

Masarykova univerzita v Brně, přírodovědecká fakulta

katedra fyzikální elektroniky

Fyzikální praktikum III.

C. Tesař, D. Trunec, Z. Ondráček

Brno, únor 2002

Obsah

I. Studium činnosti fotonásobiče	5
II. Studium termoelektronové emise	11
III. Pohyb nábojů v elektrickém a magnetickém poli	17
IV. Určení teploty elektrického oblouku spektrálními metodami	23
V. Šířka pásu zakázaných energií v polovodičích	33
VI. Vakuová technika a výboje v plynech	41
VII. Operační zesilovač, jeho vlastnosti a využití	47
VIII. Optoelektronické prvky, optoelektronické vazební členy. Přenos signálu vysokofrekvenčním vedením	55
IX. Určení energie beta záření a koeficientu absorpce záření gama	65
X. Wilsonova komora, určení energie alfa částic z jejich lineárního doletu	73
XI. Spektrometrie gama záření polovodičovým detektorem Ge(Li) typu p-i-n	77
XII. Aktivace a poločas přeměny (rozpadu) krátkodobého radionuklidu	87

I. Studium činnosti fotonásobiče

Fotonásobič je elektro-optický přístroj používaný pro proměření velmi nízkých světelných intenzit (například optických spekter). Jeho činnost je založena na využití dvou druhů elektronové emise: fotoemise a sekundární emise.

1. Fotoemise

Fotoemise nebo také vnější fotoefekt je charakterizována emisí elektronů z povrchu osvětleného tělesa. Podstatou jevu je přeměna energie světelného kvanta na výstupní práci a kinetickou energii elektronu, který pak může uskutečnit elektrickou vodivost průletem od jedné elektrody k druhé. Pro vnější fotoefekt platí následující zákony:

1. Počet elektronů emitovaných za jednotku času je úměrný intenzitě dopadajícího světla, tj. počtu dopadajících fotonů. Takto formulovaný Stoletovův zákon platí za předpokladu, že při změně intenzity světla zůstane spektrální složení světla nezměněno.
2. Rychlost elektronů vystupujících z povrchu fotokatody na intenzitě světla nezávisí.
3. Počáteční rychlost elektronů v_0 vystupujících z fotokatody roste se zvyšující se frekvencí dopadajícího záření podle Einsteinova zákona:

$$h\nu = w + \frac{mv_0^2}{2}, \quad (1)$$

kde $h\nu$ je energie kvanta monochromatického světla o kmitočtu ν a w je efektivní výstupní práce elektronů z materiálu fotokatody.

Einsteinův zákon vede k představě tzv. červeného práhu fotoefektu. Vyberme-li takový nejnižší kmitočet dopadajícího světla ν_0 , že platí :

$$h\nu_0 = w, \quad (2)$$

pak elektrony vystupují z katody s rychlostí $v_0 = 0$. Je-li efektivní výstupní práce $w > h\nu$ nemohou z fotokatody vystoupit žádné elektrony, protože energie světelného kvanta je nedostatečná. Kmitočet ν_0 se nazývá červený práh fotoefektu, závisí na materiálu fotokatody. U většiny kovů leží v ultrafialové části spektra, jen u alkalických kovů spadá do viditelné části spektra.

Stoletovův zákon definuje počet emitovaných elektronů - velikost fotoproudu z fotokatody pod vlivem dopadajícího světelného toku s konstantním spektrálním složením

$$I_f = k(\lambda)\Phi. \quad (3)$$

Konstanta úměrnosti $k(\lambda)$ ve Stoletovově zákonu závisí na vlnové délce dopadajícího světla. V uvedeném vztahu je I_f primární proud elektronů z fotokatody a Φ je světelný tok dopadající na fotokatodu. Závislost $k(\lambda) = f(\lambda)$ se nazývá spektrální charakteristika fotokatody.

2. Sekundární emise

Dopadem urychlených elektronů s dostatečnou energií na vhodnou elektrodu (s energií vyšší jak výstupní práce materiálu elektrody), se z této elektrody mohou uvolnit nové elektrony. Mezi tyto tzv. sekundární elektrony zahrnujeme jak elektrony pouze odražené od povrchu, tak i nově uvolněné elektrony. Je-li energie primárních (dopadajících) elektronů dostatečně

velká (několikanásobek výstupní práce materiálu elektrody), může počet sekundárních elektronů převýšit počet elektronů primárních. Poměr proudu sekundárních elektronů I_{sek} a proudu primárních elektronů I_{prim} se nazývá koeficientem sekundární emise σ a platí tedy:

$$\sigma = \frac{I_{sek}}{I_{prim}} \quad (4)$$

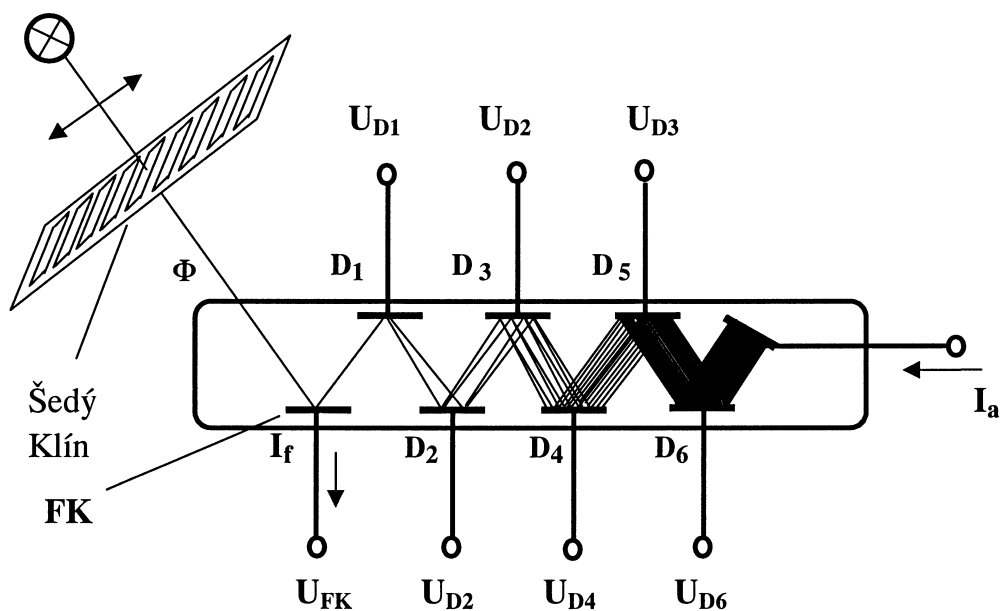
a jeho velikost závisí na materiálu elektrod a na urychlujícím napětí podle vztahu:

$$\sigma = AV \cdot \exp(-\mu V) , \quad (5)$$

kde A a μ jsou konstanty závislé na materiálu elektrod (tzv. dynod), V je napětí mezi dvěma sousedními dynodami.

3. Princip činnosti fotonásobiče

Zjednodušené, základní schéma fotonásobiče je na obr. 1, jeho hlavní součásti jsou fotokatoda FK , řada dynod D_i a anoda A . Napětí přivedené na jednotlivé elektrody je voleno tak, že postupně roste od katody přes jednotlivé dynody až k anodě. Fotoelektrony emitované



Obrázek 1: **Princip fotonásobiče.** Fotonásobič se šesti dynodami a koeficientem sekundární emise $\sigma = 2$. Φ je světelný tok, FK je fotokatoda, $D_1 \sim D_6$ jsou jednotlivé dynody, A je anoda. Pro potenciály elektrod platí $U_A > U_{D6} > \dots > U_{D1} > U_{FK}$.

vané z fotokatody, například bílým světlem, dopadají na první dynodu, když jsou urychleny jejím potenciálem na dostatečnou energii. Na první dynodě dojde k sekundární emisi, takže ji opouští celkem $I_1 = \sigma I_f$ elektronů. Tyto sekundární elektrony první dynody se stávají primárními elektrony druhé dynody, kde se děj opakuje. Tvar dynod a rozložení potenciálu kolem nich je takové, že téměř všechny elektrony, které opouští n -tou dynodu jsou urychleny polem $n + 1$ dynody a na tuto dynodu dopadají. Elektrony z poslední dynody pak dopadají na anodu.

Celý postup zesílení elektronového toku z fotokatody lze zjednodušeně popsat následujícími vztahy. Proud elektronů z fotokatody I_f závisí na světelném toku dopadajícím na fotokatodu podle Stoletovova zákona pro bílé světlo:

$$I_f = k \cdot \Phi, \quad (6)$$

kde konstanta úměrnosti k odpovídá citlivosti fotokatody na bílé světlo obsahující fotony všech vlnových délek a proto se nazývá integrální citlivostí fotokatody. Nedochozí-li v násobiči k žádným ztrátám elektronů, pak výsledný proud anody je dán vztahem:

$$I_a = \sigma^n \cdot I_f, \quad (7)$$

kde n je počet dynod. Zesílení M fotonásobiče je pak dáno poměrem anodového proudu a fotoproudu podle vztahu:

$$M = \sigma^n = \frac{I_a}{I_f} \quad (8)$$

Vzájemným dosazením uvedených výrazů dostaneme vztahy mezi zesílením, světelným tokem a výsledným anodovým proudem :

$$I_a = Mk\Phi = S\Phi, \quad S = Mk, \quad (9)$$

kde S je integrální citlivost fotonásobiče (citlivost na bílé světlo obsahující fotony všech vlnových délek), k je zmíněná integrální citlivost fotokatody. Závislost zesílení na anodovém napětí $M = f_1(U_a)$ a závislost integrální citlivosti na anodovém napětí $S = f_2(U_a)$ charakterizují vlastnosti fotonásobiče.

Fotonásobič dává určitý nežádoucí proud i bez osvětlení - tzv. temný proud. Vzniká hlavně termoemisí z fotokatody a lze jej ochlazením fotokatody potlačit. Zpravidla je nutno tento temný proud při použití fotonásobiče respektovat a příslušné veličiny (proudy fotokatody, dynodami a anodou) na tento temný proud opravit.

4. Zapojení fotonásobiče a popis měřící aparatury

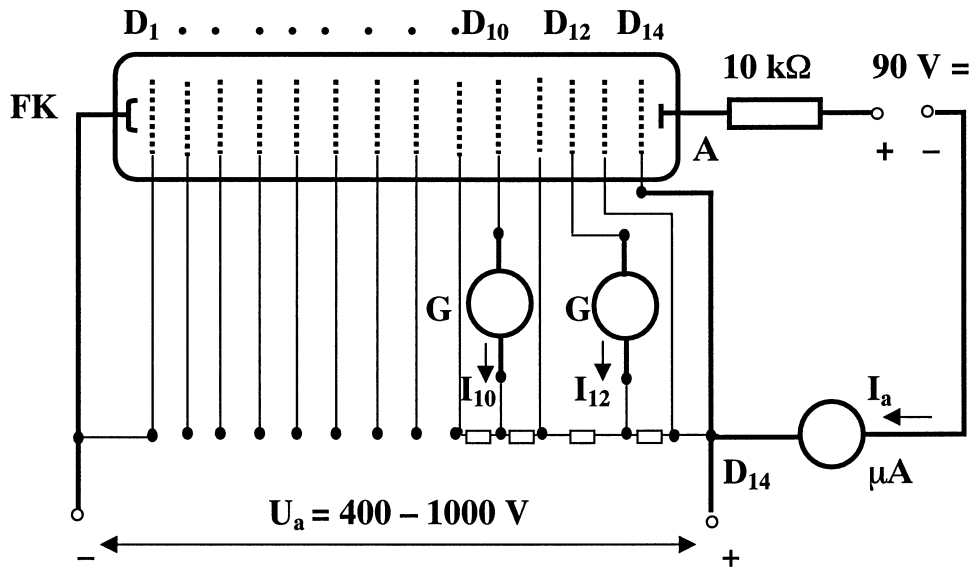
Na obr. 2 je znázorněno celé zapojení fotonásobiče. Veškerá měření provedeme v tomto zapojení. Počet dynod je 14. Část dynod je zapojena trvale, pouze mezi napěťovým děličem a 10. a 12. dynodou jsou zařazeny citlivé mikroampérmetry na měření proudu dynodami (určení koeficientu sekundární emise). Vysokonapěťový stejnosměrný zdroj dodává proměnné napětí 400 – 1000 V na napěťový dělič mezi fotokatodu a 14. dynodu. Mezi anodou a 14. dynodou je zařazen ochranný odpor, mikroampérmetr s rozsahem 100 μA a urychlující stejnosměrný zdroj 90 V s polaritou + obrácenou směrem k anodě. Osvětlení fotokatody je třeba provádět velmi pozorně, aby nedošlo k jejímu poškození. Světelný tok lze řízeně měnit šedým klínem, umístěným před vstupem světla na fotokatodu. Popis ovládání šedého klínu je k úloze připojen včetně přiloženého grafu z kterého lze odečítat hodnoty světelného toku Φ .

