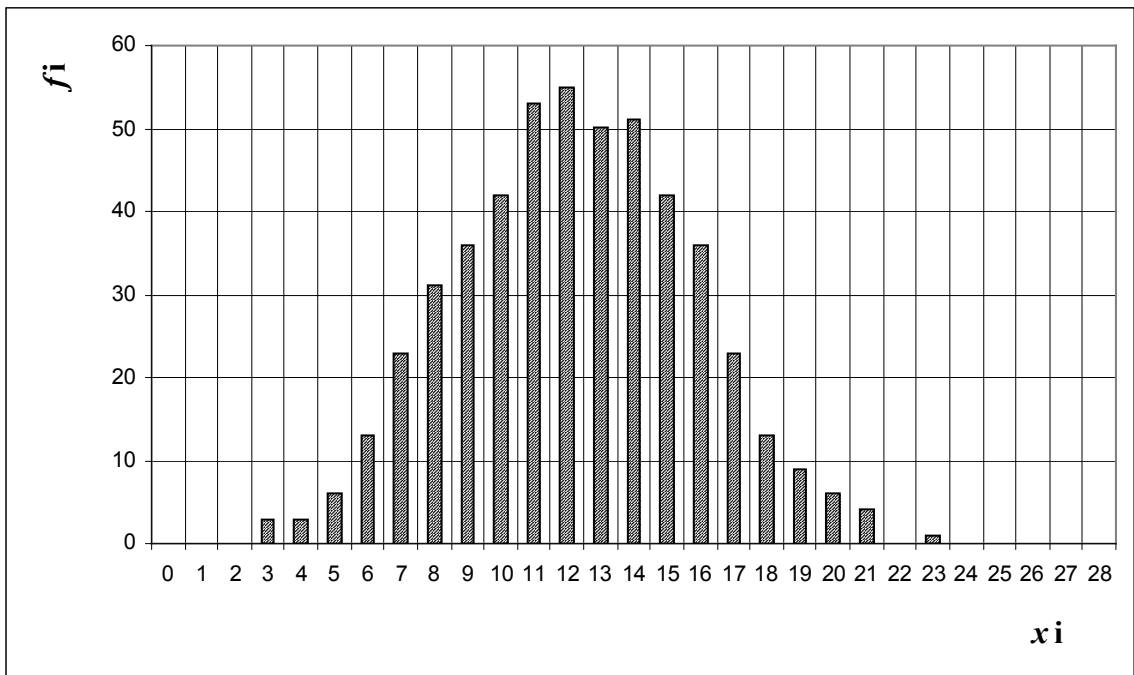
Výsledné hodnoty statistického souboru, charakteristik polohy a variability jsou v tabulce 4.1.1. a byly počítány podle vztahů z teoretické části. Tabulka 4.1.2 uvádí naměřené hodnoty znaku x_i a jejich absolutních četností tak, jak se vyskytovaly. Dále jsou zde mimo jiné uvedeny hodnoty kumulativních četností a hodnoty Poissonova rozdělení vypočítaných podle vztahu (4.1.13).

	značka	hodnoty
rozsah souboru	N	500
variační rozpětí	R	20
střední hodnota	\bar{x}	12,236
Modus	\hat{x}	12
Median	\tilde{x}	12
Rozptyl	σ^2	3,308
směrodatná odchylka	σ	1,817
střední kvadr. chyba	$\bar{\sigma}$	0,081
pravděpodobná chyba	ϑ	0,054

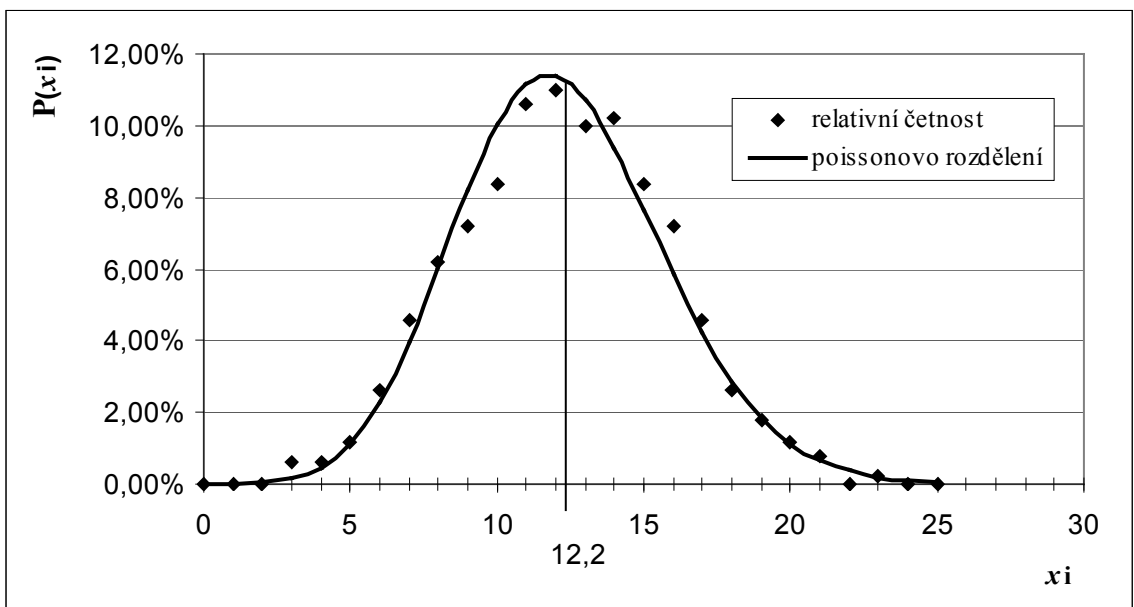
tab 4.1.1 – vypočítané charakteristiky statistického souboru

x_i	f_i	φ_i	$x_i \varphi_i$	$x_i f_i$	F_i	Φ_i	$P(x)$
0	0	0,000	0,000	0	0	0,000	4,85E-06
1	0	0,000	0,000	0	0	0,000	5,94E-05
2	0	0,000	0,000	0	0	0,000	3,63E-04
3	3	0,006	0,018	9	3	0,006	1,48E-03
4	3	0,006	0,024	12	6	0,012	4,53E-03
5	6	0,012	0,060	30	12	0,024	1,11E-02
6	13	0,026	0,156	78	25	0,050	2,26E-02
7	23	0,046	0,322	161	48	0,096	3,95E-02
8	31	0,062	0,496	248	79	0,158	6,05E-02
9	36	0,072	0,648	324	115	0,230	8,22E-02
10	42	0,084	0,840	420	157	0,314	1,01E-01
11	53	0,106	1,166	583	210	0,420	1,12E-01
12	55	0,110	1,320	660	265	0,530	1,14E-01
13	50	0,100	1,300	650	315	0,630	1,07E-01
14	51	0,102	1,428	714	366	0,732	9,39E-02
15	42	0,084	1,260	630	408	0,816	7,66E-02
16	36	0,072	1,152	576	444	0,888	5,86E-02
17	23	0,046	0,782	391	467	0,934	4,21E-02
18	13	0,026	0,468	234	480	0,960	2,87E-02
19	9	0,018	0,342	171	489	0,978	1,85E-02
20	6	0,012	0,240	120	495	0,990	1,13E-02
21	4	0,008	0,168	84	499	0,998	6,58E-03
22	0	0,000	0,000	0	499	0,998	3,66E-03
23	1	0,002	0,046	23	500	1,000	1,95E-03
24	0	0,000	0,000	0	500	1,000	9,92E-04
25	0	0,000	0,000	0	500	1,000	4,86E-04
26	0	0,000	0,000	0	500	1,000	2,29E-04
Σ	500	1	12,236	6118			1,00E+00

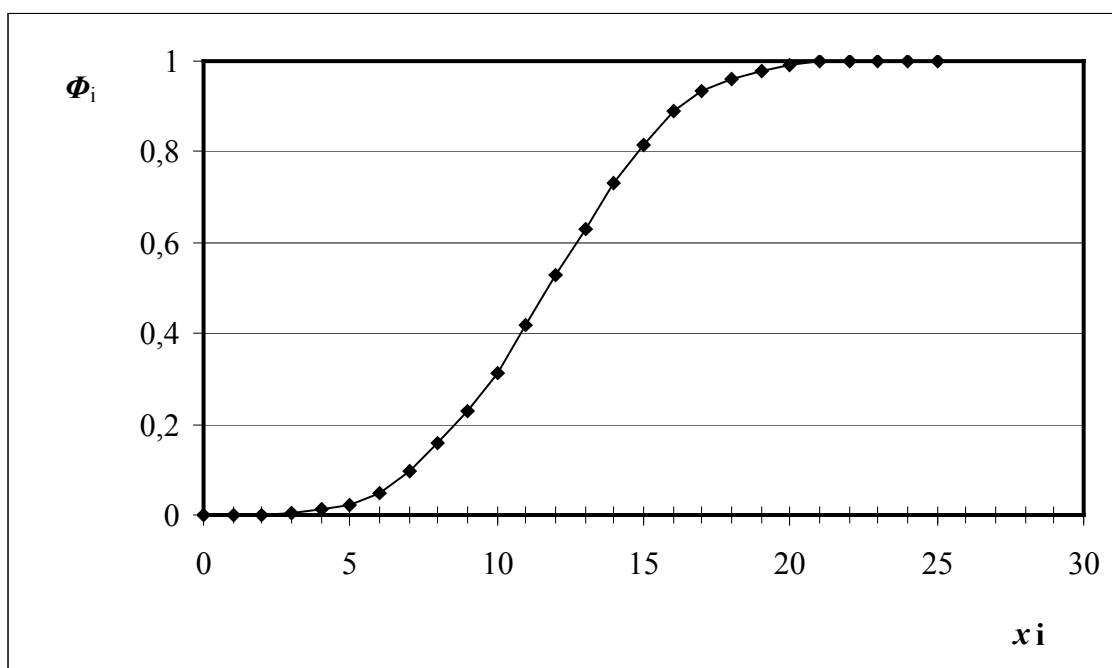
tab 4.1.2 – tabulka naměřených a vypočítaných hodnot



graf 4.1.1 – variační řada (histogram)



graf 4.1.2 – empirická pravděpodobnostní funkce variační řady s předpokládaným Poissonovým rozdělením



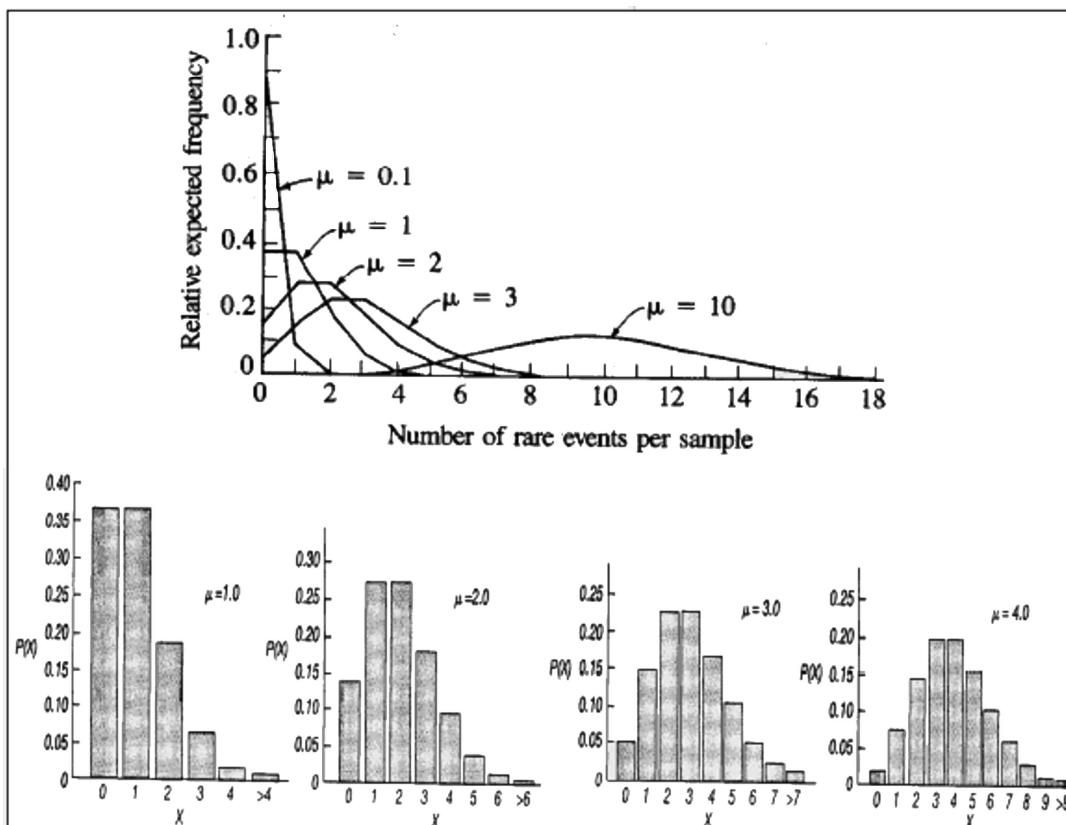
graf 4.1.3 – empirická distribuční funkce variační řady

4.1.6 Diskuse

Střední hodnotu a rozptyl jsem počítal vždy oběma vztahy uvedenými v teoretické části a výsledky byly totožné. Z grafu 4.1.2 je patrné, že střední hodnota nedosahuje ani 12% pravděpodobnosti. To potvrzuje, že počet rozpadů atomových jader radionuklidu je náhodný jev. Dále je z grafu patrné, že empirická střední hodnota (aritmetický průměr) není nejpravděpodobnější hodnotou měření. Leží napravo od nejpravděpodobnější hodnoty, což je pro Poissonovo rozdělení charakteristické.