Poškození citlivé vrstvy fotokatody může nastat při příliš silném osvětlení, kdy fotokatoda ztrácí trvale svoji citlivost. Při připojeném napětí U_a mezi fotokatodou a anodou, nesmí být fotokatoda vystavena dennímu světlu v žádném případě.

Anodový proud I_a použitého fotonásobiče nesmí přesáhnout 100 μA . Při vyšších proudech může dojít ke zničení anody.

5. Úkoly pro měření

1. Stanovte závislost koeficientu sekundární emise na napětí mezi dynodami. Vyneste do grafu závislost $\ln(\sigma/V) = f(U_a)$. Ověřte, že koeficient sekundární emise σ nezávisí na intenzitě osvětlení fotokatody.



Obrázek 2: Schéma elektrického zapojení fotonásobiče. Anodové napětí U_a je rozděleno napěťovým děličem a je přivedeno na jednotlivé dynody. Při zapojování fotonásobiče do obvodu je třeba zapojit jen výrazně vyznačené spoje. Ostatní spoje jsou zapojeny trvale.

2. Stanovte a vynesete do grafu závislost integrální citlivosti fotonásobiče a zesílení fotonásobiče na anodovém napětí $S = f(U_a)$ a $M = f(U_a)$.
3. Stanovte integrální citlivost fotokatody $k = I_f/\Phi$.
4. Provéřte vliv temného proudu na přesnost měření.

6. Postup měření

Pro 3 různé hodnoty světelného toku $\Phi \neq 0$ a pro 4. hodnotu $\Phi = 0$ změřte závislost anodového proudu I_a a proudu desátou (I_{10}) a dvanáctou (I_{12}) dynodou na anodovém napětí U_a .

Ověření nezávislosti koeficientu sekundární emise σ na intenzitě osvětlení fotokatody proveďte tak, že pro konstantní anodové napětí ($U_a = 650 - 700\text{ V}$) budete měřit pro všech 7 různých světelných toků Φ_1, \dots, Φ_7 , proudy desátou a dvanáctou dynodou I_{10} a I_{12} .

Předpokládáme-li, že dynody v násobiči jsou z téhož materiálu a že napětí mezi dvěma sousedními dynodami jsou stejná, lze koeficient sekundární emise určit z proudů I_{10} a I_{12} pomocí vztahu :

$$\sigma = \sqrt{\frac{I_{12}}{I_{10}}} \quad (10)$$

Budeme-li vycházet z platnosti zmíněných předpokladů a ze vztahu pro anodový proud $I_a = \sigma^n \cdot I_f$ můžeme určit proud fotokatody I_f . Postup plnění zbývajících úkolů je zřejmý. V následující tabulce jsou uvedeny názvy naměřených a vypočtených veličin pro jednu hodnotu světelného toku, který dopadá na fotokatodu fotonásobiče. Tabulka by měla obsahovat asi 10-15 řádků naměřených a vypočtených veličin.

Klín č. 1: $\Phi = 0.9 \cdot 10^{-4}$ (Lm)										
U_a (V)	I_a (μ A)	I_{10} (μ A)	I_{12} (μ A)	σ	$V = \frac{U_a}{14}$ (V)	$\ln(\sigma/V)$	M	S (A Lm $^{-1}$)	I_f (A)	k (A Lm $^{-1}$)
atd.										

Tabulka 1: Naměřené a vypočtené hodnoty pro světelný tok: $\Phi = 0.9 \cdot 10^{-4}$ (Lm)

Během měření, při němž měníme anodové napětí, je výhodné postupovat tak, že napětí zvyšujeme po takových krocích, aby anodový proud I_a rostl přibližně o stejnou hodnotu, nejlépe od nuly po 10 μ A do 90 – 100 μ A. Podle velikosti temného proudu na dynodách I_{10}, I_{12} a na anodě I_a , při nulovém světelném toku na fotokatodu $\Phi = 0$, rozhodneme zda budeme provádět opravu při vyhodnocování měření s nenulovým světelným tokem ($\Phi \neq 0$).

Literatura:

Chudoba T. a kol.: Fyzikální praktikum III. , skripta Přír. fak. UJEP v Brně (MU v Brně), SPN Praha 1986.

Čečík, Fajnštejn, Lifšic: Elektronnyje umnožiteli, Moskva 1954.

Ondráček Z. : Elektronika pro fyziky, Skriptum Přír. fak. MU, Brno 1998

II. Studium termoelektronové emise

Pod pojmem emise elektronů rozumíme uvolňování elektronů z povrchu materiálu. Termoemise je pak taková emise, kdy se elektronům dodává energie nutná pro jejich uvolnění ve formě energie tepelné. Termoemise slouží jednak jako prostředek k získání elektronového svazku v mnoha elektronických zařízeních (elektronové mikroskopy, elektronky, obrazovky aj.), jednak poskytuje informace o silách, kterými jsou elektrony uvnitř látky vázány.

1. Výstupní práce

Kovy, vyžhavené na dostatečně vysokou teplotu, emitují elektrony. Povrch kovu přitom opouštějí jen ty elektrony, jejichž energie je větší než tzv. výstupní práce w , potřebná k překonání přitažlivých sil mezi elektronem a kovem. Součet všech elektronů uvolněných katodou při určité teplotě dává tzv. nasycený emisní proud. Jeho velikost závisí na teplotě T kovu, ze kterého je katoda vyrobena, a na výstupní práci w . Tuto závislost vyjadřuje tzv. Richardsonova – Dushmanova rovnice

$$I_{nas} = BT^2 \exp(-w/kT) , \quad (1)$$

kde B je konstanta zahrnující mimo jiné plochu katody a termoemisní konstantu A , k je Boltzmannova konstanta. Tuto rovnici můžeme využít pro měření výstupní práce w a to tak, že ji převedeme na rovnici Richardsonovy přímky. Rovnici upravíme a zlogaritmujeme

$$\ln(I_{nas}/T^2) = \ln B - w/kT . \quad (2)$$

Označíme $y = \ln(I_{nas}/T^2)$ a $x = 1/T$. Tím dostaneme v nových proměnných přímku

$$y = (-w/k) \cdot x + \ln B , \quad (3)$$

z jejíž směrnice lze určit výstupní práci w daného kovu.

2. Rozdělení elektronů podle energií

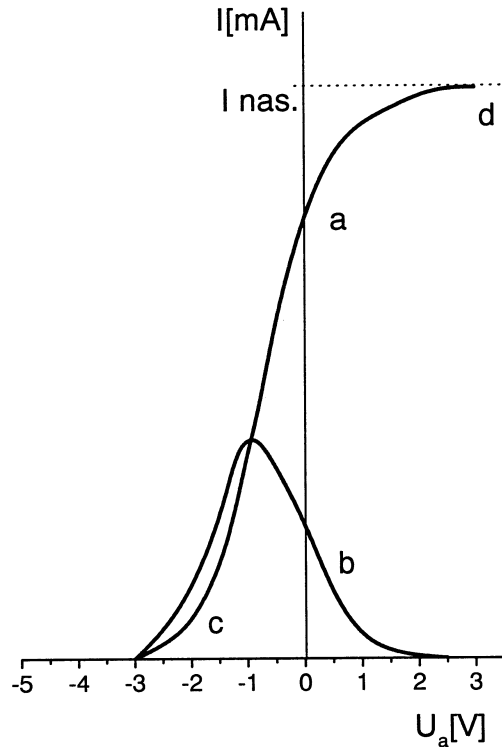
Pro elektrony emitované z povrchu kovu do vakua se dá ukázat, že jejich kinetická energie má Maxwellovo rozdělení. Experimentálně lze rozdělení energie elektronů měřit metodou brzdícího pole. Tato metoda spočívá v tom, že se mezi katodu a anodu s vhodným geometrickým uspořádáním vloží anodové napětí U_a proměnné polaroty. Proměřením závislosti $I = f(U_a)$ anodového proudu I na anodovém napětí, a to i pro $U_a < 0$ získáme rozdělovací funkci energie elektronů v integrálním tvaru. Snižujeme-li totiž anodové napětí z kladných hodnot do záporných, jsou elektrony stále více bržděny elektrickým polem anody. Jinými slovy, pro stále více elektronů již neplatí podmínka

$$\frac{1}{2}mv^2 \geq -eU_a \quad (U_a < 0!) \quad (4)$$

a tudíž nemohou dopadnout na anodu a podílet se navedení proudu mezi katodou a anodou. Je zřejmé, že při změně teploty katody se bude emitovat jiné množství elektronů s jiným (posunutým) rozdělením. Změnu množství elektronů lze výhodně pozorovat na integrální charakteristice, na níž se mění hodnota nasyceného proudu. Posuv rozdělení při změně teploty lze naopak dobře pozorovat na diferenciální charakteristice

$$f(U_a) = \frac{dI}{dU_a} , \quad (5)$$

na níž se mění poloha maxima křivky. Měřením VA charakteristiky v oblasti nízkého kladného a záporného anodového napětí lze tedy experimentálně ověřit platnost Maxwellova



Obrázek 1: *a* - integrální, *b* - diferenciální tvar rozdělení elektronů podle energií. Oblast *c* je oblast náběhového proudu, oblast *d* je oblast nasyceného proudu.

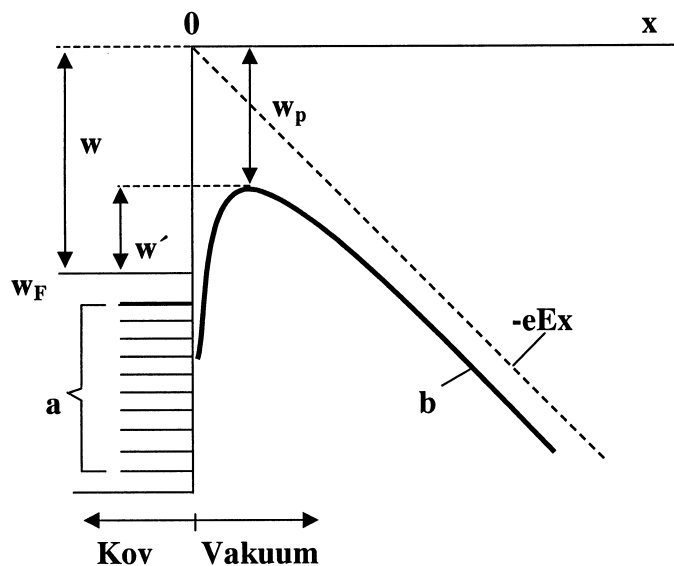
rozdělení elektronů dle energií. Z VA charakteristiky lze dále určit i teplotu emitovaných elektronů. Náběhovou část anodového proudu lze totiž popsat vztahem

$$I = I_0 \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right) . \quad (6)$$

Po zlogaritmování lze ze směrnice přímkové části charakteristiky $\ln I = f(U_a)$ v oblasti náběhového proudu určit teplotu emitovaných elektronů a porovnat ji s teplotou určenou v části úlohy týkající se výstupní práce.

3. Schottkyho efekt

Přítomnost silného elektrického pole u povrchu katody má za následek snížení výstupní práce katody. Na obr. 2 je znázorněn průběh potenciálu u povrchu kovu. Bez přítomnosti vnějšího elektrického pole má potenciál tvar pravoúhlého stupně. Elektron, aby mohl v tomto případě vystoupit z kovu, musí mít energii větší než výstupní práce w . Velikost výstupní práce je dána hloubkou Fermiho hladiny, tj. rozdílem potenciálu Fermiho hladiny a potenciálu vakua. Po přiložení vnějšího elektrického pole intenzity E dojde k superpozici potenciálu stupně a potenciálu vnějšího elektrického pole. Potenciálový stupeň se tím změní na potenciálový val konečné tloušťky. Navíc se výška tohoto valu sníží. Emise elektronu do vakua je tak usnadněna hned ze dvou důvodů. Jednak se sníží výstupní práce katody na hodnotu w' a jednak díky konečné tloušťce valu existuje nenulová pravděpodobnost, že elektron přejde do vakua tunelováním skrz val. Z tvaru výsledného potenciálu je dále zřejmé, že od určité vzdálenosti od katody je elektron urychlován směrem od katody.



Obrázek 2: Shottkyho efekt.

Lze ukázat, že výstupní práce w elektronu z kovu za přítomnosti elektrického pole je snížena o hodnotu w_p

$$w_p = \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}} \quad (7)$$

a tedy nová hodnota w' výstupní práce bude

$$w' = w - w_p = w - \sqrt{\frac{e^3 E}{4\pi\epsilon_0}}, \quad (8)$$

kde ϵ_0 je permitivita vakua. Richardsonova – Dushmanova rovnice pro nasycený emisní proud má pak tvar

$$I'_{nas} = BT^2 \exp(-w'/kT) = BT^2 \exp(-w/kT) BT^2 \exp(w_p/kT) = I_{nas} \exp(w_p/kT), \quad (9)$$

kde I_{nas} je nasycený emisní proud bez přítomnosti pole. Odtud

$$\ln I'_{nas} = \ln I_{nas} + w_p/kT \quad (10)$$

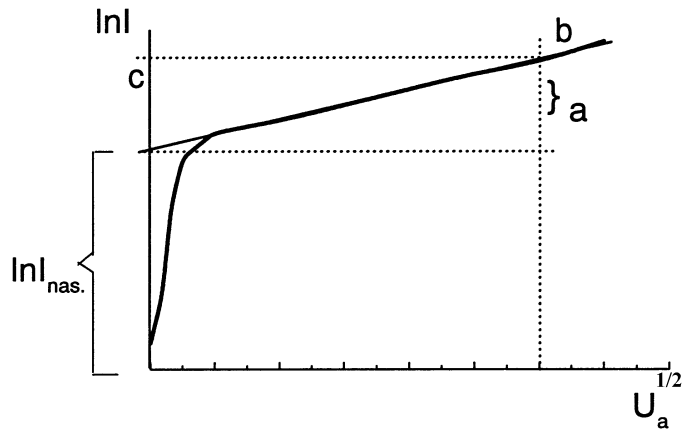
a po dosazení za w_p lze psát

$$\ln I'_{nas} = \ln I_{nas} + \sqrt{\frac{e^3}{4\pi\epsilon_0 k^2 T^2}} \times \sqrt{E}. \quad (11)$$

Intenzita E elektrického pole u povrchu válcové katody o poloměru r s válcovou anodou o poloměru R je dána vztahem

$$E = U_a \frac{1}{r \ln(R/r)}, \quad (12)$$

kde U_a je anodové napětí. Protože je tedy intenzita elektrického pole E úměrná anodovému napětí U_a , musí být dle rovnice závislost logaritmu anodového proudu $\ln I'_{nas}$ přímo úměrná odmocnině anodového napětí $\sqrt{U_a}$, viz. obr 3.



Obrázek 3: Voltampérová charakteristika v souřadnicích $\ln I$ a $U_a^{1/2}$.

4. Úkoly

1. Změřte výstupní práci w wolframu pomocí Richardsonovy – Dushmanovy přímky.
2. Vypočítejte pro použitou diodu intenzitu elektrického pole u povrchu katody.
3. Změřte závislost $I_{nas} = f(U_a)$ pro $U_a < 150$ V, zpracujte ji do souřadnic $\ln I_{nas} = \sqrt{U_a}$ a určete přírůstek proudu díky přítomnosti elektrického pole pro $U_a = 150$ V. Porovnejte experimentálně získanou hodnotu s hodnotou určenou dle vztahu (11).
4. Pro dvě hodnoty žhavicího proudu I_f změřte oblast náběhového proudu I a vyneste do grafu. Zpracujte rovněž v souřadnicích $\ln I = f(U_a)$ a z přímkové části v náběhové oblasti určete teplotu elektronů.

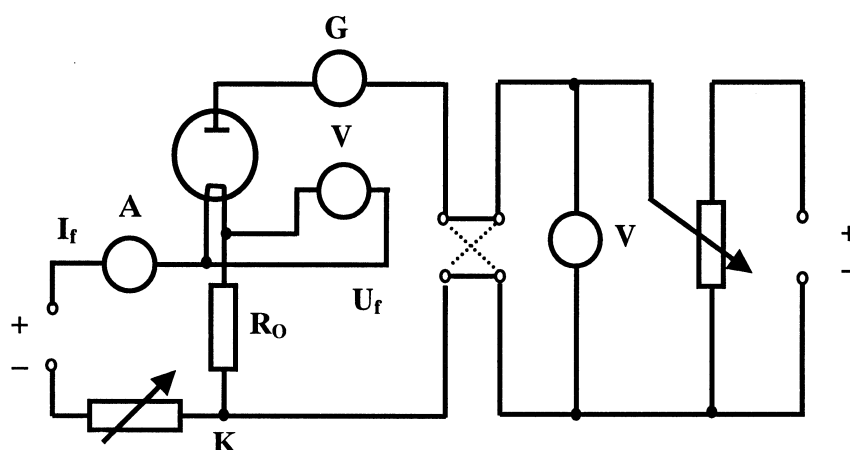
Návrh tabulky naměřených a vypočtených hodnot pro výpočet Shottkyho efektu a teploty T_e emitovaných elektronů je uveden v dalším textu.

Žhavicí proud diody: $I_f = \text{max. } 1.9$ A					
pořadí měření	U_a V	I_a mm	I_a μA	$\sqrt{U_a}$	$\ln I_a$
1.					
2.					
3.					
atd.					
~ 20					

Tabulka 1: Tabulka naměřených a vypočtených hodnot pro Shottkyho efekt: ($U_a = +150 \sim +5$ V) a teploty T_e emitovaných elektronů: ($U_a = +5 \sim -2$ V)

5. Popis aparatury

Měření se provádí podle zapojení na obr. 4.



Obrázek 4: Schéma zapojení.

6. Postup měření

Při proměřování Richardsonovy přímky musíme stále pracovat v nasycené oblasti anodového proudu. Nastavíme tedy největší žhavicí proud, při jakém budeme ještě pracovat. Pak zvětšujeme anodové napětí na takovou hodnotu, až dosáhneme oblasti nasyceného proudu. Pro tuto hodnotu anodového napětí pak proměřujeme závislost nasyceného anodového proudu I_{nas} na žhavicím proudem I_f . Pro vynesení závislosti podle vztahu (2) však ještě musíme určit teplotu katody. Tuto teplotu určíme pomocí známé závislosti odporu na teplotě. Odpor vlákna katody lze totiž určit pomocí Ohmova zákona z hodnoty naměřeného žhavicího proudu I_f a úbytku napětí na katodě U_f . Pro odpor R_t wolframového vlákna platí

$$R_t = \frac{\rho d}{S}(1 + \alpha t), \quad (13)$$

kde $\rho = 4.89 \times 10^{-8} \Omega\text{m}$ při 0°C , S je průřez vlákna, $\alpha = 4.83 \times 10^{-3} \text{K}^{-1}$ je teplotní součinitel odporu a t je teplota v stupních Celsia.

Výstupní práci w převedte do jednotek eV. ($1 \text{eV} \doteq 1.602 \cdot 10^{-19} \text{J}$)

7. Poznámky:

Maximální žhavicí proud: $I_f = 1.9 \text{A}$, maximální žhavicí napětí: $U_f = 2.3 \text{V}$,
 maximální anodové napětí: $U_a = 150 \text{V}$, maximální anodový proud: $I_a = 10 \text{mA}$.
 Katoda: materiál wolfram (W), tabulková hodnota výstupní práce: $\varphi_w = 4.5 \text{eV}$,
 poloměr katody: $r = 0.005 \text{mm}$, délka katody: $d = 15 \text{mm}$,
 poloměr anody: $R = 0.7 \text{mm}$, délka anody: $D = 10 \text{mm}$.

Literatura:

T. Chudoba a kol. : Fyzikální praktikum III., skripta Přír. fak. UJEP v Brně, SPN Praha 1986.

Dobrecov L.N. : Elektronová a iontová emise, Nakladatelství ČSAV, Praha 1956.

III. Pohyb nábojů v elektrickém a magnetickém poli

Úvod.

V mnoha elektronických přístrojích se dosud užívá elektronového svazku, který je dál využíván na nejrůznější účely. V mnoha případech je třeba tento svazek *fokusovat* nebo *vychylovat*. Typickým příkladem je obrazovka, která se zároveň hodí ke sledování tohoto svazku na luminiscenčním stínítku.

1. Fokusace a vychylování.

Zaostření – fokusaci svazků nabitých částic můžeme provádět krátkou magnetickou čočkou. Krátkou magnetickou čočkou nazýváme cívku, jejíž rotačně symetrické magnetické pole je upraveno tak, že působí na zanedbatelně krátkou část dráhy nabitých částic a fokusuje původně divergentní svazek do bodové stopy na stínítku. Pro ohniskovou vzdálenost f krátké magnetické čočky platí vztah:

$$f = 98 \frac{r}{n^2} \frac{U_a}{I_f^2}, \quad (1)$$

kde r je poloměr fokusační cívky, U_a je urychlující napětí, pomocí kterého je svazek urychlen, n je počet závitů cívky a I_f je proud tekoucí fokusační cívkou. Abychom mohli určit ohniskovou vzdálenost f a ověřit platnost vztahu (1), upravíme jej na tvar:

$$U_a = \frac{fn^2}{98r} \cdot I_f^2. \quad (2)$$

Nebude-li se během měření poloha fokusační cívky měnit, pak grafem závislosti U_a na čtverci fokusačního proudu I_f (tj. $U_a = f(I_f^2)$) při zaostření paprsku do bodu bude přímka. Ze směrnice této přímky lze stanovit ohniskovou vzdálenost, známe-li počet závitů a rozměry cívky.