Tabulka 4.1.1 a grafy 4.1.2, 4.1.3 ověřují definované vlastnosti četností, pravděpodobnostní a distribuční funkce.

Statistické rozdělení určuje předpokládaný průběh výskytu hodnot statistického souboru. Poissonovo rozdělení je definováno pro diskrétní veličiny a má nesymetrické rozdělení pravděpodobnosti, protože není definováno pro záporné hodnoty. Čím je ale empirická střední hodnota větší, tím je jakoby symetričtější. Poissonovo rozdělení pro různé \bar{x} ukazuje obr. (4.1.1)



obr. 4.1.1 – poissonova rozdělení a histogramy pro různé průměrné hodnoty μ (převzato z [11])

4.1.7 Závěr

- byl ověřen statistický charakter radioaktivních procesů
- byly porovnány předpokládané hodnoty se skutečnými
- byly vypočítány základní charakteristiky náhodné veličiny

4.2 Stanovení mrtvé doby GM počítače

Charakteristika mrtvé doby je popsána v kap. 3.4.3. V této úloze se naučíme mrtvou dobu měřit a stanovit příslušné korekce pro zjištění skutečného počtu interakcí v účinném objemu počítače z počtu zobrazených impulsů. Úloha směřuje k pochopení mrtvé doby a jejího vlivu na hodnoty odečtené z GM počítače.

4.2.1 Zadání úlohy

- 1) Změřte mrtvou dobu GM počítače metodou dvou zářičů. Vezměte v úvahu vliv pozadí.
- 2) Stanovte chyby způsobené mrtvou dobou pro různé vzdálenosti zářiče od detektoru.

4.2.2 Pomůcky

GM trubice a čítač impulsů firmy Phywe, 2 zářiče o stejné aktivitě, délkové měřidlo.

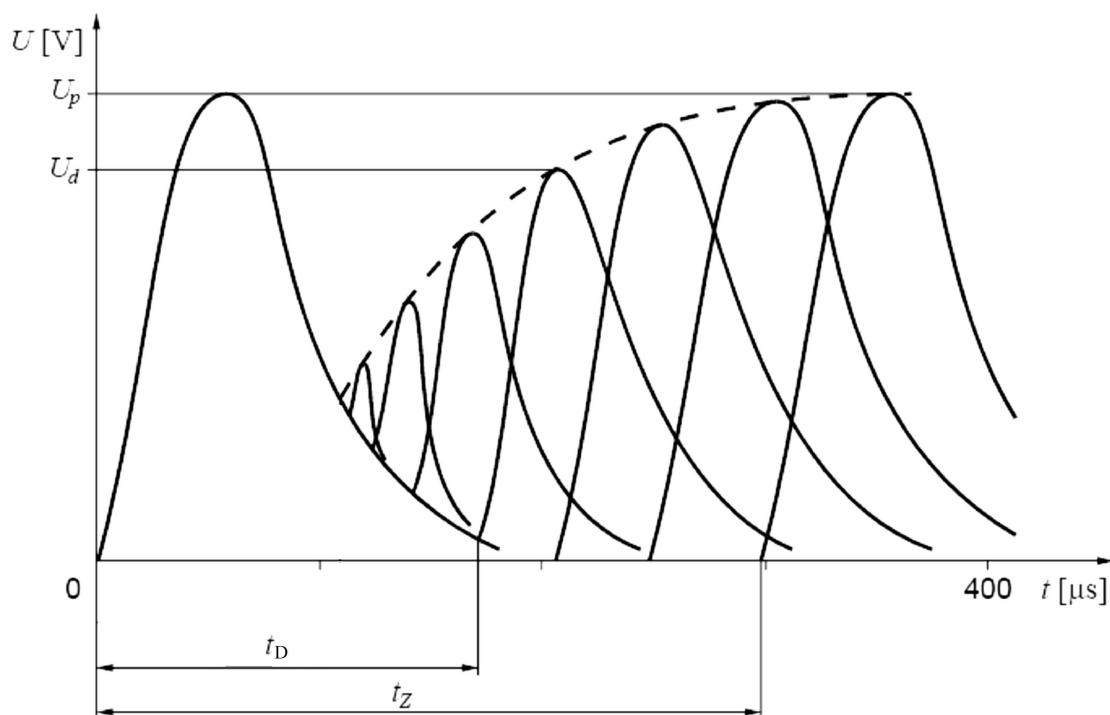
4.2.3 Teorie úlohy

Dojde-li v počítači po dopadu částice k výboji, trvá tento výboj po jistou dobu. Dopadnou-li během této doby další částice, nejsou zaregistrovány. V důsledku toho dochází v počítači ke ztrátám impulsů, které bychom jinak zaregistrovali, kdyby počítač tuto dobu necitlivosti neměl.

Mrtvá doba t_D je doba od počátku impulsu až do okamžiku, kdy je možno zaznamenat další impuls. Jde tedy o dobu, než amplituda impulsu dosáhne diskriminačního napětí. Tuto dobu lze na některých přístrojích měnit právě změnou hodnoty diskriminačního napětí U_D , určující minimální velikost napětí potřebnou pro registraci viz obr. 4.2.1. Zvolíme-li tuto hladinu příliš nízkou, zkrátíme sice dobu t_D , ale zhorší se kvalita pulsů (budou se registrovat i impulsy slabé, případně šum). Mrtvá doba nás zajímá především při větších hodnotách aktivity měřeného vzorku, kdy zaznamenáváme větší počty impulsů.

Určení mrtvé doby osciloskopem

Při vhodně zvolené časové základně lze pozorovat osciloskopem tvar a průběh impulsů GM trubice. Na obr. 4.2.1 je plnou čarou znázorněn průběh záporných impulsů na anodě GM počítače. Během mrtvé doby t_D není žádná další částice schopna vyvolat odezvu, protože prostorový náboj těžkých (a proto pomalých) iontů snižuje elektrické pole v blízkosti anody a nemůže tak dojít k sekundární ionizaci. Jak oblak iontů pomalu postupuje ke katodě, elektrické pole se obnovuje a další dopadlá částice již může vyvolat výboj - impuls je však malý. Velikost impulsu závisí na době mezi dopady částic. Až po uplynutí doby regenerace (zotavení) t_Z bude mít impuls původní velikost. Mrtvá doba bývá řádově ve stovkách μs .



obr. 4.2.1 – záporné impulsy na anodě. Čárkovane je znázorněna změna velikosti impulsu v závislosti na době jeho vzniku po předchozím impulsu [12]

Stanovení mrtvé doby metodou dvou zářičů

Předpokládejme, že za jednotku času projde počítačem, jehož mrtvá doba je t_D N částic, z nichž je registrováno pouze M . Platí, že $M < N$, neboť po každé zaregistrované částici je GMP po dobu t_D necitlivý. Neuvažujeme-li překryv jednotlivých počítacích dob, je při registrování M částic GMP necitlivý po dobu $M \cdot t_D$, takže doba po kterou je počítač schopen registrovat impulsy je $1 - M \cdot t_D$. Poměr mezi počtem prošlých a registrovaných částic za jednotku času je tedy

$$\frac{N}{M} = \frac{1}{1 - Mt_D} \quad (4.2.1)$$

Skutečný počet částic, které za jednotku času prošly GMP můžeme tudíž počítat

$$N = \frac{M}{1 - Mt_D} \quad (4.2.2)$$

Princip metody dvou zářičů spočívá ve srovnání počtu pulsů registrovaných od dvou totožných zářičů, přičemž nejdříve se měří počet impulsů registrovaných od

každého zářiče zvlášť, potom od obou současně. Je nutné, aby oba zářiče měly přibližně stejné parametry.

Jestliže N_1 a N_2 jsou počty částic, které dopadnou na počítač od zářičů 1 a 2, počet částic, které dopadnou na počítač od obou zářičů současně potom bude

$$N_{12} = N_1 + N_2 \quad (4.2.3)$$

Je-li počet pulsů registrovaných od prvního zářiče M_1 a od druhého M_2 , bude podle (5.2.2) a (4.2.3) platit

$$\frac{M_{12}}{1 - M_{12}t_D} = \frac{M_1}{1 - M_1t_D} + \frac{M_2}{1 - M_2t_D} \quad (4.2.4)$$

Vyjádřením t_D z této rovnice a zanedbáním t_D^2 (velmi malé číslo), dostáváme vztah pro výpočet mrtvé doby

$$t_D = \frac{M_1 + M_2 - M_{12}}{2M_1M_2} \quad (4.2.5)$$

V případě, že nelze zanedbat pozadí vzhledem k naměřeným četnostem, je nutné jeho hodnotu od naměřených četností odečíst. Při hodnotě pozadí M_P potom t_D počítáme

$$t_D = \frac{M_1 + M_2 - M_{12} - M_P}{2(M_1 - M_P)(M_2 - M_P)} \quad (4.2.6)$$

Jak již bylo zmíněno, platnost rovnic (4.2.5) a (4.2.6) je omezena předpokladem, že nedochází k překrytí jednotlivých počítačích dob. Při vyšších četnostech tento předpoklad neplatí a skutečná necitlivá doba je menší než udávají tyto vztahy. Lze předpokládat, že k překrytí nebude docházet, jestliže bude době t_R rovna maximálně 10% průměrné prodlevy mezi průletem dvou částic počítačem. Na základě tohoto předpokladu lze odhadnout maximální četnost, kdy ještě platí tyto vztahy. Např. bude-li mrtvá doba počítače 100 μ s, musí být střední prodleva mezi průletem dvou částic 1ms, což odpovídá četnosti 1000 impulsů s^{-1} .

[3], [4], [10]

4.2.4 Postup měření

- 1) Změřte 20x hodnotu pozadí. Spočítejte aritmetický průměr \overline{M}_P a směrodatnou odchylku aritmetického průměru $\overline{\sigma}$.
- 2) Změřte 20x četnost impulsů M_1 s prvním zářičem. Určete \overline{M}_1 a $\overline{\sigma}$.

- 3) Stejně tak změřte M_{12} a potom M_2 . Dbejte na to, abyste dodržovali stejnou geometrii uspořádání experimentu! Nezapomeňte, že oba zářiče musí být totožné.
- 4) Podle vztahu (4.2.5) a (4.2.6) spočítejte mrtvou dobu počítače t_D . Výsledky porovnejte.
- 5) Změřte 10x počet impulsů jednoho zářiče pro 10 vzdáleností od GMP.
- 6) Výsledky zprůměrujte a spočítejte příslušné korekce na mrtvou dobu. Určete chyby způsobené mrtvou dobou.

4.2.5 Zpracování naměřených hodnot

Chyby přímých měření byly počítány podle vztahu

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{\sum \Delta^2}{n \cdot (n-1)}} \quad (4.2.7)$$

, kde Δ^2 je kvadrát absolutní chyby jednoho měření a n je počet měření.

Chyby nepřímých měření byly odvozeny ze vztahu

$$\bar{\sigma}(V) = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2 \cdot [\bar{\sigma}(x)]^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2 \cdot [\bar{\sigma}(y)]^2 \dots} \quad (4.2.8)$$

, kde $\bar{\sigma}(V)$ je chyba nepřímo měřené veličiny a $\bar{\sigma}(x)$, $\bar{\sigma}(y)$ jsou chyby nezávisle proměnných x a y .

\bar{M}_p [imp/s] $\bar{\sigma} M_p$ [imp/s]

M_p	0,4	0,5	0,8	0,4	0,9	0,3	0,4	0,3	0,4	0,6	0,461	0,041
	0,4	0,6	0,4	0,3	0,4	0,2	0,7	0,5	0,4	0,7		

tab. 4.2.1 - pozadí pro $t = 1$ s

\bar{M} [imp/s] $\bar{\sigma}$ M [imp/s]

M_1	4,9	3,4	2,4	4,5	2,9	3,6	3,9	3,2	3,0	4,0	3,710	0,161
	3,6	3,3	3,0	4,0	4,4	3,5	5,0	3,2	3,6	4,8		
M_2	4,3	3,0	3,1	3,5	4,1	3,5	3,3	2,6	4,4	3,6	3,515	0,132
	3,7	3,6	4,4	2,3	3,0	3,4	3,5	4,1	4,0	2,9		
M_{12}	7,1	6,7	7,4	5,9	6,8	7,8	6,7	7,2	6,8	5,7	6,755	0,173
	6,9	6,6	6,4	5,9	8,2	7,4	8,0	5,8	6,3	5,5		

tab 4.2.2 - četnosti impulsů; M_1 , M_2 a M_{12} , jsou četnosti prvního, druhého a obou zářičů pro $t = 1s$

- hodnota t_D vypočtená podle (4.2.5)

$$t_D = (18,02 \pm 0,37) \text{ ms}$$

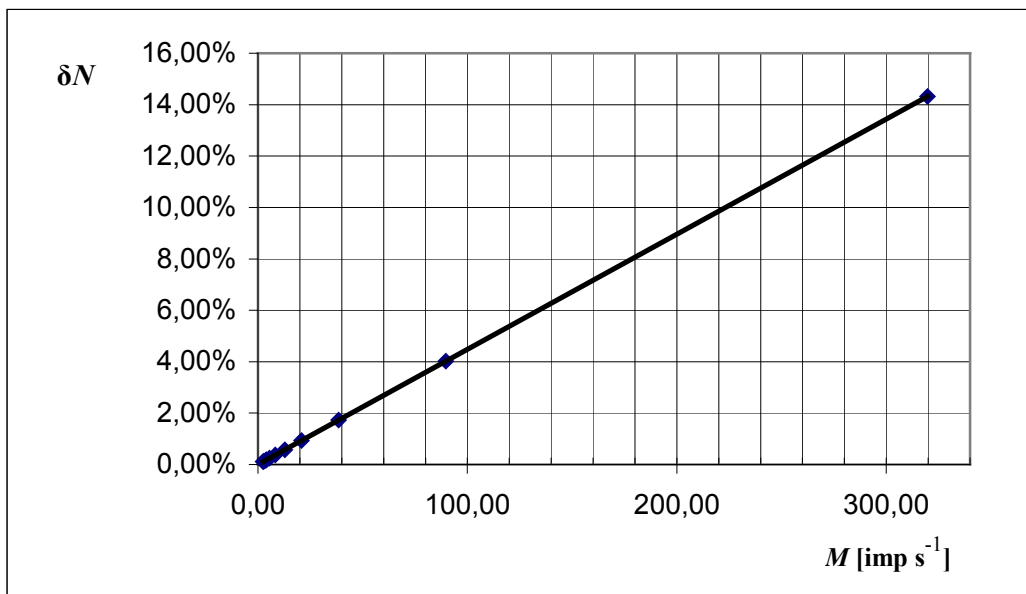
- hodnota t_D vypočtená podle (4.2.6)

$$t_D = (448 \pm 7) \mu\text{s}$$

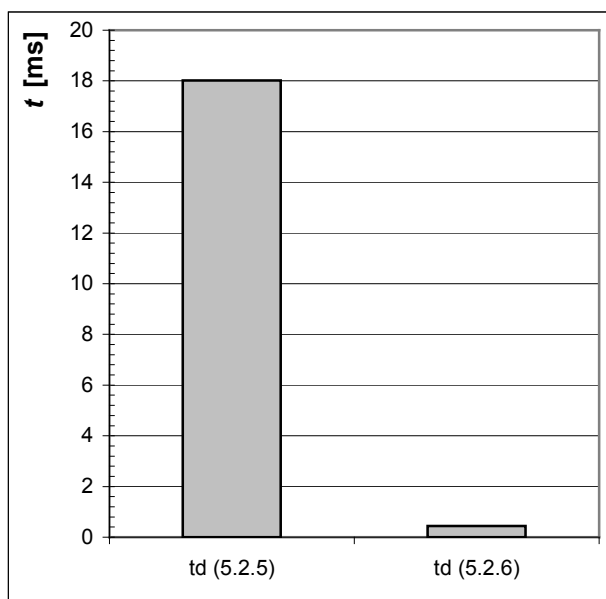
l [cm]	M [imp s ⁻¹]	N [imp s ⁻¹]	δN [%]
0	319,70	373,14	14,32
1	89,70	93,46	4,02
2	38,50	39,18	1,72
3	20,80	21,00	0,93
4	12,90	12,97	0,58
5	8,30	8,33	0,37
6	5,50	5,51	0,25
7	4,10	4,11	0,18
8	3,70	3,71	0,17
9	2,80	2,80	0,13
10	2,40	2,40	0,11

tab. 4.2.3 - chyby způsobené mrtvou dobou. M je počet impulsů odečtených na počítači, N pak skutečný počet impulsů dle (4.2.2). δN vypočteno podle (4.2.8)

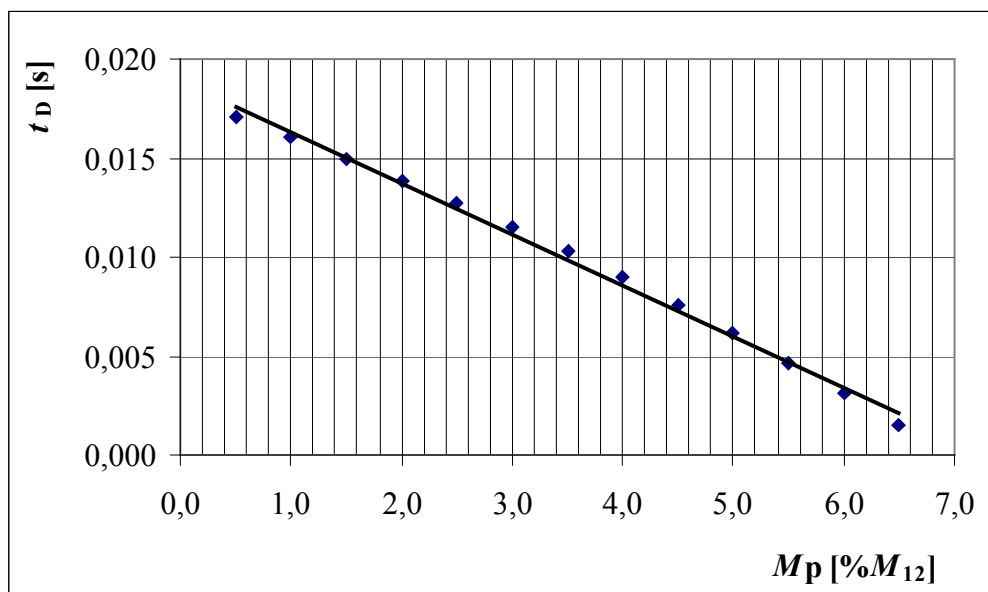
$$\delta N = 1 - \frac{M}{N} \quad (4.2.8)$$



graf 4.2.1 – závislost chyby způsobené mrtvou dobou na počtu impulsů



graf 4.2.2 – poměr velikosti mrtvé doby vypočtené podle vztahů (4.2.5) a (4.2.6)



graf 4.2.3 – závislost t_D na M_P

4.2.6 Diskuse

Měřením metodou dvou zářičů jsme ověřili existenci mrtvé doby GM počítače. Firma Phywe u své trubice uvádí $t_D = 100 \mu s$, což odpovídá přibližně 1/4 změřené doby t_D .

K nepřesnostem u metody dvou zářičů dochází zejména nedodržením stejné geometrie měření a vzhledem k statistickému charakteru radioaktivních přeměn i rozdílnou aktivitou obou zářičů. Hodnotu změřené mrtvé doby ovlivňuje velmi i hodnota přirozeného pozadí v laboratoři. Pro přesné určení hodnoty t_D bychom potřebovali vhodný stínící kryt aby absorboval i všudypřítomné záření gama. Graf 4.2.2 ukazuje jak velký rozdíl bude ve výsledku, pokud budeme uvažovat vliv pozadí, či nikoli. Ve vztahu (4.2.6) nám hodnota M_P výrazně ovlivňuje především výsledek jmenovatele. Při měření mrtvé doby by mělo být tedy pozadí mnohem menší, než hodnoty M_1 , M_2 , M_{12} . Pokud by bylo pozadí vzhledem k těmto hodnotám velké (stačí aby překročila 7 % hodnoty M_{12}), vyšla by t_D dokonce záporná. Vliv M_P na vypočítanou hodnotu t_D podle (4.2.6) ukazuje graf 4.2.3.

Mrtvá doba způsobí, že zaznameneáme menší počet impulsů, než odpovídá skutečnosti. Se zkracující se vzdáleností detektoru od zdroje stoupá počet zaznamenaných impulsů a tím i vliv mrtvé doby. Pro $319,7 \text{ imp. s}^{-1}$ je to 14,32%. Naopak pro 2 imp. s^{-1} je chyba téměř zanedbatelná a nejsou již třeba korekce na mrtvou dobu. Graf 4.2.1 vyjadřuje závislost chyby způsobené mrtvou dobou GM počítače na

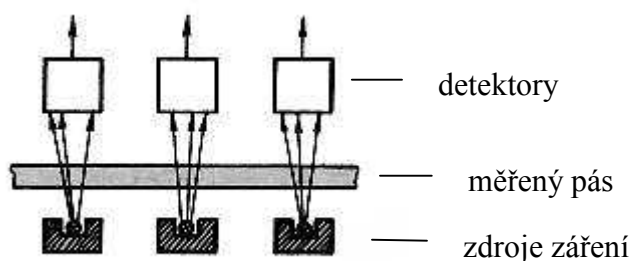
počtu zaznamenaných impulsů. Funkcí je přímá úměrnost se směrnicí t_D . Podobný graf může sloužit jako zběžná orientace, je-li pro zvolenou přesnost měření třeba provádět korekci na mrtvou dobu, či nikoli.

4.2.7 Závěr

- naměřená mrtvá doba $t_D = (450 \pm 7) \mu s$
- chyby způsobené mrtvou dobou viz. tab. 4.2.4

4.3 Studium absorpce záření beta

Prochází-li ionizující záření hmotou, ztrácí vlivem interakcí s atomy postupně svojí energii, až je nakonec látkou zcela absorbována. Jestliže budeme měřit závislost počtu prošlých částic, resp. intenzitu záření na tloušťce materiálu (absorbátoru), získáme tzv. absorpční křivky. Z těchto křivek lze získat informace jak o absorbátoru, tak o ionizujícím záření. Příkladem mohou být různé tloušťkoměry založené na prozařujících metodách.



obr. 4.3.1 – princip prozařovacích metod měření tloušťky materiálu

Podobné zařízení jako je na obr. 4.3.1 složí např. k měření tloušťky papírového pásu, či tenké organické fólie.

V této úloze budeme mimo jiné měřit hmotnostní polotloušťku a dolet částic beta v daných materiálech, které se dají použít při použití prozařovacích měřicích přístrojů k určení tloušťky materiálu. Dále si ukážeme, jak lze využít získané informace pro stanovení maximální energie záření beta.

4.3.1 Zadání úlohy

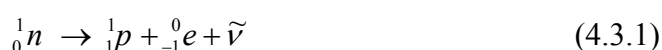
- 1) určete lineární a hmotnostní součinitele zeslabení záření β^- pro 2 různé materiály
- 2) z naměřených křivek určete lineární a hmotnostní polotloušťky
- 3) pomocí Flammersfeldova empirického vztahu, nebo empirického grafu (viz. obr 4.3.4) určete maximální energii záření beta

4.3.2 Pomůcky

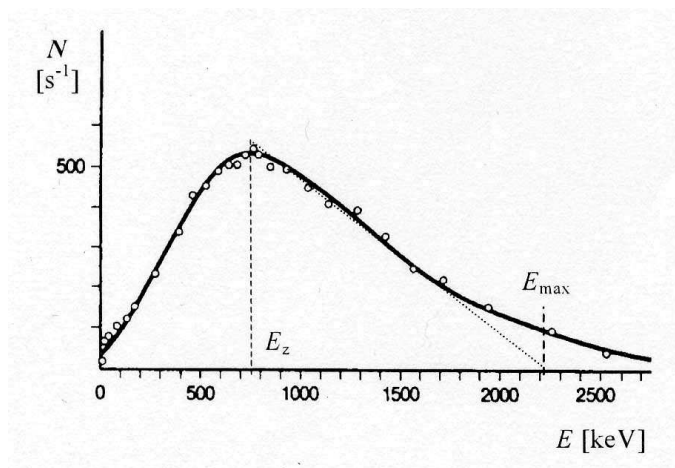
GM trubice a počítač impulsů firmy Phywe, hliníkové destičky, plastové fólie, mikrometr, zářič β^- (^{85}Kr).