Vychylování pohybujících se elektronů v magnetickém poli se děje (ostatně stejně jako u fokusace) působením Lorentzovy síly:

$$\vec{F} = -e(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (3)$$

Předpokládáme, že indukce magnetického pole je kolmá ke směru pohybu elektronů a působí na elektron pohybující se od katody ke stínítku obrazovky jen podél dráhy L_1 (viz. obr. 1). Pro pohyb elektronu ve směru osy y pak máme z rovnice (3)

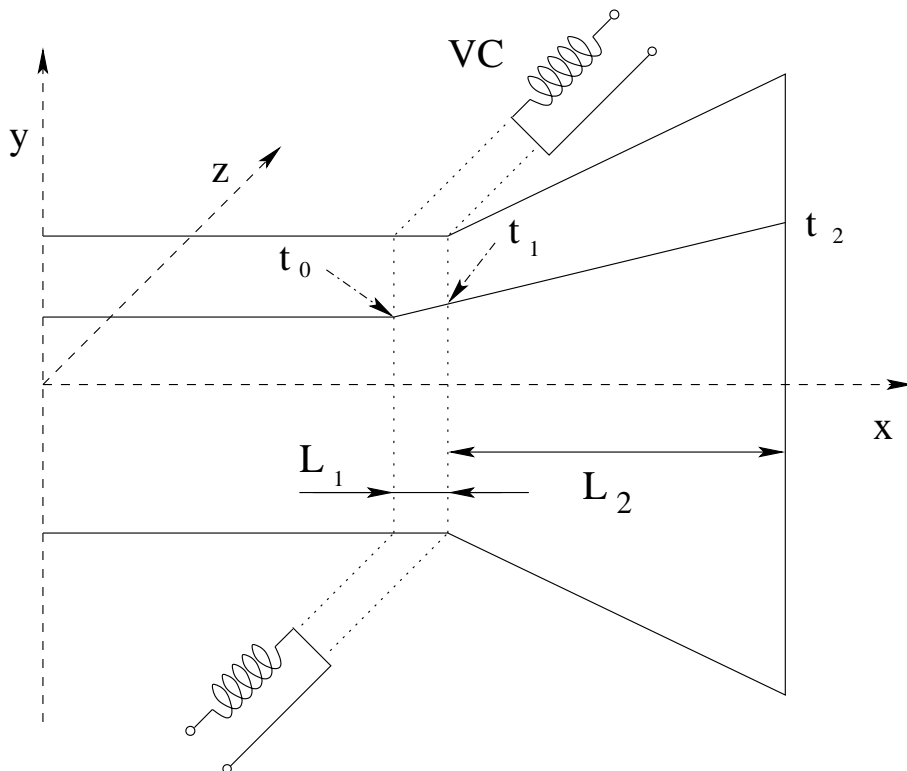
$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{e}{m} \cdot v_x B. \quad (4)$$

Po integraci rovnice (3) dostaneme:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{e}{m} \cdot v_x B t + C. \quad (5)$$

Za předpokladu, že pro čas $t_0 = 0$ je derivace $dy/dt = 0$, dostáváme integrační konstantu $C = 0$. Výsledná rychlost, kterou elektron získá ve směru osy y po průchodu magnetickým polem vychylovací cívky, bude:

$$v_y = \left. \frac{dy}{dt} \right|_{t=t_1} = \frac{e}{m} v_x B t_1, \quad (6)$$



Obrázek 1: **Silové působení magnetického pole na elektronový svazek.** Elektronky vstupují do vychylovacího pole B v čase $t_0 = 0$ a setrvávají v něm po dobu t_1 na dráze L_1 . Na dráze L_2 po dobu t_2 již nedochází k vychylování. Lorentzova síla je nulová, dráha elektronu je přímková.

kde t_1 je celková doba průletu vychylujícím magnetickým polem. Dosadíme-li za $t_1 = L_1/v_x$, kde v_x je rychlost elektronů podél osy x , kterou lze určit z velikosti urychlovacího napětí pomocí vztahu:

$$eU_a = \frac{1}{2}mv^2x \Rightarrow v_x = \left(\frac{2eU_a}{m}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

dostáváme

$$v_y |_{t=t_1} = \frac{e}{m} \cdot B \cdot L_1. \quad (8)$$

Na stínítku bude výchylka elektronového svazku přibližně

$$y = v_y t_2, \quad (9)$$

kde t_2 je doba letu od vychylovacího systému ke stínítku, během níž se pohybuje elektron již jen setrvačností, $t_2 = L_2/v_x$.

Dosadíme-li do (9) za v_y ze vztahu (8), dostaneme vztah pro výchylku elektronového paprsku na stínítku:

$$y = \sqrt{\frac{e}{2m}} L_1 L_2 \frac{B}{\sqrt{U_a}}. \quad (10)$$

Indukce B vychylovacího magnetického pole je pochopitelně přímo úměrná proudu I_v , který teče vychylovací cívkou. Pro ověření vztahu (10) budeme měřit jednak závislost

$$y = f(I_v)$$

výchyly y na vychylovacím proudu I_v při konstantním urychlovacím napětí U_a a dále závislost

$$y = f(U_a^{-\frac{1}{2}})$$

při konstantním vychylovacím proudu I_v .

2. Úkoly:

1. Ověřte vzorec (2) pro ohniskovou vzdálenost krátké magnetické čočky. Sestrojte graf závislosti $U_a = f(I_f^2)$ a ze směrnice určete ohniskovou vzdálenost f .
2. Ověřte platnost vztahu (10) pro magnetické vychylování elektronového paprsku. Sestrojte graf závislosti $y = f_1(I_v)$ a $y = f_2(U_a^{-1/2})$.

Návrhy tabulek naměřených a vypočtených veličin pro grafické vyjádření následují.

$U_a = fce(I_f^2)$			
Měření n	U_a [kV]	I_f [A]	I_f^2 [A] ²
1			
2			
.			
~ 10			

Tabulka 1: Návrh tabulky naměřených a vypočtených veličin pro určení funkční závislosti fokusačního proudu na urychlovacím napětí $U_a = fce(I_f^2)$

$y = fce(I_v)$ pro $U_a = \text{konst.}$				
Měření	$U_a = k_1$ [kV]		$U_a = k_2$ [kV]	
n	I_v [mA]	y [mm]	I_v [mA]	y [mm]
1				
2				
.				
~ 10				

Tabulka 2: Návrh tabulky naměřených veličin pro určení funkční závislosti výchyly elektronového svazku na vychylovacím proudu $y = fce(I_v)$ pro $U_a = \text{konst.}$

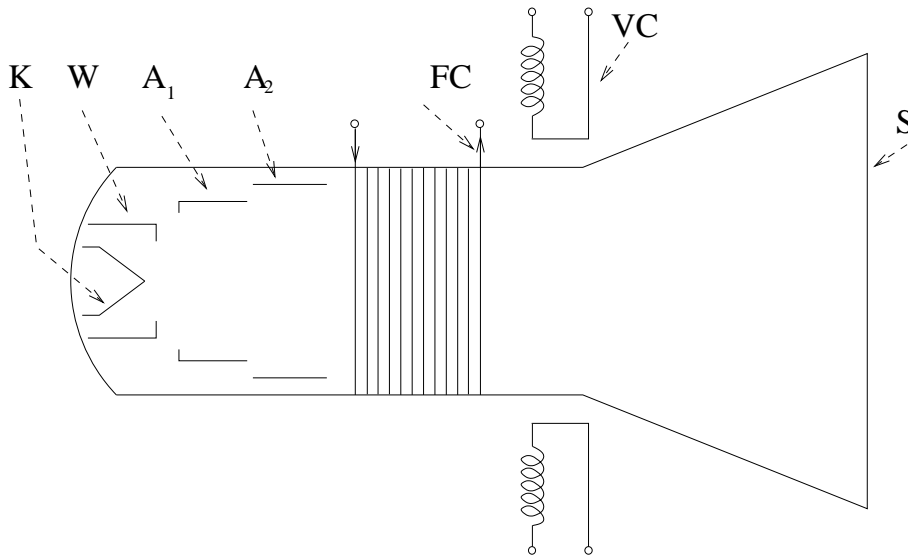
3. Popis aparatury

Studium pohybu nabitých částic budeme provádět pomocí obrazovky. Obrazovka je v podstatě víceelektrodová elektronka s elektronovou tryskou a luminiscenčním stínítkem - viz obr. 2.

Zdrojem elektronů je žhavená katoda K , která emituje elektrony. Tyto elektrony jsou odpuzovány záporným potenciálem mřížky (tzv. Wehneltova válce), W do otvoru ve Wehneltově válci a vytvářejí úzký osově divergentní svazek. Tento svazek pak prochází středem dalších dvou elektrod - anod A_1 a A_2 , které jsou na vysokém kladném potenciálu proti katodě až 20 kV. Anody urychlují svazek elektronů na takovou rychlost, aby mohlo dojít

$y = fce(1 / \sqrt{U_a})$ pro $I_v = \text{konst.}$						
Měření	$I_v = k_1$ [mA]			$I_v = k_2$ [mA]		
n	U_a [kV]	$1 / \sqrt{U_a}$	y [mm]	U_a [kV]	$1 / \sqrt{U_a}$	y [mm]
1						
2						
·						
~ 10						

Tabulka 3: Návrh tabulky naměřených a vypočtených veličin pro určení funkční závislosti výchylky elektronového svazku na vychylovacím napětí $y = fce(1 / \sqrt{U_a})$ pro $I_v = \text{konst.}$



Obrázek 2: Schématické znázornění uspořádání obrazovky s magnetickou fokusací a s magnetickým vychylováním. K - katoda, W - Wehneltův válec, A_1 a A_2 - anody, FC - fokusační cívka, VC - dva páry vychylovacích cívek, S - stínítko.