4.3.3 Teorie úlohy

Záření beta je proud rychlých elektronů nebo pozitronů emitovaných některými radionuklidy. Je způsobeno přeměnou neutronu na proton a elektron, či pozitron a další produkt antineutrino (rovnice 4.3.1). Spektrum záření beta je spojité v intervalu od nulové energie po jistou maximální energii E_{\max} , která je pro každý nuklid charakteristická. Tato skutečnost, která je ve zdánlivém rozporu s tím, že jádro se může nacházet jen v určitých diskrétních energetických stavech je způsobena tím, že např. při rozpadu β^- je z jádra vedle elektronu emitována ještě další částice, antineutrino, která má klidovou hmotnost nulovou, ale odnáší s sebou část energie



Při přeměně β^- se tedy rozpadová energie dělí mezi elektron, antineutrino, a zbytek jádra v souladu se zákony zachování energie a hybnosti. Z toho pak vyplývá, že kinetická energie částice beta může nabývat hodnot nulové až jisté maximální, kdy částice beta dostala celou energii uvolněnou při příslušné jaderné přeměně. S největší pravděpodobností jsou však při přeměně β produkovány elektrony s energií $E_Z = E_{\max}/3$, jak je vidět na obr. 4.3.2



obr. 4.3.2 energetické spektrum záření β ^{90}Sr (převzato z [12])

Prochází-li záření beta nějakým absorbatorem, je část elektronů resp. pozitronů látkou pohlcena. Částice beta pak ztrácejí svou energii při průchodu absorbatorem, jednak v důsledku ionizace atomů absorbatóru, jednak v důsledku srážek s elektrony a jádry prostředí. Mimoto dochází v důsledku brzdění elektronů (pozitronů) v elektrickém poli jádra ke vzniku brzdného záření. V oblasti energií do 1 MeV jsou hlavní procesy, jimiž elektrony ztrácejí energii při průchodu látkou, ionizace a excitace elektronových obalů atomů prostředí. V oblasti vyšších energií je dominantním procesem ztráty energie tvorba brzdného rentgenového záření. Podíl pružných srážek s atomovými jádry v brzděním procesu je zanedbatelný.

Vstupuje-li do absorbatóru N_0 částic beta, pak počet částic N , které prošly vrstvou absorbatóru o tloušťce d je

$$N = N_0 e^{-\mu d}, \quad (4.3.2)$$

kde μ je lineární činitel zeslabení, jehož velikost závisí na energii částic beta a na vlastnostech absorbatóru, zejména na jeho atomovém čísle. Vztah (5.3.2) je výhodné psát ve tvaru

$$N = N_0 e^{-\mu_m \cdot m_s}, \quad (4.3.3)$$

kde $\mu_m = \mu/\rho$ je tzv. hmotnostní součinitel zeslabení, ρ hustota absorbatóru a m_s je plošná hmotnost absorbatóru udávající hmotnost jednotkové plochy absorbatóru.

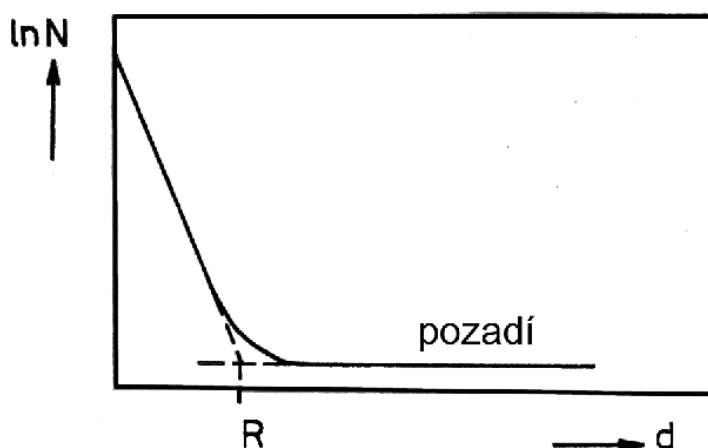
Důležitou veličinou, charakterizující absorpční vlastnosti materiálu vzhledem k záření beta je polotloušťka $d_{1/2}$. Je definována jako tloušťka dané látky, která pohltí právě polovinu z počtu vstupujících částic. Dále platí, že na vzdálenosti delší sedmi $d_{1/2}$ je záření zcela pohlceno [4]. Pro polotloušťku lze odvodit vztah z (4.3.2)

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad (4.3.4)$$

Absorpci lze analogicky charakterizovat i hmotnostní polotloušťkou, pro níž platí

$$m_{S_{1/2}} = \frac{\rho \ln 2}{\mu} \quad (4.3.5)$$

Jestliže proměříme závislost $N(d)$ zářiče s jedním druhem částic beta a graficky ji znázorníme tak, že na svislou osu vyneseme $\ln N$ a na vodorovnou osu tloušťku absorbátoru d , měl by mít graf tvar přímky. Uvedený graf nazýváme absorpční křivkou. Ve skutečnosti bude mít naměřená křivka podobný tvar, jak je uvedeno na obr. 4.3.3. Četnost impulsů neklesá k nule, ale k jisté přibližně konstantní hodnotě, která je dána především brzdným zářením a pokud neměříme ve stínícím krytu, tak i hodnotou pozadí.

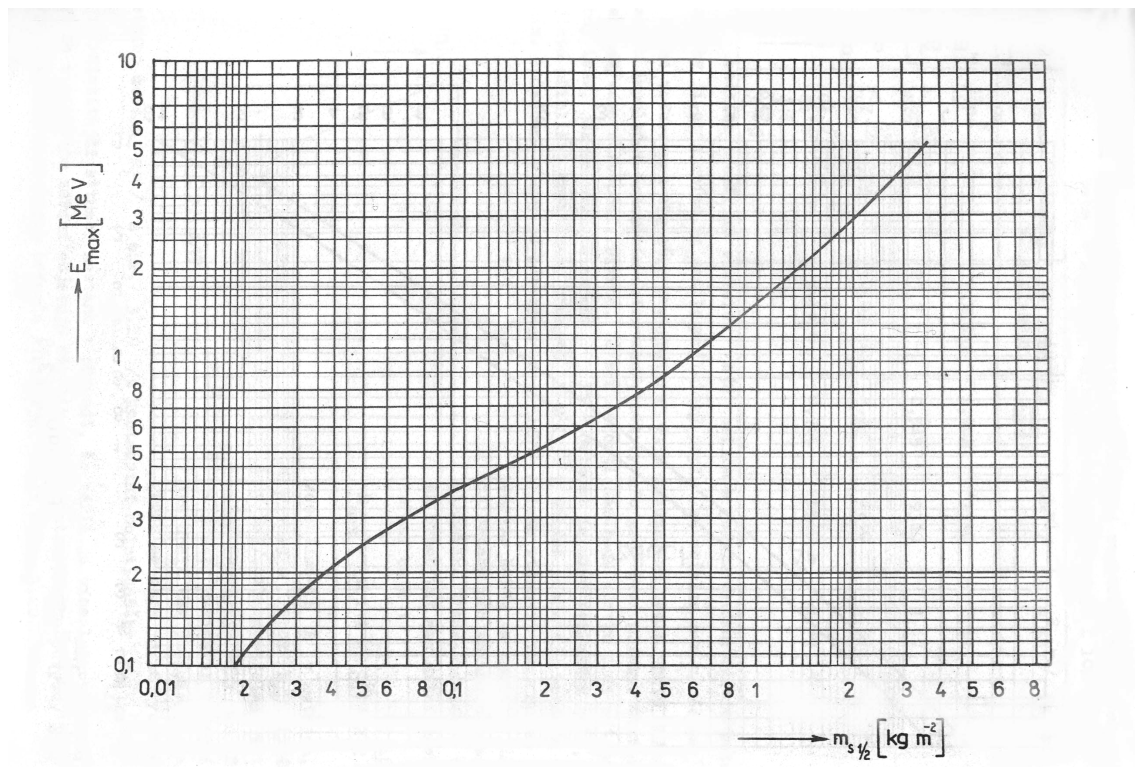


obr 4.3.3 závislost $\ln N$ na d

Ze závislosti $\ln N$ na d může také stanovit tzv. dosah R částic beta. Ze známé velikosti dosahu pak můžeme pomocí empirického Flammersfeldova vztahu vypočítat maximální energii záření beta:

$$E_{\max} = 0,192 \sqrt{(R^2 \rho^2) + 2,2R\rho} \quad (4.3.6)$$

Dosadíme-li R v metrech a ρ v kg m^{-3} , pak E_{\max} vyjde v MeV. Tento vztah dává dobré výsledky pro energie $< 3\text{MeV}$. E_{\max} můžeme určit také pomocí empirických grafů, jako je například ten na obr. 4.3.4



obr. 4.3.4 – empirický graf závislosti maximální energie na hmotnostní polotloušťce (převzato z [9])
[1], [9], [12], [13], [14]

4.3.4 Postup měření

- 1) Změřte křivky zeslabení pro záření β^- (^{85}Kr) v hliníku a plastové fólii (registrujte počet zaznamenaných impulsů N v závislosti na tloušťce vrstvy absorbátoru d). Pro každou hodnotu d změřte 10 hodnot N . Berte ohled na pozadí a mrtvou dobu počítače.
- 2) Výsledky zanešte do grafu $\ln N(d)$. Z naměřených křivek určete dolet částic beta R , lineární a hmotnostní součinitele zeslabení, lineární a hmotnostní polotloušťky. Použijte metodu lineární regrese a vztahů uvedených v teorii úlohy.
- 3) Z empirického vztahu 4.3.6 určete maximální energii záření beta. Porovnejte s empirickým grafem na obr. 4.3.4.

4.3.5 Zpracování naměřených hodnot

N_p

\bar{N}_p [imp/s] $\bar{\sigma}$ \bar{N}_p [imp/s]

6	6	5	4	5	3	6	3	7	5	5	0,28
---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	---	------

tab. 4.3.1 – naměřené hodnoty pozadí

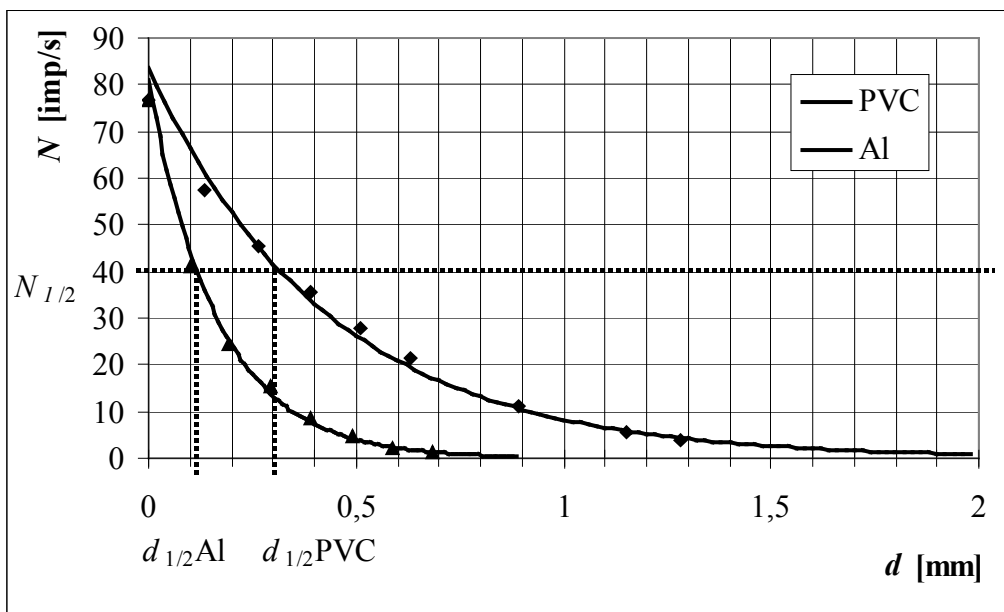
d [mm]	\bar{N} [imp/s]	$\bar{\sigma} N$ [imp/s]	$\ln \bar{N}$ [imp/s]	$\bar{\sigma} (\ln \bar{N})$ [imp/s]
0,000	76,88	1,52	4,342	0,019
0,100	41,17	0,52	3,718	0,012
0,195	24,36	0,52	3,193	0,021
0,295	15,28	0,37	2,727	0,024
0,390	8,75	0,14	2,169	0,015
0,490	4,76	0,16	1,560	0,033
0,590	2,17	0,16	0,775	0,071
0,685	1,17	0,13	0,157	0,018

tab. 4.3.2 – tabulka závislosti počtu impulsů N na tloušťce d hliníkového absorbátoru*

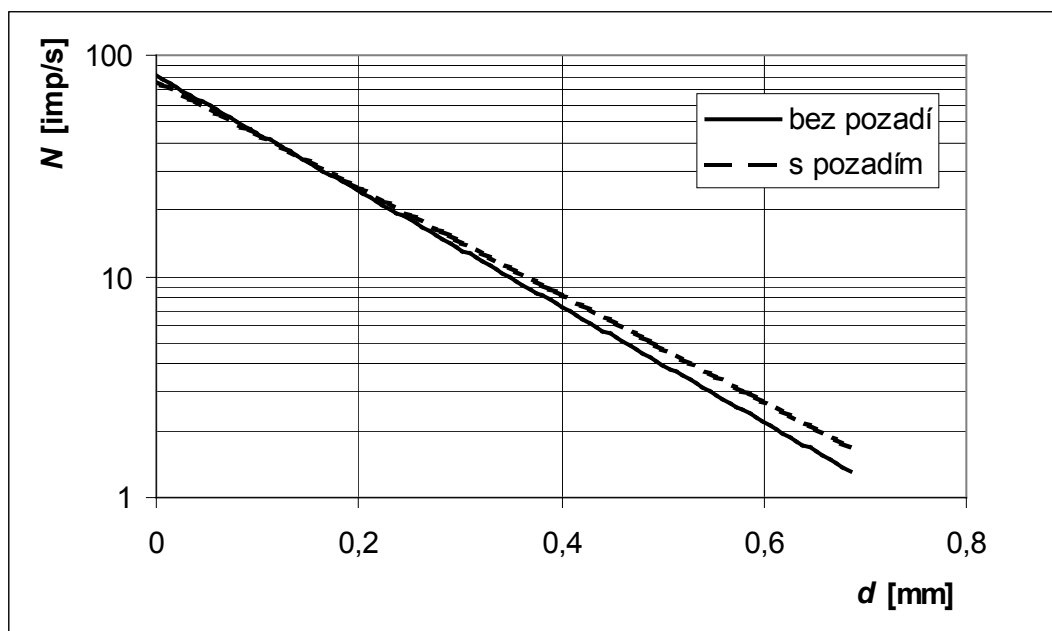
d [mm]	\bar{N} [imp/s]	$\bar{\sigma} N$ [imp/s]	$\ln \bar{N}$ [imp/s]	$\bar{\sigma} (\ln \bar{N})$ [imp/s]
0,000	76,88	1,52	4,342	0,013
0,135	57,30	0,65	4,048	0,007
0,265	45,22	0,60	3,812	0,008
0,390	35,52	0,56	3,570	0,010
0,510	27,78	0,54	3,324	0,012
0,630	21,58	0,34	3,072	0,010
0,890	11,32	0,31	2,427	0,018
1,150	5,63	0,18	1,728	0,022
1,280	3,95	0,30	1,374	0,051

tab. 4.3.2 – tabulka závislosti počtu impulsů N na tloušťce d plastového absorbátoru