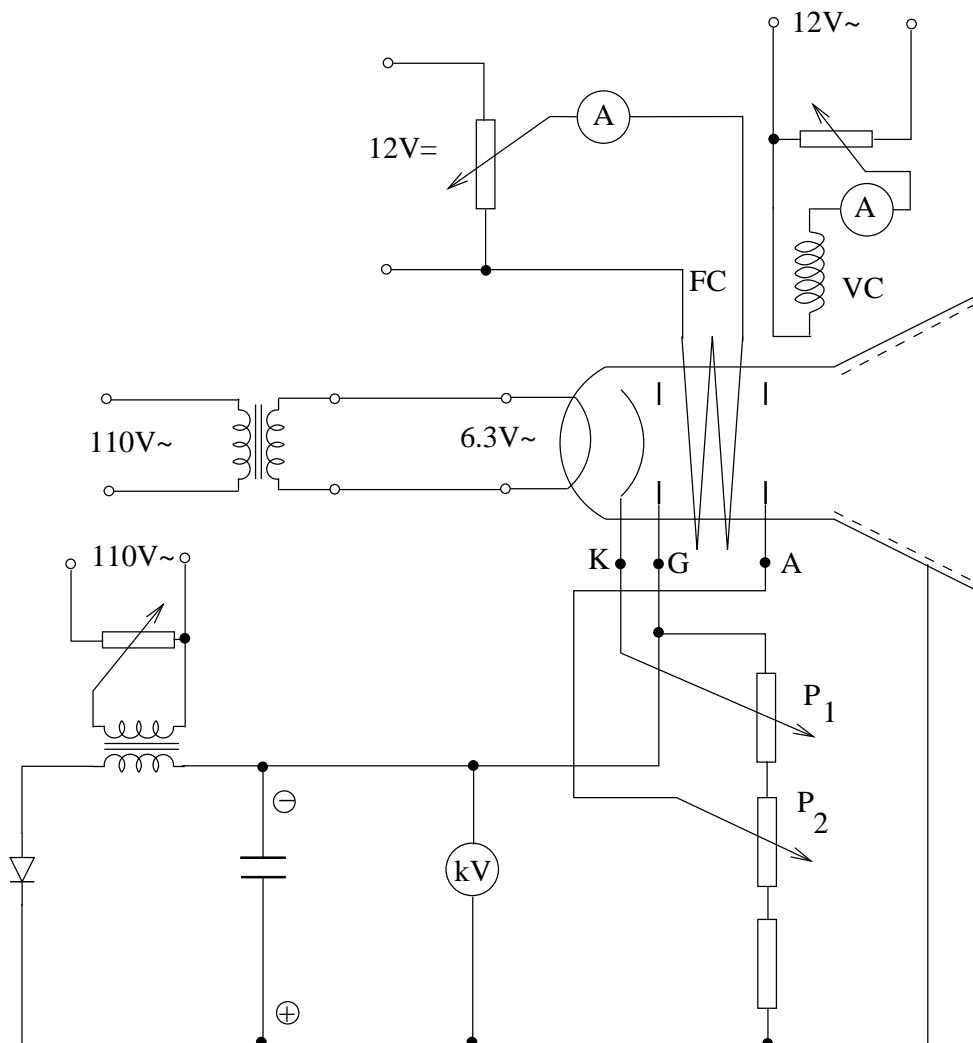
po jejich dopadu na stínítko S k rozsvícení luminoforu. Anody se rovněž podílejí na (zde elektrostatické) fokusaci svazku.

Uvnitř obrazovky je snížený tlak plynů na takovou hodnotu, aby střední volná dráha elektronů byla větší, než je vzdálenost katoda – stínítko. V opačném případě by byly elektrony zabrzděny srážkami s molekulami zbytkových plynů. Vně obrazovky je umístěna fokusační cívka FC (krátká magnetická čočka), která svým magnetickým polem fokusuje svazek letících elektronů do bodu na stínítku.

Za fokusační cívkou jsou umístěny opět vně trubice dva páry vychylovacích cívek VC pro magnetické vychylování, jeden pár pro vychylování ve vertikálním směru, druhý pár pro horizontální směr. Mimo magnetického vychylování se (hlavně u osciloskopů) používá vychylování elektrickým polem.

Na obr. 3 je elektrické schéma připojení obrazovky k napájecím napětím a měřicím přístrojům. Vysoké napětí se získává transformací a usměrněním střídavého napětí.

POZOR ! Sestavený vysokonapěťový usměrňovač může dodávat velký proud, který může způsobit při neopatrném zacházení úraz ! K obrazovce jsou dále připojeny obvody pro regulaci a měření fokusačního a vychylovacího proudu.



Obrázek 3: Elektrické schéma zapojení obvodů pro měření na obrazovce.

4. Postup měření.

Po sestavení a kontrole všech obvodů nastavíme jezdce potenciometrů do takové polohy, aby odebíraná napětí a proudy byly minimální. Pak postupně zvyšujeme napětí v jednom obvodu po druhém a ihned kontrolujeme jeho činnost na přístrojích a na obrazovce. Při ověřování vztahu (2) měníme anodové napětí a stopu na stínítku doostříme potřebnou změnou fokusačního proudu.

Při studiu vychylování svazku elektronů máme zapojen i vychylovací obvod. Vychylovací cívkou protéká střídavý proud, který vytváří střídavé magnetické pole. V důsledku toho vznikne na stínítku stopa, jejíž délka je úměrná dvojnásobné amplitudě vychylovacího proudu I_v .

Díky setrvačnosti stínítka a lidského oka nevidíme na stínítku pohybující se bod ale úsečku. Při měření závislosti $y = f(U_a)$ začneme od nejnižších hodnot U_a , kdy je stopa na stínítku nejdelší a je ještě vidět. Její délku nastavíme vychylovacím proudem téměř přes celé stínítko. Zvyšujeme-li nyní U_a , bude se délka stopy zmenšovat (viz. (10)) a nepřesáhne okraj stínítka. Při každé změně dojde k rozostření stopy, kterou je nutno doostřit fokusačním proudem. Závislost $y = f(I_v)$ naměř pro dvě různé hodnoty U_a , závislost $y = f(U_a)$ naměř pro dvě různé hodnoty I_v .

Fokusační cívka má poloměr $r = 2$ cm a počet závitů je $n = 1050$.

Literatura:

Fuka, Havelka: Elektřina a magnetismus, SPN, Praha 1965

Ondraček Z. : Elektronika pro fyziky, Skriptum Přír. fak. MU, Brno 1998

Sedlák B., Štoll I. : Elektřina a magnetismus, Vydavatelství Karolinum, Academia Praha 1993

IV. Určení teploty elektrického oblouku spektrálními metodami

Úvod

Látky zahřáté na dostatečně vysokou teplotu vyzařují podle Planckova zákona elektromagnetické záření jako "šedá tělesa", která jsou svými vyzařovacími vlastnostmi blízka "absolutně černým tělesům". Část záření je identifikovatelná i ve viditelné oblasti vlnových délek tj. $\lambda = 400 - 600$ nm většina energie je však vyzařena v infračervené nebo ultrafialové oblasti vlnových délek. K vyzařování kvant energie $h\nu = hc/\lambda$ dochází vlivem spontánních nebo stimulovaných přechodů elektronů z vyšších energetických hladin na nižší energetické hladiny. Ve spektru atomu takové látky se ovšem objeví více spektrálních čar, kdy každá z nich odpovídá přechodu elektronu mezi dvěma přesně definovanými energetickými hladinami.

1. Intenzita spektrální čáry

Pro intenzitu spektrální čáry vlnové délky λ_{mn} , která vzniká přechodem elektronu z m -té horní hladiny o energii E_m na n -tou dolní hladinu s energií E_n , platí:

$$I_{mn} = \frac{hc}{4\pi\lambda_{mn}} \cdot A_{mn} \frac{g_m}{\sigma} \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right), \quad (1)$$

kde E_m je excitační energie horní hladiny, A_{mn} je pravděpodobnost přechodu s m -té hladiny na n -tou hladinu, g_m je statistická váha horního energetického stavu, σ je stavová suma, h je Planckova konstanta, c je rychlost světla, k je Boltzmannova konstanta a T je absolutní teplota zářící látky při termodynamické rovnováze. Rozdíl energií mezi horní a dolní energetickou hladinou udává energii světelného kvanta o příslušné frekvenci, resp. vlnové délce:

$$(E_m - E_n) = h\nu_{mn} = \frac{hc}{\lambda_{mn}}. \quad (2)$$

Měřením lze určit pouze relativní intenzitu spektrálních čar a to proto, že lze vyrobit jen velmi obtížně spektrální zdroj s definovanou intenzitou spektrálních čar. Pro relativní intenzitu spektrální čáry (v libovolných jednotkách), můžeme psát:

$$I_{mn} \sim \frac{A_{mn}g_m}{\lambda_m} \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right). \quad (3)$$

Po úpravě lze psát:

$$\frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{A_{mn}g_m} \sim \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (4)$$

a po zlogaritmování pak

$$\ln\left(\frac{I_{mn} \cdot \lambda_{mn}}{A_{mn}g_m}\right) \sim \left(-\frac{E_m}{kT}\right). \quad (5)$$

Experimentálně přímo měřitelné veličiny jsou relativní intenzity spektrálních čar I_{mn} a jejich vlnové délky λ_{mn} . Ke každé spektrální čáře je dále znám součin $A_{mn}g_m$ (součin pravděpodobnosti přechodu s horní m -té energetické hladiny a její statistické váhy), který je tabelován.

Ke každé spektrální čáře λ_{mn} je známa excitační energie E_m horního energetického kvantového stavu m .

Sestrojíme-li graf závislosti:

$$y = \ln\left(\frac{I_{mn}\lambda_{mn}}{A_{mn}g_m}\right) = f(E_m), \quad (6)$$

dostaneme přímkou se směrnici $\tan \alpha = -1/kT$, z níž lze jednoznačně určit absolutní teplotu zářící látky T .

2. Spektrum obloukového výboje a jeho záznam

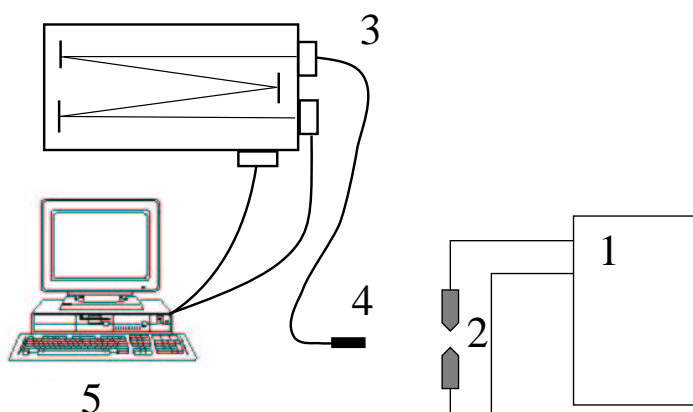
Nejpoužívanějšími zařízeními k získání čárových spekter jsou hranolové, respektive mřížkové spektrografy. V případě, že sledujeme pomocí hranolového spektrografu čárové spektrum v ultrafialové oblasti musíme použít křemenou optiku. U spektrografů s pevně nastavenými hranoly nebo mřížkami byl prováděn záznam spektra spravidla na spektrální fotografické desky se sníženou citlivostí, aby byla zaručena co nejmenší zrnitost obrazu, to ovšem mělo za následek delší expoziční doby spektra (desítky vteřin až desítky minut).

U modernějších spektrografů s řízeným natáčením hranolů a mřížek se pro postupný záznam spekter používají vhodné fotonásobiče a u těch nejnovějších polovodičové CCD kamery, které umožňují záznam určité, celé části spektra (např. v rozsahu 30 nm) s expoziční dobou několika desetin vteřiny. O tomto způsobu záznamu spektra je pojednáno v následující kapitole.

3. Počítačový záznam spektra pomocí CCD kamery

K získání optických spekter bude použit mřížkový spektrometr HR 640 od firmy Jobin Yvon. Nejdříve je nutno se seznámit s ovládáním spektrometru podle přiloženého návodu.

Spektrometr HR 640 je přístroj pro získávání a záznam optických spekter v oblasti 300 - 950 nm. Světlo z výboje se přivádí pomocí optického kabelu (tj. svazku optických vláken), na vstupní štěrbinu spektrometru. Světlo se po průchodu štěrbinou odráží od zrcadla a dopadá na otočnou mřížku a po odrazu od výstupního zrcadla dopadá na detektor. Detektorem může být fotonásobič, řada fotodiód, nebo CCD matice. V našem uvažova-



Obrázek 1: **Blokové schéma počítačového záznamu spekter pomocí spektrometru HR 640.** 1 - napájecí zdroj, 2 - obloukový výboj, 3 - optický kabel, 4 - spektrometr HR640, 5 - řídicí počítač.

ném případě snímání čárového spektra oblouku bude detektorem CCD matice chlazená tekutým dusíkem na teplotu přibližně 140 K. Spektrometr je řízen počítačem a speciální elektronickou jednotkou. Nastavení šířky vstupní štěrbinu se provádí ručně, všechny ostatní parametry se nastavují pomocí programu z počítače. Snímané spektrum se ukládá do souboru na disk ve speciálním formátu.

2. Určení vlnové délky spektrální čáry pomocí spektrometru HR 640

Před snímáním spektra výboje je nutno provést kalibraci (přesného místa) zadané vlnové délky při zobrazování spektra. Provádí se to pomocí snadno identifikovatelných spektrálních čar. Ke kalibraci se nejčastěji používají spektrální čary Hg, např.:

ve viditelné části spektra :

- kratší vlnová délka žlutého dubletu = 576. 959 nm, 579. 0654 nm,
- zelená čára = 546. 0740 nm ,
- střední čára modrého tripletu = 433. 9235 nm, 434. 7496 nm, 435. 835 nm,
- fialová čára = 404. 6561 nm,

v blízké UV části spektra :

- nejkratší vlnová délka tripletu = 365. 0146 nm, 365. 4833 nm, 366. 2878 nm,
- kratší vlnová délka dubletu = 312. 5663 nm, 313. 1546 nm

Ke kalibraci musíme použít spektrální čary, které leží v oblasti, kde budeme snímat spektrum výboje. Přesný návod na kalibraci je přiložen u přístroje.

3 . Určení intenzity spektrální čary z počítačového záznamu

Uložené spektrum se z speciálního tvaru převede do " čitelné " podoby dvousloupcového tvaru, kde v prvním sloupci je vlnová délka a v druhém zaznamenaná intenzita. K určení intenzity můžeme použít libovolný program, který dokáže spektrum zobrazit a pomocí záměrného kříže určit hodnoty vlnové delky a intenzity. Vlastní intenzitu spektrální čáry, použitelnou pro konstrukci pyrometrické přímky, určíme jako rozdíl zaznamenaného maxima intenzity dané spektrální čary a intenzity jejího pozadí.

4. Úkoly analýzy při využití počítačového záznamu spektra obloukového výboje.

1. Určete intenzitu spektrálních čar I_{mn} emitovaných parami materiálu elektrod v obloukovém výboji.
2. Ze závislosti $\ln(I_{mn} \cdot \lambda_{mn}/A_{mn} \cdot g_{mn}) = f(E_m)$ (tj. ze sklonu pyrometrické přímky), určete teplotu oblouku.

III. Expozice spektra oblouku na fotografické desky nebo technický film

Celá kapitola je zpracována velmi podrobně přesto, že se jedná o technicky překonanou metodu, která ale ukazuje jaká byla základní technika spektální analýzy na začátku devadesátých let.

V základní praktiku bude využívána jen jedna z jejích částí, která je zaměřena na expozici přehledového spektra obloukového výboje vhodným spektrografem a práci s tímto spektrem. Dále pak na postup při vyhledávání spektrálních čar vhodných pro danou spektrální analýzu stanovení teploty obloukového výboje.

Členění jednotlivých kapitol respektuje standardní postup při stanovení teploty obloukového výboje.

1. Určení vlnové délky spektrální čáry na fotografické desce (na filmu)

Orientačně se vlnová délka spektrálních čar určí podle stupnice vlnových délek, která bude naexponována na fotografickou desku spolu se spektrem. Přesná hodnota vlnové délky se pak určí srovnáním exponovaného spektra se spektrem vyznačeným v atlasu spektrálních čar daného zářivého prvku, kde jsou přesné hodnoty vlnových délek uvedeny.

2. Určení intenzity spektrálních čar naexponovaných na fotografickou desku (na technický film)

Čárové spektrum zářivé látky se naexponuje na fotografickou desku, kde jednotlivé čáry způsobí různá zčernání podle velikosti jejich intenzity. Přitom mezi stupněm zčernání S fotografické desky a intenzitou I_{mn} spektrální čáry ($nh\nu$ tj. veličině úměrné počtu dopadlých světelných kvant na desku), je experimentálně přesně zjistitelný vztah.

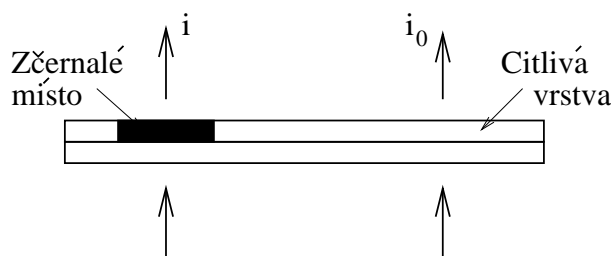
Lze tedy každé spektrální čáře s určitým stupněm zčernání na fotografické desce přiřadit veličinu úměrnou intenzitě I_{mn} této spektrální čáry.

Vzhledem k tomu, že se při určování relativní intenzity spektrálních čar využívá fotografického materiálu a některých pojmů, které popisují jeho vlastnosti, je nutné vysvětlit co je to tzv. křivka zčernání fotografické emulze spektrální desky (nebo technického filmu).

3. Křivka zčernání fotografické emulze

Účinek světla na citlivou vrstvu fotografické desky závisí na celkovém množství zářivé energie H určité vlnové délky, které dopadlo na desku. Tuto energii můžeme určit jako součin osvětlení E působícího na desku a doby t (tzv. expoziční doby), po kterou je deska vystavena tomuto osvětlení: $H = Et$. Tento součin nazýváme osvitem neboli expozicí a měří se v jednotkách $J\ m^{-2}$.

Po vyvolání desky vytváří stříbro, zredukované v emulzní vrstvě, různé zčernání S , které je v určitém vztahu k hodnotě osvitu H . Prosvětíme-li vyvolanou a dokonale usušenou desku (zespodu emulze přes nosné sklo), určitým množstvím světla (obr. 2), potom exponovaným místem desky prochází množství světla i a neexponovaným místem množství světla i_0 .



Obrázek 2: Propustnost exponované části fotografické desky nebo techn. filmu. i je množství světla prošlé exponovaným - zčernalým místem, i_0 je množství světla prošlé neexponovaným místem.

Propustnost T zčernalého místa desky určíme ze vztahu:

$$T = \frac{i}{i_0}$$

Stupeň zčernání S je definován jako dekadický logaritmus veličiny, která je převrtnou hodnotou propustnosti T tj.

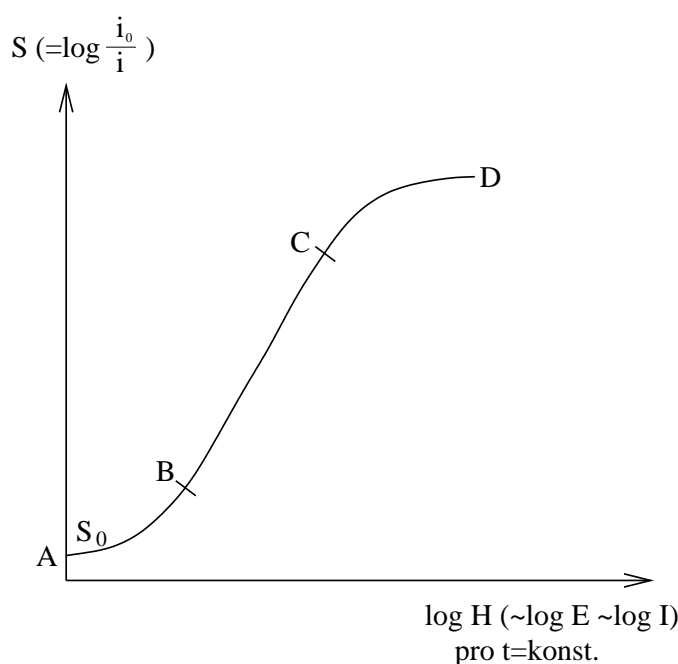
$$S = \log \frac{1}{T} = \log \frac{i_0}{i} \quad (7)$$

Závislost zčernání S fotocitlivé vrstvy fotografické desky na expozici H je velmi složitá a nelze jí vyjádřit jednoduchým matematickým vztahem. Obvykle se užívá přímo grafické závislosti:

$$S = fce(\log H) \quad (8)$$

kteřou na nazýváme charakteristickou křivkou desky nebo také křivkou zčernání - viz obr. 3. Část BC křivky je tzv. oblastí normálního zčernání nebo normální expozice. Část AB se nazývá oblastí podexpozice. Část CD je oblastí přeexpozice. Pro praktické užití jsou nejvhodnější části AB a BC.

Hodnotu expozice $H = Et$ můžeme teoreticky měnit dvěma způsoby. Můžeme změnit osvětlení E citlivé vrstvy, nebo změnit expoziční dobu t . Jestliže však dvě osvětlení E_1 a E_2 působí na desku po různé dlouhou dobu t_1 a t_2 , pak při splnění podmínky $E_1 \cdot t_1 = E_2 \cdot t_2$ nebudou se obě zčernání obecně rovnat. Abychom dosáhli stejného zčernání emulze, musí být splněna podmínka $E_1 \cdot t_1^p = E_2 \cdot t_2^p$ kde p je tzv. Schwarzschildův exponent. Tento exponent není navíc ve skutečnosti konstantní, ale závisí značnou měrou na způsobu osvětlení desky, (tj. zda se jedná o osvětlení časově spojitě nebo pulzní). Z tohoto důvodu budeme udržovat expoziční dobu t při zjišťování křivky zčernání konstantní a budeme měnit pouze E , které lze měnit hodnotou intenzity záření I . Stačí tedy sestavit křivku zčernání jako funkční závislost zčernání $S = \log(i_0/i)$ na proměnném $\log I$.



Obrázek 3: **Křivka zčernání fotografické emulze.** S_0 zčernání, které odpovídá závoji fotografického materiálu vzniklého při vyvolávání, BC - oblast křivky tzv. normální expozice - normálního zčernání, AB - oblast podexpozice, CD - oblast přeexpozice.

4. Úkoly analýzy při využití spektrálních fotografických desek, nebo technického filmu.

Úkoly jsou prakticky stejné jako při počítačovém záznamu spektra. Jsou však doplněny o požadavek určení křivky zčernání fotografické emulze na použitém typu spektrální, skleněné fotografické desce, nebo technickém filmu. Ta je rozhodující při stanovení relativní intenzity spektrálních čar zaznamenaných fotografickou technikou.

1. Určete křivku zčernání fotografické emulze na použitém typu fotografického materiálu $S = \log I$.
2. Pomocí křivky zčernání určete intenzitu spektrálních čar I_{mn} emitovaných parami materiálu elektrod v obloukovém výboji.

3. Ze závislosti $\ln(I_{mn}\lambda_{mn}/A_{mn}g_{mn}) = f(E_m)$ (tj. z pyrometrické přímky), určete teplotu oblouku.

5. Popis aparatury - spektrograf.

Standartně se pracuje se dvěma experimentálními zařízeními. Mřížkový nebo hranolový spektrograf je určen k získání čárového spektra obloukového výboje a k expozici tohoto spektra na fotografickou desku. Rychlofotometr MF-2 je určen k měření zčernání jednotlivých spektrálních čar a tedy k následnému určení relativní intenzity vybraných spektrálních čar.

Expozici čárového spektra na fotografické desky lze provádět pomocí celé řady komerčně vyráběných spektrografů, které se liší hlavně rozlišovací schopností blízkých spektrálních čar.