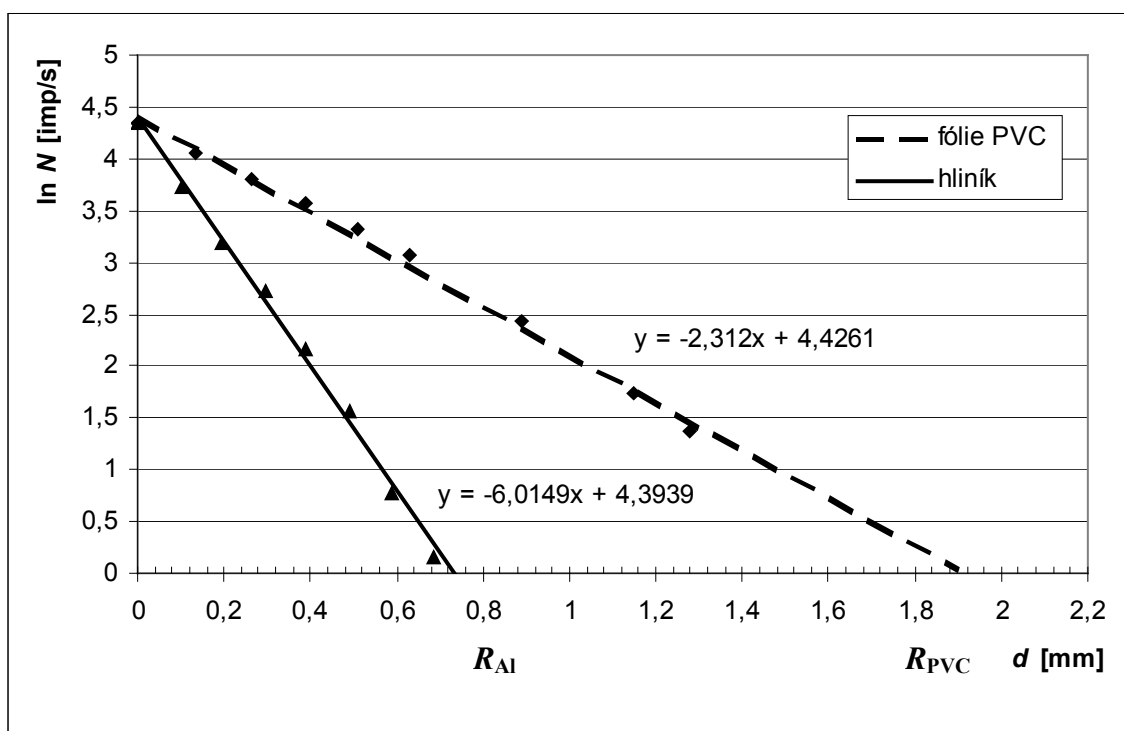
* hodnoty v tabulkách jsou již korigovány s ohledem na pozadí a mrtvot dobu GMP. $\bar{\sigma}$ je střední kvadratická chyba



graf 4.3.1 – závislost N na d



graf 4.3.2 – semilogaritmický graf závislosti N na d pro hliníkový absorbátor



graf 4.3.3 – absorpční křivky pro hliník a PVC. R_{Al} a R_{PVC} jsou příslušné střední dolety částic beta v dané látce.

Lineární součinitele zeslabení můžeme určit např. pomocí funkce *linregrese* v tabulkovém procesoru MS Excel, nebo jako směrnice absorpčních křivek.

látka	ρ [kg m ⁻³]	μ [m ⁻¹]	$\delta \mu$	μ_m [m ² kg ⁻¹]	$d_{1/2}$ [mm]	$ms_{1/2}$ [kg m ⁻²]
hliník	2698	6015	2,76%	2,23	0,115	0,3109
PVC	1250	2312	2,70%	1,85	0,300	0,3747

Tab. 4.3.3 – vypočtené hodnoty lineárního a hmotnostního součinitele zeslabení μ , μ_m . Hodnoty polotloušťky $d_{1/2}$ a hmotnostní polotloušťky $ms_{1/2}$ dle (4.3.4) a (4.3.5).

Z rovnic přímek lineárních regresí stanovíme dolet částic beta v daných látkách. Pomocí empirického vztahu (4.3.6) stanovíme maximální energii beta záření.

látka	ρ [kg m ⁻³]	R [mm]	E_{max} [MeV]	\bar{E}_{max} [MeV]
hliník	2700	0,7305	0,551	0,608
folie pvc	1324	1,9139	0,665	

Tab. 4.3.4 – vypočtené hodnoty energie a doletů částic β

4.3.6 Diskuse

Měřil jsem počet impulsů v závislosti na tloušťce stínící látky. Takovouto úlohou lze poměrně snadno zjistit důležité informace jak o dané látce, tak o zářiči. Aby bylo měření co nejpřesnější je nutné odečíst hodnoty pozadí. Vliv pozadí na absorpční křivku ukazuje graf 4.3.2. Dále je třeba si uvědomit, že než jsou částice zaregistrovány, překonávají kromě vrstvy absorbátoru d ještě vrstvu vzduchu a slídového okénka počítače. Proto se při měření snažíme o to, aby byl zdroj co nejbližší počítači. Pozor na křehké slídové okénko počítače! Při malých vrstvách absorbátoru se díky vysokému počtu impulsů uplatní i chyba způsobená mrtvou dobou počítače. Statistický charakter radioaktivních přeměn vnáší rovněž velký podíl chyb na celkovém výsledku. Větším počtem jednotlivých měření dosáhneme přesnějších výsledků. Při měření tenkých vrstev absorbátoru mohou vznikat chyby i na tomto parametru. I když se destičky zdají být stejně silné, je nutné měřit každou destičku zvlášť. Měření celé vrstvy absorbátoru se mi neosvědčilo, protože hliníkové destičky jsou částečně deformované a jejich větší počet se měří obtížně. Čím je vrstva absorbátoru silnější, tím více v něm vzniká brzdné záření gama, které je rovněž počítačem registrováno. Toto záření je způsobené přechodem excitovaných elektronů obalů atomů do nižších energetických stavů.

Měřením počtu impulsů v počítači lze ověřit, že tento počet exponenciálně klesá s rostoucí tloušťkou absorbátoru. Platí tedy vztah (4.3.2). Abychom absorpční křivku zlinearizovali, vynásíme na osu y přirozený logaritmus změřeného počtu impulsů. Proložíme-li body přímkou, lze ze směrnice této přímky určit linární součinitel zeslabení μ . Ten se liší jednak pro jednotlivé materiály absorbátoru (lze porovnat v tabulce 4.3.3), tak pro druh záření. Například záření beta má větší součinitele zeslabení než gama, ale menší než alfa záření. Mohli bychom také realizovat měření absorpčních křivek pro více látek a sestrojít závislost součinitelů zeslabení na objemové hmotnosti absorbátoru.

Polotloušťka absorbátoru vyjadřuje vrstvu této látky, na které se záření zeslabí na polovinu. Je to vlastně jakási analogie poločasu rozpadu. Polotloušťku lze přibližně odhadnout z grafu 4.3.1. Hmotnostní polotloušťka by měla pro oba materiály vycházet stejně, protože je vztažená k jejich hustotě. Dolet částic je specifický pro konkrétní látku a lze ho kromě výpočtu z rovnice absorpční křivky odhadnout i z grafu 4.3.3. Tabulka 4.3.5 uvádí dolety záření beta v některých látkách.

E (β) [MeV]	Rs [mm] - vzduch	Rs [mm] - org. tkáň	Rs [mm] - hliník
10^{-2}	1,3	$2 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-4}$
10^{-1}	$1,01 \cdot 10^2$	0,158	$5 \cdot 10^{-2}$
1	$3,06 \cdot 10^3$	4,8	1,52
10	$3,9 \cdot 10^4$	60,8	19,2

Tab. 4.3.5 – dolety částic β pro různé energie a látky. Zdroj [12]

Velikost maximální energie záření beta radionuklidu ^{85}Kr byla pomocí empirického vztahu určena $E_{\max} = 0,608 \text{ MeV}$. Tabulky uvádí hodnotu $0,67 \text{ MeV}$. E_{\max} lze určit pomocí hmotnostní polotloušťky z empirického grafu na obr. 4.3.4. Z něj vyplývá, že se E_{\max} nachází někde mezi $0,65$ a $0,75 \text{ MeV}$.

4.3.7 Závěr

- byla ověřena exponenciální závislost intenzity záření na tloušťce absorbátoru.
- jednotlivé výsledky měření shrnují tabulky tab.4.3.3 a tab. 4.3.4

4.4 Studium rozptylu beta záření

Zpětný rozptyl je dalším důležitým a hojně využívaným jevem beta záření. V podstatě jde o to, že elektron při průchodu látkou mění v důsledku interakcí s atomy svůj směr. Zpětný rozptyl záření beta nachází v průmyslu uplatnění zejména při měření tloušťek tenkých povlakových vrstev, nebo při kvantitativní analýze chemického složení látek. V této úloze budeme ověřovat existenci odražených částic beta.

4.4.1 Zadání úlohy

- 1) Zkoumejte rozptyl částic beta v závislosti na hustotě různých materiálů.
- 2) Prověřte závislost odrazu beta částic na tloušťce daného materiálu.

4.4.2 Pomůcky

GM trubice a čítač impulsů firmy Phywe, 2 β zářiče (^{85}Kr), destičky různých materiálů, několik tenkých hliníkových destiček, hliníková fólie, mikrometr, tabulky.

4.4.3 Teorie úlohy

Položíme-li zářič beta ke stěně z vhodného materiálu, zaregistrujeme ve zvoleném časovém intervalu větší počet impulsů, než bychom zaregistrovali bez této stěny. Vznik početů zaregistrovaných částic je způsoben tím, že detektor zachycuje i částice neemitované směrem k počítači, které po rozptylu okolní hmotou (tedy stěny či podložky, ale i vzduchu) směrem do prostorového úhlu zvyšují zaznamenanou četnost.

Při studiu zpětného záření β se uplatňují jednoduché i vícenásobné rozptylové procesy těchto částic na jádrech atomů, případně i na elektronových obalech atomů. Výsledný směr může být i zcela opačný proti směru dopadajícího svazku. Po projití určité dostatečně silné vrstvy materiálu se stává úhlové rozdělení elektronů homogenním. To znamená, že pohyb částic do všech směrů je stejně pravděpodobný. V případě rozptylu záření na atomech se středně těžkými jádry jsou rozptylové efekty způsobeny především elektrostatickou interakcí jader a částic beta. V případě rozptylu na lehkých atomech se na rozptylových jevech podílí zhruba stejně elektrostatická interakce částic beta s jádrem i elektrony v obalu atomu. Přesný výpočet zpětného rozptylu je velmi komplikovaný a obecně jej nelze ani dost dobře provést. Zato je možné tento jev poměrně dobře studovat experimentálně.

Relativní ztráta energie záření beta při jednom rozptylu závisí na atomovém čísle Z rozptylujícího materiálu a na úhlu rozptylu φ .

$$\frac{\bar{E}_r}{E_d} = 1 - (1 - 0,12Z^{0,4}) \sin \varphi \quad (4.4.1)$$

kde E_d je střední energie spektra dopadajícího a E_r střední energie rozptýleného záření beta. Rozptyl elektronů lze vyjádřit pomocí součinitele zpětného rozptylu f_r . Tento faktor je určen poměrem počtu impulsů zaregistrovaných s rozptylovou destičkou N_1 a bez ní N_0 .

$$f_r = \frac{N_1}{N_0} \quad (4.4.2)$$

Pro primární záření dopadající na rozptylující materiál v prostorovém úhlu 2π a pro energii 0,5 MeV a vyšší lze závislost koeficientu f_r na atomovém čísle Z rozptylujícího materiálu a úhlu rozptylu φ vyjádřit empirickým vztahem

$$f_r \sim (0,0415Z^{2/3} - 0,4)\sin\varphi - 0,4 \quad (4.4.3)$$

Z toho vyplývá, že tok zpětně rozptýlených elektronů závisí na Z nejstrměji pro úhel rozptylu $\varphi = \pi/2$ (protože $\sin\varphi=1$), zatímco pro $\varphi = \pi$ je závislost na Z minimální.