Typickým příkladem může být rozlišitelnost (ve viditelné oblasti), spektrálních čar sodíkového (Na) dubletu s vlnovými délkami $\lambda = 588.9965$ nm a $\lambda = 589.5932$ nm, tedy s rozdílem vlnových délek $\Delta\lambda = 0.5967$ nm a spektrálních čar železa (Fe) s vlnovými délkami $\lambda = 444.234$ nm a $\lambda = 444.320$ nm tedy s rozdílem vlnových délek $\Delta\lambda = 0.086$ nm nebo rozlišitelnost rotační struktury molekulového spektra OH (v UV oblasti spektra), např. vibrační struktury pásu 0 – 0, 306.4 nm, v rotačních kvantových stavech pro $J = 13/2$ a $J = 15/2$, kde příslušné vlnové délky rotačních čar jsou $\lambda = 308.7326$ nm a $\lambda = 308.9720$ nm tj. rozdíl vlnových délek $\Delta\lambda = 0.2406$ nm.

Budeme-li uvažovat o vybavenosti spektrografů, bude rozhodující, zda se jedná o hranolový nebo mřížkový spektrograf a zda se jedná o vybavení skleněnou nebo např. křemenou optikou, s kterou lze pracovat v UV oblasti. Mřížkové spektrografy mají lineární disperzní křivku, hranolové pak silně nelineární s daleko vyšší rozlišovací schopností v UV oblasti.

V praxi bude možné použít mřížkový spektrograf s vysokou rozlišovací schopností. Jako u všech složitějších optických přístrojů je především nutné seznámit se s konstrukcí a obsluhou. Popis spektrografu a návod na obsluhu bude v praxi k dispozici. Využití přístroje bude možné jen pod vedením instruktora nebo učitele.

6. Rychlofotometr MF-2.

Zařízení slouží především k měření zčernání a profilu spektrálních čar, které vyvolaly na fotografické desce. Velmi často se rychlofotometru užívá také k přesnému měření vzdálenosti mezi jednotlivými spektrálními čarami. Přístroj má měnitelné stupnice a lze na něm pracovat tak, že na příslušné stupnici odečítáme přímo stupeň zčernání S , je úměrný logaritmu množství světla prošlého přes zčernalé místo (6).

Oba přístroje, jak spektrograf, tak fotometr jsou náročná zařízení, která před vlastním měřením vyžadují instruktáž a zacvičení.

7. Postup měření při určování teploty oblouku.

V této úloze pracujeme s metodami, s kterými se student pravděpodobně dosud nesešel. Postup práce bude tedy popsán poněkud detailněji.

Měření teploty oblouku sestává ze dvou částí:

- expozice spektra a určení křivky zčernání použité fotografické spektrální desky,
- expozice spektra a určení relativní intenzity vybraných spektrálních čar pro výpočet teploty oblouku.

Expozice spektra k určení křivky zčernání a expozice vhodné části spektra s vybranými spektrálními čarami se provádějí zpravidla najednou. Standartní postup práce je následující :

- expozice spektra včetně expozice pro určení křivky zčernání
- vyvolání desky
- kalibrace stupňovitého filtru
- určení křivky zčernání použité spektrální desky
- určení zčernání vybraných spektrálních čar
- určení přesné vlnové délky spektrálních čar
- určení konstant spektrálních čar nutných pro stanovení teploty oblouku
- konstrukce pyrometrické přímky tj. závislosti podle rovnice (6) a určení teploty oblouku.

8. Expozice spektra.

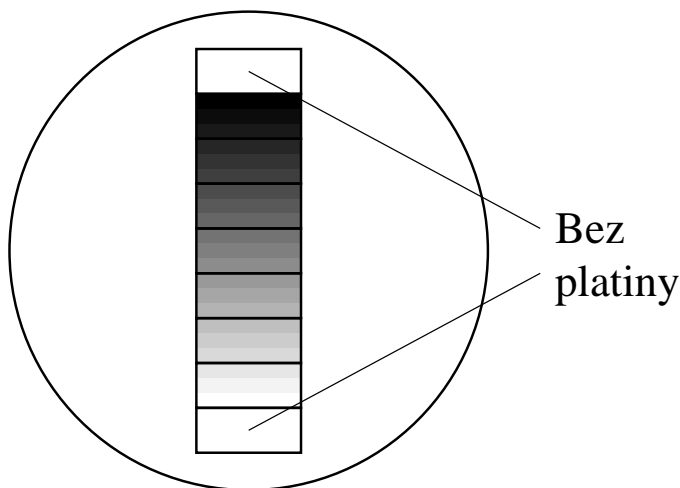
Expozice se provádí zpravidla ve spolupráci s instruktorem, eventuálně bude již spektrum naexponováno. Na desce budou zároveň naexponovány orientační stupnice vlnových délek.

9. Vyvolání fotografické spektrální desky.

Vyvolání desky proběhne podle pokynů instruktora. Někdy lze použít pro expozici spektra plochý technický film místo skleněných fotografických desek. Konkrétní postup vyvolání proběhne podle pokynů instruktora.

10. Kalibrace stupňového filtru.

Zjištění křivky zčernání se provádí tak, že se jedna (nebo více) spektrálních čar exponuje přes tzv. stupňový filtr - obr. 4 - kde každému stupni je přiřazena určitá hodnota $\log I$. Této hodnotě pak na exponované desce odpovídá určitá hodnota zčernání S .



Obrázek 4: Stupňovitý filtr.

Stupňový filtr je tenká křemenná nebo skleněná destička, na níž byly napařeny vrstvy platiny různé propustnosti. Stupňů bývá obvykle 7 nebo i méně. Dva krajní stupně jsou zpravidla bez platiny a slouží jako referenční. Propustnost napařených platinových filtrů je selektivní, tj. mění se s vlnovou délkou použitého světla. Kalibrace se provádí ve viditelné oblasti spektra pomocí fotometru MF-2. Na tomto fotometru nastavíme lineární stupnici tak, že při průchodu světla částí filtru nepokrytou platinou je výchylka 1000 dílků a při zakrytém fotočlánku (nulová propustnost) je výchylka nulová. Pro různé stupně filtru pak

dostaneme výchylky, které jsou úměrné intenzitě prošlého světla. Logaritmy těchto výchylek jsou úměrné $\log E \sim \log I$.

11. Křivka zčernání fotografické desky (nebo technického plochého filmu).

Určení křivky zčernání se provádí zásadně pro každou exponovanou desku nebo film, na kterou jsme exponovali proměřované spektrum, neboť zčernání je pochopitelně silně ovlivněno vyvolávacím procesem. Při zjišťování křivky zčernání dané desky jde (viz výše) o zjištění závislosti mezi intenzitou dopadajícího světla I a stupněm zčernání místa, kde toto světlo dopadlo, tj. jde o zjištění vztahu :

$$S = (\log(i_0/i) = f(\log I)$$

Zjištění stupně zčernání pro jednotlivé stupně filtru se provede následujícím postupem. Studované spektrum exponujeme na desku a některé ze spektrálních čar, jejichž vlnová délka je přibližně stejná jako vlnová délka čar, pro niž jsme měřili $\log I$, exponujeme přes stupňový filtr.

Po vyvolání desku usušíme a pomocí fotometru proměříme zčernání v jednotlivých částech spektrálních čar, které odpovídají různým stupňům filtru. Tak lze každému $\log I$ přiřadit hodnotu S , kterou odečítáme přímo na stupnici fotometru. Hodnoty zaneseme do grafu $S = f(\log I)$.

12. Zčernání spektrálních čar na fotografické desce.

Zčernání vybraných čar se zjistí na fotometru. Pomocí křivky zčernání přiřadíme každé spektrální čáře hodnotu $\log I (\sim \log I_{mn})$ a vypočteme I_{mn} . Zajímají nás pouze relativní hodnoty intenzity a proto můžeme intenzitě přiřadit libovolné jednotky.

Desku se spektrem umístíme do spektroprojektoru, který promítne zvětšený obraz spektra na promítací plochu. Porovnáním spektra s atlasem spektrálních čar určíme přesnou hodnotu vlnových délek. Každé vlnové délce lze pak přiřadit podle *Tab.2* hodnotu a sestavit závislost podle vztahu (6). Ze směrnice určíme teplotu T hořícího obloukového výboje.

Literatura:

Havelka, Kepřt, Hansa, Spektrální analýza I, Praha 1957

Gross, Měření vysokých teplot, Praha 1962

Sborník Letní škola optické diagnostiky plazmatu, Cikháj 1972, Folia UJEP 1973.

λ_{mn}	E_m	$A_{mn}g_m \times 10^8$
[nm]	[eV]	[s ⁻¹]
429,413	4,371	0,71
429,924	5,308	5,2
430,791	4,434	5,9
431,509	5,070	1,5
432,576	4,473	6,1
433,705	4,415	0,23
435,274	5,070	1,0
436,977	5,882	2,2
437,593	2,832	0,0094
438,357	4,312	7,7
440,475	4,371	4,4
441,512	4,415	2,8
442,731	2,851	0,0099
444,234	4,988	1,1
444,320	5,647	1,9
444,772	5,009	1,1
445,912	4,955	1,0
446,165	2,865	0,0052
446,655	5,606	5,3
447,602	5,614	5,4
448,217	2,875	0,0053
449,457	4,955	1,22
452,862	4,913	1,8
453,115	4,220	0,076
460,294	4,177	0,088
473,678	5,828	2,5
485,975	5,426	1,3
487,132	5,409	3,7
487,215	5,426	2,2
487,822	5,426	0,77

Tabulka 1: Některé konstanty spektrálních čar.

V. Šířka pásu zakázaných energií v polovodičích

Úvod

Jednou z charakteristik, podle kterých dělíme pevné látky na dielektrika, polovodiče a kovy je tzv. šířka pásu zakázaných energií elektronu. I uvnitř skupiny polovodičů ještě rozlišujeme polovodiče podle hodnoty šířky zakázaného pásu.

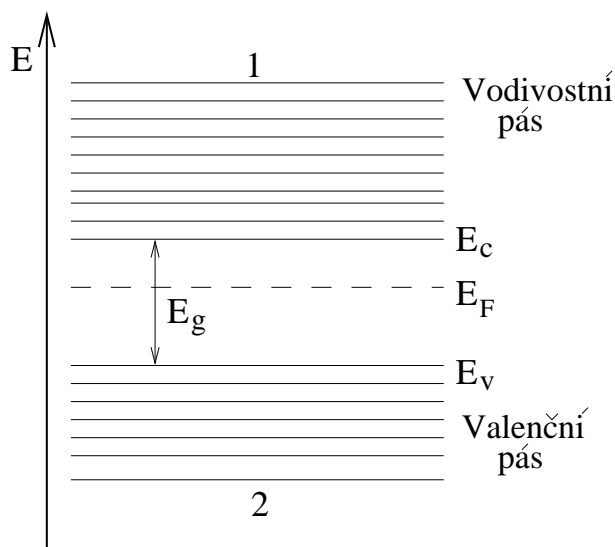
1. Pásové schéma polovodiče

Skutečnost, že se některé pevné látky chovají jako kovy, jiné jako polovodiče a další jako dielektrika, lze vysvětlit na základě pásového schématu (obr. 1). Elektron v libovolné pevné látce nemůže nabývat jakýchkoliv hodnot energie, ale pouze některých určitých.

Dovolené hodnoty energie, tj. ty, které může elektron nabýt, se "shlukují" do intervalů, kterým říkáme energiové pásy. Existence mnoha blízkých dovolených stavů energií v pevné látce je způsobena přítomností sousedních atomů látky v jednotlivých uzlech krystalové mřížky. Dovolené stavy energií lze určit pouze pomocí kvantově mechanických výpočtů. Naopak ovšem existují oblasti energií, tzv. zakázané pásy, které nemůže elektron získat. Při přechodu z jednoho do druhého pásu povolených energií elektron vždy získává nebo ztrácí část své energie (elektromagnetickým zářením, srážkami s ionty, el. polem aj.).