Intenzita zpětně rozptýleného záření beta roste při daném atomovém čísle rozptylovače s jeho rostoucí tloušťkou k určité limitní hodnotě, nazývané nasycená tloušťka. Tato hodnota by teoreticky měla odpovídat polovině maximálního doletu částic beta pro daný typ zářiče. Ve skutečnosti je však nižší, dosahuje zhruba 20 – 40% této hodnoty. Rozdíl mezi teoretickou a experimentální hodnotou je závislý na počtu rozptylových procesů – u zářičů s nižší maximální hodnotou energie záření beta je tento rozdíl nižší, než u zářičů s vyšší E_{\max} .

S rostoucím atomovým číslem rozptylovače roste i intenzita zpětně rozptýleného záření. Zároveň s rostoucím atomovým číslem rozptylovače se zvyšuje i maximální energie rozptýlených částic beta. Z periodické soustavy prvků je patrné, že s vyšším protonovým číslem roste i relativní atomová hmotnost. Látky, jejichž molekuly obsahují atomy s větší relativní atomovou hmotností, mají i větší hustotu.

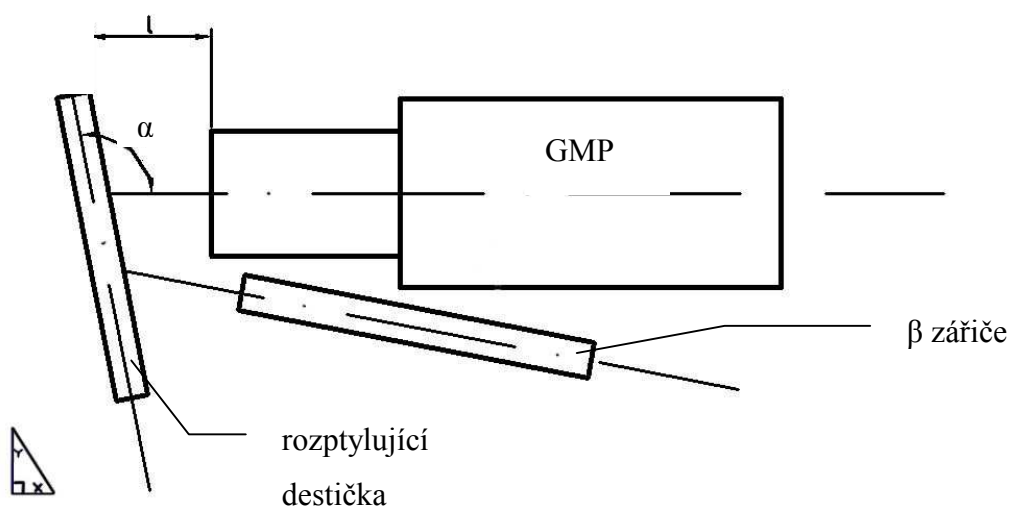
Faktor zpětného rozptylu záření beta je definován analogicky např. pro záření alfa a gama. Ovšem ty druhy záření, které jsou silně absorbovány, jako třeba záření alfa, jsou rozptylovány jen nepatrně a tedy zpětný rozptyl se u nich prakticky neprojeví. Naopak záření gama je rozptylováno více, než záření beta. Jak plyne z předchozích odstavců, je počet rozptýlených částic závislý na tloušťce a atomovém čísle rozptylovače, na druhu záření a na úhlu dopadu záření.

[4], [6], [9], [13], [14]

4.4.4 Postup měření

- 1) Detektor, zářiče a rozptylující plochu sestavte podle obr. 4.4.1. Kvůli nízké aktivitě je lepší používat dva zářiče těsně u sebe. Úhel α a vzdálenost l volte takovou, aby počet odražených částic byl co největší. Poté už geometrii neměňte.
- 2) Proved'te 10 měření počtu impulsů N pro každou měřenou destičku daného materiálu. Destičky musí být alespoň tak silné, jako je hodnota maximálního doletu záření beta v daném materiálu.

- 3) Do držáku vložte větší počet hliníkových destiček, umístěte jej místo rozptylující destičky a znovu upravte α a l tak, aby byl počet impulsů co největší. Destičky vyjměte a postupně je opět vkládejte, přičemž pro každou tloušťku změřte 10 krát počet impulsů N .
- 4) Odejměte odrazové destičky a změřte 10 krát počet impulsů pozadí.
- 5) Sestrojte graf závislosti N na hustotě látky odrazové destičky a graf závislosti N na tloušťce hliníkové odrazové plochy.



obr. 4.4.1 – geometrické rozvržení experimentu

4.4.5 Zpracování naměřených hodnot

látka	ρ [kg m ⁻³]	\bar{N} [imp/s]	$\bar{\sigma} N$ [imp/s]	f_t
olovo	11340	8,89	0,141	10,22
mosaz	8575	4,93	0,202	5,67
ocel	7700	4,56	0,176	5,24
hliník	2700	2,85	0,129	3,28
guma	1130	2,36	0,113	2,71
PVC	1800	2,06	0,116	2,37
dřevo-smrk	520	1,28	0,085	1,47
cihla	2100	2,52	0,141	2,90
polystyren	1050	1,19	0,074	1,15
křída	2200	2,70	0,095	3,10
měd	8960	5,43	0,175	6,24

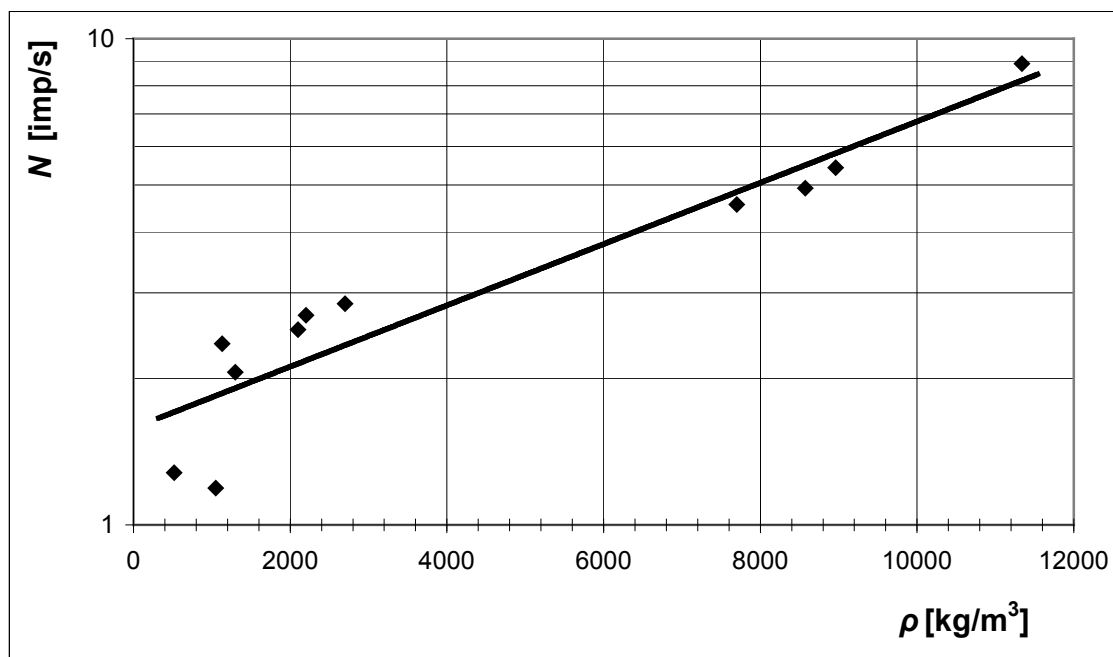
tab. 4.4.1 – zaregistrovaný počet impulsů pro danou látku

d [μm]	\bar{N} [imp/s]	$\bar{\sigma} \bar{N}$ [imp/s]
13	0,32	0,046
26	0,66	0,094
39	0,85	0,058
52	0,99	0,091
65	1,20	0,081
78	1,31	0,077
91	1,68	0,146
104	1,82	0,104
117	1,87	0,135
130	1,97	0,079
143	2,16	0,101
170	2,42	0,108
200	2,17	0,105
240	2,24	0,093

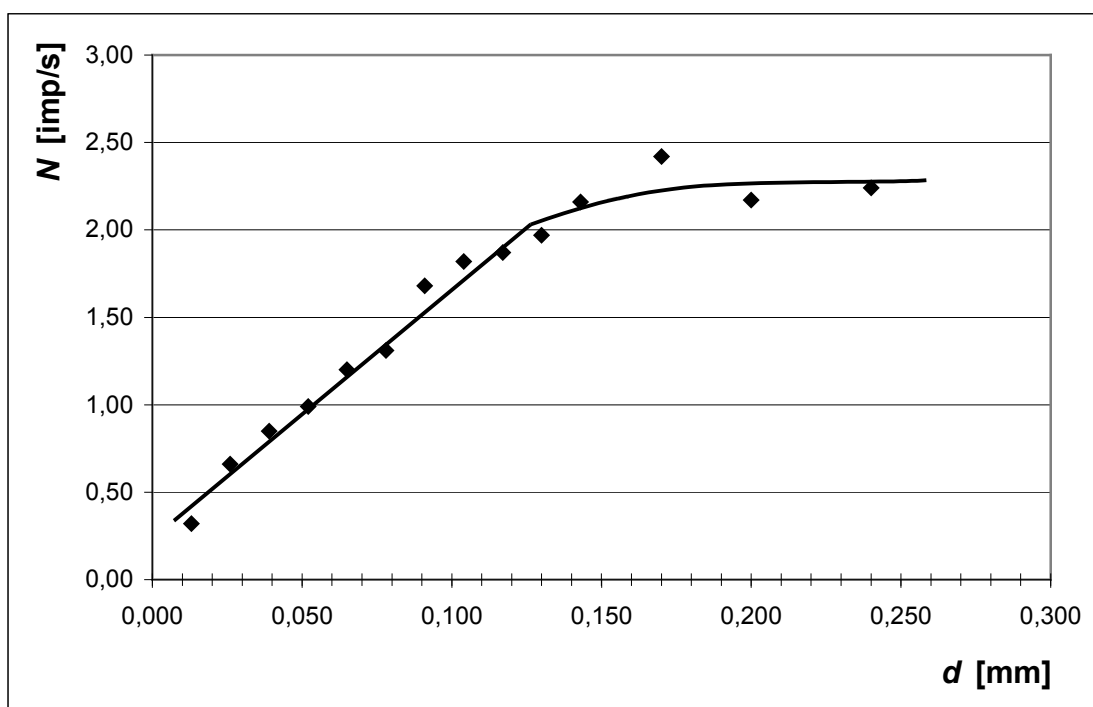
tab. 4.4.2 – registrované počty impulsů pro dané tloušťky hliníkového rozptylovače

Změřená hodnota pozadí včetně zpětně rozptýlených částic ve vzduchu je:

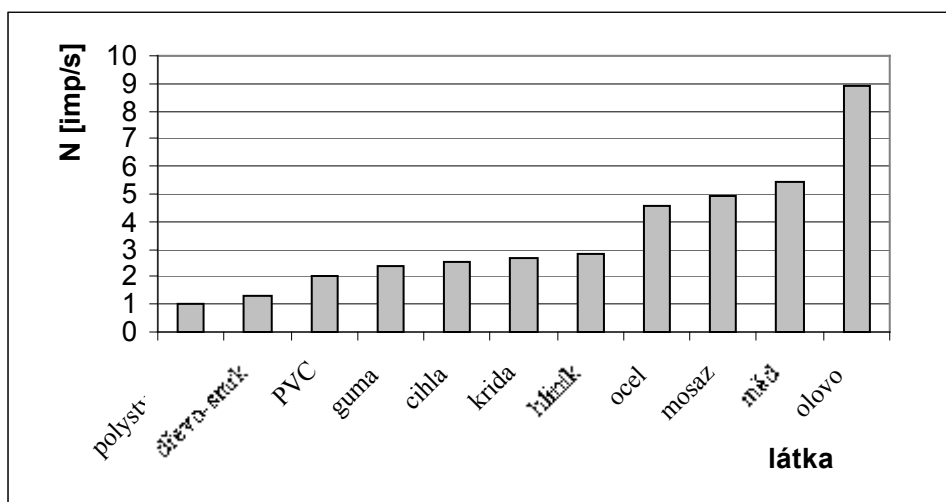
$$\bar{N}_p = (1,26 \pm 0,11) \text{ imp/s}$$



graf 4.4.1 – závislost počtu odražených částic na hustotě látky rozptylovače



graf 4.4.2 – závislost počtu odražených částic na tloušťce rozptylovače z hliníku



graf 4.4.3 – četnost odražených částic pro zvolené materiály

4.4.6 Diskuse

Počet odražených částic se zvyšuje spolu s atomovým číslem rozptylujícího materiálu. Sice nemáme k dispozici desku z čistého prvku, ale můžeme měřit závislost odražených částic na hustotě rozptylovače, která s atomovým číslem souvisí. Pro měření závislosti rozptylu na hustotě je dobré mít k dispozici široké spektrum látek pro

přesnější určení této funkce. V grafu 4.4.1 se mi neobjevuje žádná hodnota v intervalu (3000;7000) kg/m^3 . Ze stejného grafu dále vyplývá, že počet odražených částic roste přibližně exponenciálně s hustotou rozptylující látky. Je možné, že při měření docházelo k nepřesnostem nedodržením stejné geometrie, protože jsem jako rozptylovačů používal různé desky a hranoly o různých tloušťkách. Všechny změny geometrie jsem se sice snažil kompenzovat změnou vzdálenosti l (viz obr.4.4.1), nicméně k nepřesnostem přesto docházelo, protože intenzita záření klesá s druhou mocninou vzdálenosti, takže i malá změna l se výrazně projeví. V této části úlohy je také důležité zvolit vhodně materiály rozptylovačů tak, abychom měli k dispozici široké spektrum hustot a výsledná křivka byla přesnější. Graf 4.4.3 ukazuje četnosti odražených částic na zvolených materiálech. Patrný je zejména rozdíl v N mezi mědí s hustotou 8960 kg/m^3 a olovem s hustotou 11340 kg/m^3 , mezi hliníkem (2700 kg/m^3) a ocelí (7700 kg/m^3).

V druhé části úlohy jsem zkoumal závislost počtu odražených částic na tloušťce rozptylovače d . Z grafu 4.4.2 je patrné, že počet odražených částic lineárně roste s d až do tzv. nasycené tloušťky. Její hodnota se dá z grafu odhadnout na $0,12 \text{ mm}$. Maximální dolet částic beta zářiče použitého v této úloze jsme měřili v úloze 4.3 a její hodnota vyšla pro hliník $R = 0,73 \text{ mm}$. Z teorie vyplývá, že hodnota nasycené tloušťky by měla odpovídat přibližně 20% – 40% poloviny maximálního doletu R , což je mezi $0,073$ a $0,146 \text{ mm}$. Z tohoto pohledu lze měření považovat za úspěšné. To je dáno hlavně tím, že vkládáním tenkých hliníkových plíšků a ještě tenčí hliníkové fólie do držáku se téměř neměnila geometrie uspořádání. Také jsem kombinací velmi tenkých plátků hliníkové fólie mohl dosáhnout požadovaných změn tloušťky rozptylovače. Na druhou stranu by křivka v grafu 4.4.2 měla vycházet z bodu $(0,0)$, protože od hodnot v grafu vynesných je již odečteno pozadí s ohledem na rozptýlené částice ve vzduchu.

Součinitel zpětného rozptylu můžeme podle vztahu (4.4.1) vypočítat $f_r = \frac{\bar{N}}{\bar{N}_p}$.

Jeho hodnoty jsou pro dané látky uvedeny v tabulce 4.4.1.

4.4.7 Závěr

- byla ověřena existence rozptýlených (odražených) částic beta
- byla ověřena závislost odražených částic beta na hustotě a tloušťce rozptylovače

4.5 Detekční pole počítače

Pokud chceme měřit aktivitu radionuklidu pomocí detektoru ionizujícího záření, musíme mimo jiné také vědět, jakou velkou část vyzářených částic ze zdroje jsme schopni zařízením detekovat. V této úloze budeme zkoumat význam natočení počítače vzhledem k počtu zaregistrovaných částic při dodržení stejné vzdálenosti zdroje od detektoru.

4.5.1 Zadání úlohy

- Zkoumejte závislost četnosti impulsů na natočení zdroje od počítače pro částice beta a gama.

4.5.2 Pomůcky

GM trubice a čítač impulsů firmy Phywe, β zářič (^{85}Kr), γ zářič (^{137}Cs) délkové měřidlo, podložka s vyznačenými úhly.

4.5.3 Teorie úlohy

Geiger – Müllerovy počítače detekují pouze částice, které jsou schopny v účinném objemu ztratit dostačující energii pro ionizaci molekul, což zapříčiní vznik lavin a tím i vytvoření impulsu (kap. 3.2). GM počítač firmy Phywe je tzv. okénkový počítač (viz kap. 3.6 a 3.7), který má silný plášť bránící průchodu částic alfa a beta. Tyto částice v něm rychle ztrácí svou energii, až jsou buď pohlceny, nebo dojde k jejich rozptylu. Počítač má však slabé místo s nízkou plošnou hustotou, kterému se říká okénko a kterým jsou částice schopny projít dovnitř. To umožňuje přibližně určit směr ve kterém je zdroj záření. Záření gama však poměrně snadno projde i pláštěm, z něhož je schopno vyrazit fotoelektron, který spustí lavinu.

Budeme – li pozorovat okénko počítače o ploše S ze zdroje ve vzdálenosti l a osa zdroje bude s osou počítače v jedné přímce, lze odhadnout prostorový úhel, pod kterým dopadají částice na okénko přibližně jako

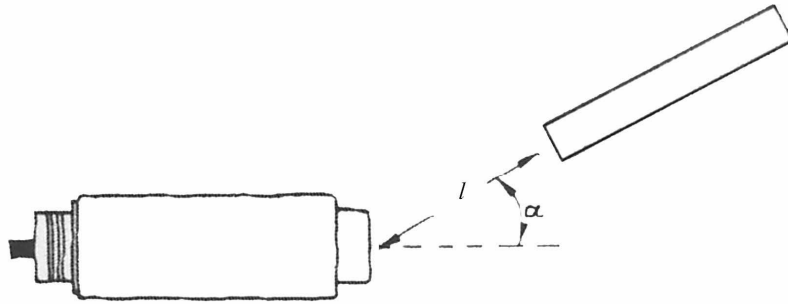
$$\Omega = \frac{S}{l^2} \quad (4.5.1)$$

Pokud vychýlíme osu zářiče od osy počítače, tento prostorový úhel se zmenší. Tím se zmenší i počet změřených impulsů v určitém časovém intervalu.

[3], [4]

4.5.4 Postup měření

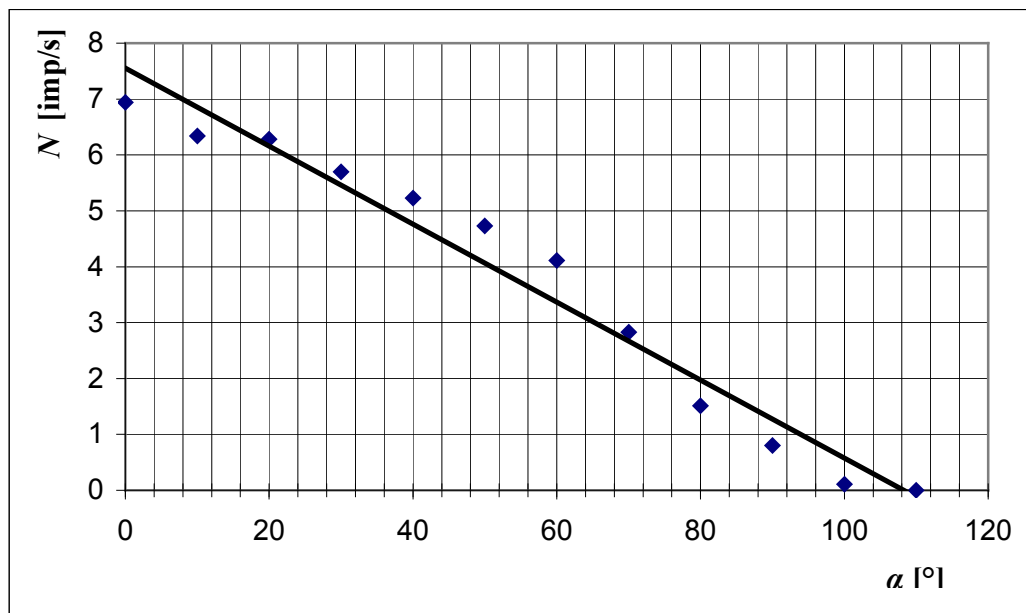
- 1) Změřte hodnotu pozadí v laboratoři
- 2) Pro konstantní vzdálenost 5 cm zdroje od počítače změřte závislost počtu impulsů na úhlu natočení zářiče beta (viz obr. 4.5.1). Berte v potaz vliv pozadí.
- 3) To samé proveďte pro zářič gama.



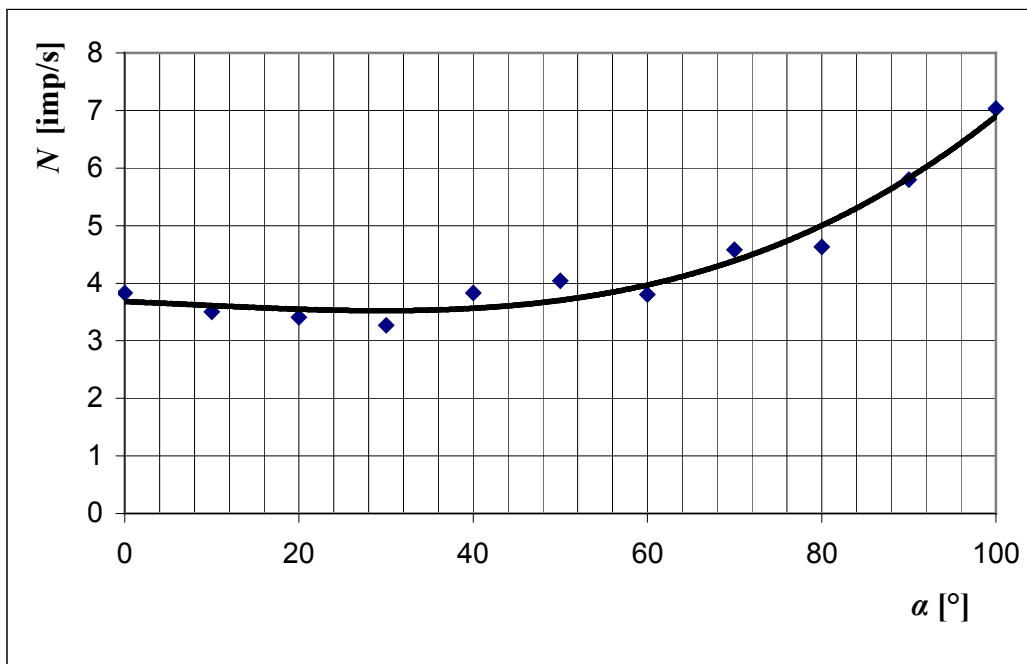
obr 4.5.1 – rozvržení experimentu

4.5.5 Zpracování naměřených hodnot

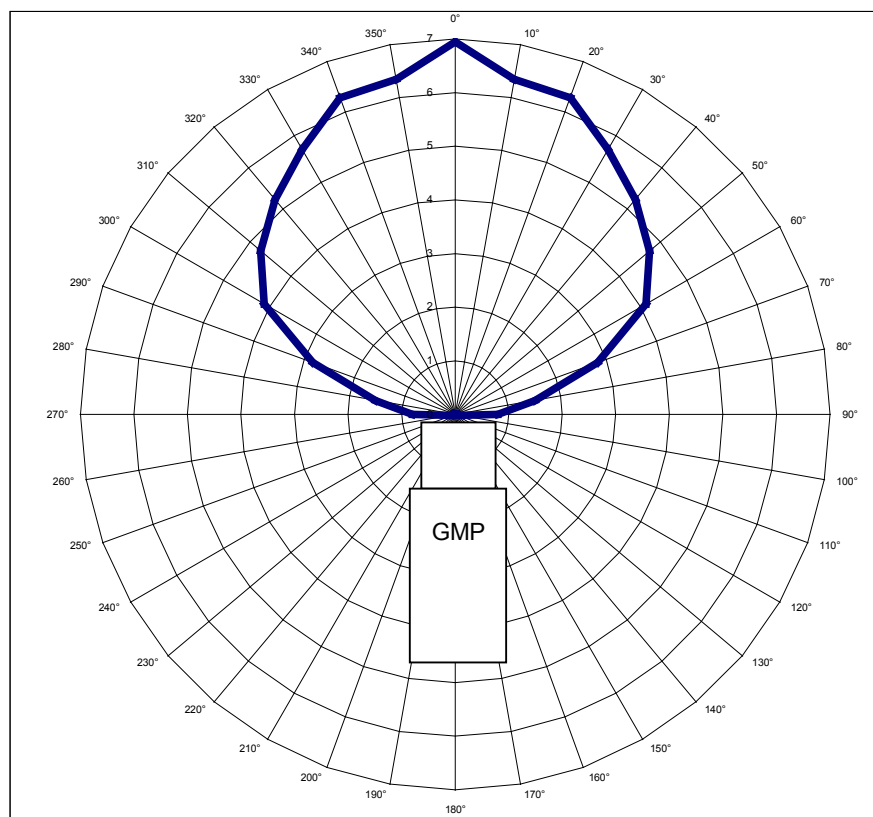
Naměřená hodnota pozadí: $N_p = (0,550 \pm 0,030)$ imp/s



graf 4.5.1 – závislost počtu zaregistrovaných částic beta na úhlu natočení



graf 4.5.2 – závislost počtu zaregistrovaných fotonů gama na úhlu natočení



graf 4.5.3 – detekční pole GMP pro záření beta – na radiální ose je N [imp/s].

4.5.6 Diskuse

Aby bylo měření co nejpřesnější, je třeba pečlivě natáčet zdroj o definovaný úhel. Dále je vhodné pro každý úhel změřit vícekrát (alespoň 20x) počet impulsů. Pro stanovení hodnoty pozadí je také zapotřebí větší počet měření, protože chyba N_p se promítne po korekci na všechny následující měření.

Pokles četnosti částic v detektoru při větším úhlu natočení pro částice beta ukazuje graf 4.5.1. Prostorový úhel ve kterém částice beta dopadají na okénko počítače se postupně zmenšuje, až při $\alpha > 90^\circ$ není záření již detekováno. Oproti tomu záření gama je na úhlu natočení takřka nezávislé. Dokonce při větším úhlu natočení četnost impulsů stoupá. To je, jak se domnívám, způsobeno tím že na čím větší plochu katody záření dopadá, tím se zvyšuje pravděpodobnost vyražení fotoelektronu. Na druhou stranu musí záření projít vrstvou katodového pláště, čímž ztrácí část své energie, kterou by průchodem přes okénko neztratilo. Při úhlu natočení větším, než je 90° počet impulsů stoupá strměji, což je zapříčiněno přiblížením zářiče k počítači. Konstantní vzdálenost $l = 5$ cm jsem totiž udržoval vzhledem k okénku. Další nepřesnosti u gama zářiče jsou způsobeny tím, že zářič emituje i záření beta, které přes plášť trubice neprojde. Výše uvedené by mělo vysvětlit počáteční pokles a opětovné zvýšení počtu impulsů při větším natočení.

Závislost počtu registrovaných částic beta na úhlu natočení názorně ukazuje graf 4.5.3.

4.5.7 Závěr

- byla ověřena závislost registrovaných částic beta na úhlu natočení zářiče od počítače
- závislost počtu registrovaných fotonů gama na úhlu natočení nebyla zjištěna

4.6 Vliv magnetického pole na trajektorii částic beta

V této krátké úloze budeme zkoumat účinky magnetického pole na trajektorii částic beta a gama. Úloha může posloužit k pochopení některých vlastností záření beta.

4.6.1 Zadání úlohy

- ověřte vliv magnetického pole na trajektorii částic beta a gama.

4.6.2 Pomůcky

GM trubice a čítač impulsů firmy Phywe, β zářič (^{85}Kr), γ zářič (^{137}Cs), silný permanentní magnet, nebo více magnetů, délkové měřidlo

4.6.3 Teorie úlohy

Záření gama je elektromagnetické záření (fotony) s velmi krátkou vlnovou délkou řádu 10^{-11} m až 10^{-13} m. Vzniká při jaderných reakcích, nebo radioaktivním rozpadu přechodem jádra z vyššího do nižšího stavu, přičemž se jádro zbavuje přebytečné energie.

Záření beta je tvořeno rychlými elektrony, nebo pozitrony. Elektrony jsou z jádra emitovány při samovolné přeměně neutronu na proton, elektron či pozitron a antineutrino. Jde tedy o korpuskulární záření, tok nábojů.

Z fyziky víme, že vlétne-li do homogenního magnetického pole kolmo k vektoru magnetické indukce \mathbf{B} částice s nábojem Q , bude na ni působit kolmo na směr pohybu stálá magnetická síla \mathbf{F}_m . Částice se bude v tomto magnetickém poli pohybovat po kružnici. Magnetická síla \mathbf{F}_m působí jako dostředivá síla \mathbf{F}_d . Platí tedy

$$\vec{F}_m = \vec{F}_d = Q \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (4.5.1)$$

Pokud by se částice s nábojem pohybovala v elektromagnetickém poli, působila by na ní elektrická síla \mathbf{F}_e a magnetická síla \mathbf{F}_m zároveň. Výslednicí těchto sil je tzv. Lorentzova síla \mathbf{F}_L . Ta je dána vektorovým součtem dílčích složek \mathbf{F}_e a \mathbf{F}_m .

$$\vec{F}_L = \vec{F}_e + \vec{F}_m = Q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (4.5.2)$$

[3], [7]

4.6.4 Postup měření

- 1) Změřte hodnotu pozadí v laboratoři

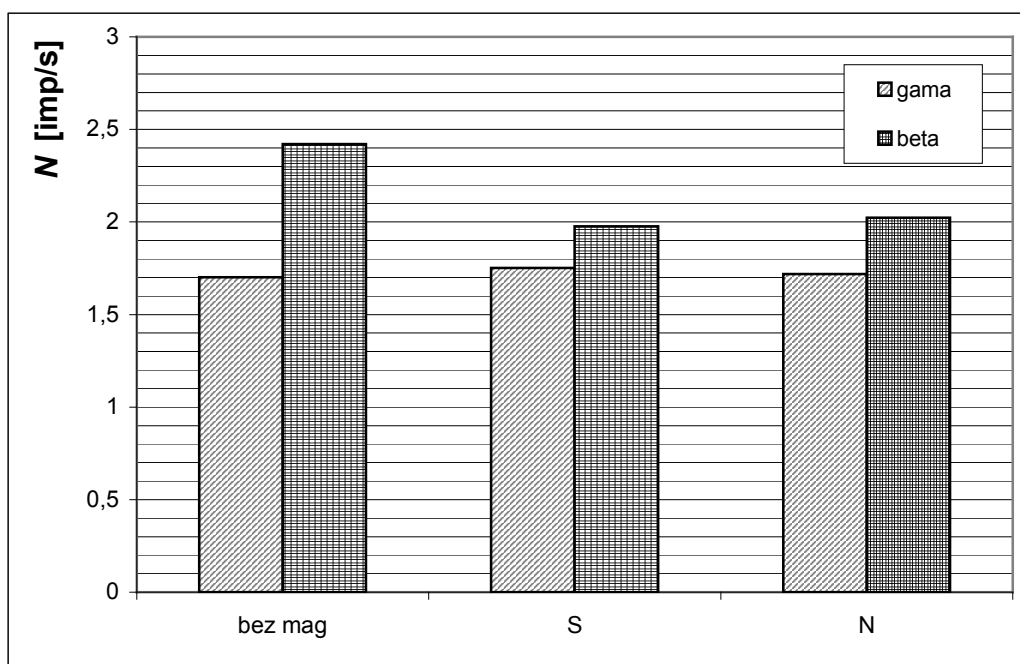
- 2) Umístěte zdroj záření beta 10 cm od detektoru a změřte alespoň 30x četnost impulsů.
- 3) Kolmo na trajektorii záření umístěte magnet, nebo několik magnetů tak aby tuto dráhu nepřekrývali. Změřte alespoň 30x četnost impulsů na počítači pro magnety orientované svými severními, resp. jižními póly k dráze záření.
- 4) Pro zářič gama proveďte totéž co v bodě 2) a 3).
- 5) Naměřené hodnoty korigujte na pozadí a mrtvou dobu (viz kap. 4.2)

4.6.5 Zpracování naměřených hodnot

Naměřená hodnota pozadí: $N_p = (0,614 \pm 0,027)$ imp/s

	gama		
	\bar{N} [imp/s]	σN [imp/s]	δN [%]
bez mag	1,701	0,046	2,71%
S	1,752	0,050	2,86%
N	1,719	0,062	3,63%
	beta		
bez mag	2,421	0,055	2,29%
S	1,977	0,055	2,77%
N	2,023	0,054	2,66%

tab. 4.6.1 – změřené hodnoty



graf 4.6.1 – porovnání četností impulsů bez magnetického pole a s ním

4.6.6 Diskuse

To, že je trajektorie částic beta ovlivňována magnetickým polem a že na částice působí magnetická síla F_m dokazuje pokles četnosti impulsů zaznamenaných detektorem, jak ukazuje graf 4.6.1. Tím je ověřeno tvrzení, že beta částice jsou nosiči náboje a na jejich trajektorii by tudíž mělo mít vliv i pole elektrické. Potíž je v tom, že beta částice jsou částice relativistické (pohybují se rychlostmi blížícími se rychlosti světla) a doba po kterou na ně pole působí je velmi krátká, takže na ovlivnění trajektorie částic bychom potřebovali silné elektrické pole a to by z bezpečnostního hlediska bylo v našich podmínkách nevyhovující. Závislost polarity magnetu na počtu detekovaných částic se neprojevil. Teoreticky byly částice jenom vychylovány jiným směrem, takže by se to projevilo pokud bychom zářič vychýlili z osy detektoru. Možná by stálo za pokus zjistit, jak by byl ovlivněn tok částic beta, pokud bychom kolmo na jeho trajektorii působili elektromagnetickým zářením gama, nebo dalšími zářiči beta o vysoké aktivitě. To je ale rovněž v našich podmínkách nerealizovatelné. Z grafu 4.6.1 je rovněž patrné, že tok fotonů gama v podmínkách mého měření ovlivněn nebyl.

Vzhledem k rychlosti částic beta, jsem jejich trajektorii ovlivnil jen nepatrně a proto rozdíl v četnosti bez magnetického pole a s magnetickým polem je poměrně malý. Samotné četnosti bez vlivu pole jsou nízké, protože ve vzduchu na dráze 10 cm je absorbována většina částic. Malé výsledné hodnoty jsou ještě více ovlivněny statistickou chybou (viz kap. 4.1) Proto je třeba provést větší počet měření, aby výsledky byly věrohodnější.

4.6.7 Závěr

- byl ověřen vliv magnetického pole na trajektorii částic beta

Kapitola 5

ZÁVĚR

Navržené úlohy jsem se snažil sestavit tak, aby sloužily k pochopení a experimentálnímu ověření vybraných kapitol z předmětů Statistické vyhodnocení experimentálních dat a Technická fyzika IV – atomová, jaderná a subjaderná fyzika. Při návrhu některých úloh jsem se nechal inspirovat stávajícími úlohami jaderného praktika naší katedry, které jsem však buď zcela přepracoval, nebo jsem je zpřesnil a našel nové souvislosti. Jiné úlohy jsou nové, v našich podmínkách zatím nerealizované.

Geiger – Müllerův počítač firmy Phywe se mi pro zpracování těchto úloh ukázal jako zcela dostačující zařízení. Je to však pouze didaktická pomůcka a jeho využití v praxi bylo velmi omezené. Ve všech měřeních jsem se potýkal s pravděpodobnostním charakterem jaderných procesů, který způsoboval velké chyby měření, takže jsem musel pro každou měřenou hodnotu realizovat větší počet měření. Také jsem neměl k dispozici účinný kryt proti přirozenému záření, pozadí v laboratoři. Proto jsem změřené hodnoty musel vždy na toto pozadí korigovat.

Tato práce může posloužit k získání informací o principu a vlastnostech Geiger – Müllerova počítači, jako inspirace pro zařazení nových úloh do jaderného praktika a částečně i jako pomocný učební text k některým kapitolám ze statistiky a jaderné fyziky.

Literatura

- [1] A. Beiser – *Úvod do moderní fyziky*, Academia, Praha 1978
- [2] G. F. Knoll – *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York 1979
- [3] J. Gerndt – *Detektory ionizujícího záření*, ČVUT, Praha 1994
- [4] S. Usačev a kolektiv – *Experimentální jadrová fyzika*, SNTL, Praha 1982
- [5] J. Šeda – *Základy dozimetrie*, ČVUT, Praha 1991
- [6] J. Švec – *Radioaktivita a ionizující záření*, TU Ostrava, Ostrava 2005
- [7] P. Tarábek, P. Červinková – *Odmaturuj z fyziky*, Didaktis, Brno 2004
- [8] L. Pavelka, J. Doleželová – *Pravděpodobnost a statistika*, TU Ostrava, Ostrava 1993
- [9] L. Dvořák – *Praktikum z atomové a jaderné fyziky*, PřF UP, Olomouc 1982
- [10] P. Špatenka, J. Kalčík – *Fyzikální praktikum IV*, PF JCU, České Budějovice 1989
- [11] A. J. Gotelli, A. M. Ellison – *A Primer of Ecological Statistics*, John Wiley & Sons, New York 2004
- [12] M. Malšáň, L. Machala – *Praktikum z atomové a jaderné fyziky*, PřF UP, Olomouc 2005
- [13] J. Šeda – *Použití ionizujícího záření v technice*, ČVUT, Praha 1973
- [14] M. Čmelík, L. Machovský, Z. Šíma – *Fyzikální tabulky*, SPN, Liberec 2001
- [15] stránky Phywe <www.phywe.cz>
- [16] charakteristiky GM trubice firmy Phywe, dostupné na WWW [20.4. 2008]
<<http://shop.phywe.de/prod/de/320/445574/zaehlrohr-typ-a-und-b.html>>