Poznámka.

Celý teoretický úvod k této úloze, tj. problematika pásového schématu, přechodu PN i fotoelektrického jevu, je silně zjednodušena. Skutečnost je poněkud složitější. Plné pochopení je možné až na základě kvantové mechaniky.



Obrázek 1: **Pásové schéma polovodiče.** E_c je energie dna vodivostního pásu, E_v je energie stropu valenčního pásu. E_F je energie tzv. Fermiho hladiny. Její poloha určuje zaplnění vodivostního pásu elektrony. Čím leží výše, tím víc elektronů se nachází ve vodivostním pásu. E_g je šířka zakázaného pásu. E_g je u polovodičů tak velké, že i za běžných teplot se elektrony mohou dostat do vodivostního pásu a uskutečnit tam elektrickou vodivost.

Z hlediska rozdělení látek do výše zmíněných tří skupin nás zajímají pouze dva pásy s nejvyššími hodnotami energie. Je to tzv. valenční pás a vodivostní pás. (Na obr. 1 jsou zakresleny již jen tyto dva. Další pásy dovolených energií jsou "pod nimi"). Podmínka k

tomu, aby látka mohla vést elektrický proud je následující: Aby se v jakékoliv látce mohl elektron pohybovat, musí mít tento elektron možnost pohybovat se volně v pásu energií, v němž se právě nachází. Jinými slovy, pás, v němž se elektron (který má vést elektrický proud) právě nachází, nesmí být beze zbytku zaplněn elektrony. V každém pásu je totiž jen omezený počet "míst" pro elektrony, tzv. elektronových stavů.

2. Dielektrika

Dielektrika jsou takové látky, které mají valenční pás zcela zaplněn elektrony. Elektronová vodivost by se mohla uskutečnit v dalším povoleném pásu - vodivostním. Ten je však u dielektrik elektrony neobsazen a vzdálenost ("energiová") mezi valenčním a vodivostním pásem - tzv. šířka zakázaného pásu E_g - je tak velká (asi 10 eV), že ji elektron nemůže za běžných okolností překonat - nemá k tomu dost energie.

3. Kovy

Kovy mají naopak valenční a vodivostní pásy uspořádané tak, že se částečně překrývají. Šířka zakázaného pásu je nulová. Elektrony tak mají v tomto "dvoupásmu" dost volných stavů, mohou se pohybovat a podílet se na elektrické vodivosti.

4. Polovodiče

Polovodiče (obr. 1) jsou látky ležící svými vlastnostmi mezi kovy a dielektriky. Podobně jako u dielektrik je jejich vodivostní pás (při teplotě $T = 0$ K) neobsazen elektrony. Velmi blízko pod ním (asi 1 – 2 eV) se však nachází valenční pás, takže již za běžných pokojových teplot dochází k přechodům elektronů z valenčního do vodivostního pásu. Tak dochází k elektronovému vedení elektrického proudu.

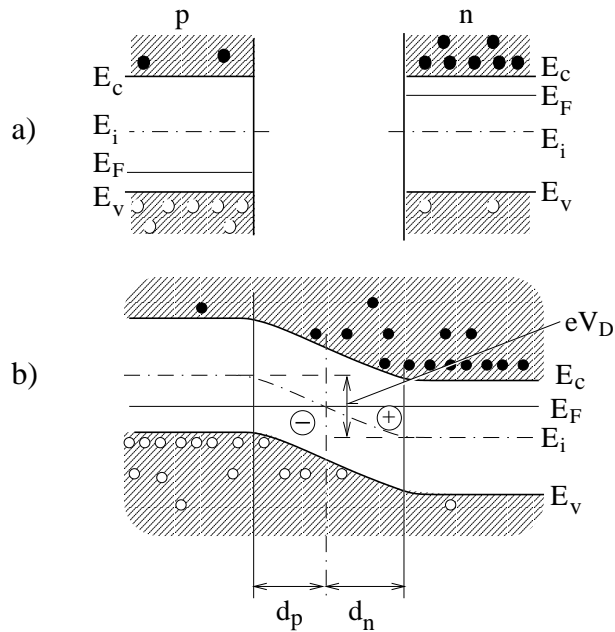
U polovodičů však existuje další typ elektrické vodivosti - děrový. Dochází k němu tak, že volná místa ve valenčním pásu po elektronech - díry - se mohou postupně zaplňovat elektrony. Tak se tvoří nové díry, které putují ve směru k nižšímu potenciálu.

Uvedené rozdělení i charakteristika jednotlivých typů látek je silně zjednodušena. Ve skutečnosti nejsou hranice ani zdaleka ostré. Rovněž existuje více kritérií, podle nichž se každá pevná látka zařadí k jednotlivým typům. Důležitým parametrem je již zmíněná šířka E_g zakázaného pásu (rozumí se mezi valenčním a vodivostním). Jednou z vhodných metod zařazení k jednotlivým typům látek je určení šířky zakázaného pásu. Charakterizuje mj. čistotu látek, množství defektů krystalové mřížky apod.

Šířku zakázaného pásu lze zjišťovat např. na nějaké nehomogenitě ve struktuře látky. Tou nehomogenitou může být u polovodičů např. přechod PN . Šířku uvažovaného zakázaného pásu lze určit pomocí fotoelektrického jevu.

5. Přechod PN .

Ukazuje se, že základní polovodivý materiál lze legovat různými příměsemi a podmínit tak buď zvýšenou koncentrací elektronů (takovým příměsím říkáme donory) nebo děr (jde o akceptory). Tak lze připravit polovodivé látky s převážně elektronovým (n), nebo děrovým (p) typem elektrické vodivosti. V polovodičové technice je velmi důležitou strukturou přechod PN , sestávající z polovodivého materiálu typu p a n , které na sebe bezprostředně navazují a přecházejí jeden v druhý (obr. 2). Důsledkem spojení je přechod části elektronů z materiálu typu n do materiálu typu p a přechod děr z materiálu typu p do materiálu typu n . Přechod tedy nastává z míst s vyšší koncentrací do míst s nižší koncentrací nositelů náboje. Tím se v okolí rozhraní mezi materiálem typu p a n vytvoří oblast prostorového náboje. V této oblasti vznikne nenulové elektrické pole.



Obrázek 2: **Pásové schéma polovodičů typu p a n před (a) a po (b) vytvoření přechodu PN.** Po spojení obou typů polovodičů se vytvoří prostorová oblast tloušťky $d_p + d_n$ s novým rozdělením počtu elektronů a děr, tzv. přechod PN. Část elektronů v této oblasti přejde z polovodiče n do typu p , který se tak stane zápornější, část děr z polovodiče p přejde do typu n , který se tak stane kladnější. Tím se v oblasti přechodu vytvoří elektrické pole s rozdílem potenciálů V_D .

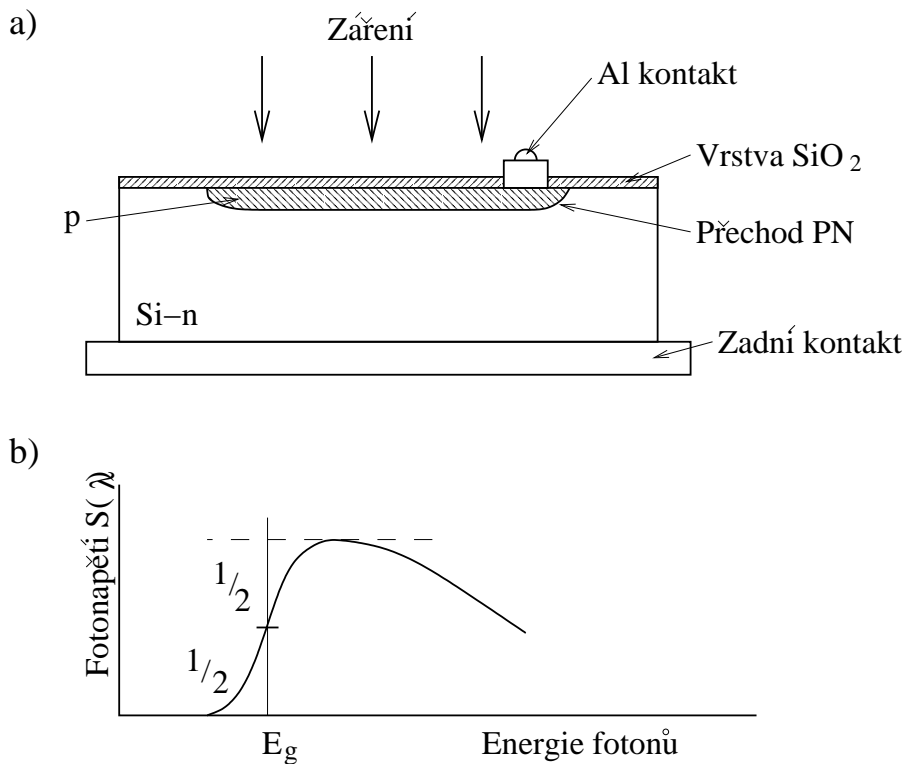
6. Fotoelektrický jev

Fotoelektrický jev vzniká na vhodné nehomogenitě v polovodiči (např. přechod PN). Je důsledkem generace nadbytečných nositelů elektrického náboje (elektronů a děr) elektromagnetickým zářením. Tato generace způsobuje zvýšení koncentrace elektronů a děr oproti koncentraci odpovídající dané teplotě.

Generace elektromagnetickým zářením nastává v případě, kdy je energie fotonů rovna nebo větší než šířka zakázaného pásu, fotony mají v tomto případě dostatečnou energii k tomu, aby způsobovaly přechody elektronů z valenčního do vodivostního pásu. Tito nadbyteční (z hlediska tepelné rovnováhy) nositelé elektrického náboje generovaní v okolí přechodu PN jsou vnitřním elektrickým polem přechodu rozdělováni (elektrony tekou směrem do materiálu typu n , díry do materiálu typu p) a tím způsobují změnu prostorového náboje v okolí přechodu PN oproti případu bez vnější generace. To má za následek změnu elektrického pole v uvedené oblasti a na přechodu PN se objeví tzv. fotonapětí. Fotonapětí závisí na způsobu generace a na intenzitě záření.

Fotoelektrický jev budeme měřit na křemíkové a germaniové fotodiodě, což je polovodičový prvek, který obsahuje přechod PN a je určen k převádění světelného signálu na elektrický. Při jeho činnosti se využívá fotoelektrického jevu. Průřez jednoho typu diody je na obr. 3a. V základním materiálu křemíku typu n je vytvořena např. difúzní příměsí oblast typu p a tím je vytvořen přechod PN. K oběma oblastem jsou zhotoveny kontakty. Povrch diody je chráněn vrstvou SiO_2 . Tato destička s přechodem PN bývá zalita do pryskyřice, která tvoří pouzdro diody.

Záření o různé vlnové délce je v polovodiči absorbováno ve vrstvě o různé tloušťce.



Obrázek 3: (a) Schéma fotodiody a (b) závislosti fotonapětí na energii fotonů. V závislosti na vlnové délce proniká elektromagnetické záření do různé hloubky materiálu. Tloušťka materiálu typu p musí být tedy taková, aby použité záření bylo absorbováno v blízkosti PN přechodu.

Absorpce záření je totiž popsána vztahem:

$$I(x) = I_0 R \exp(-\alpha x), \quad (1)$$

kde $I(x)$ je intenzita záření v hloubce x pod povrchem, R je optická odrazivost α je koeficient absorpce. Z uvedeného vztahu je vidět, že intenzita záření s hloubkou exponenciálně ubývá. Dále, s klesající vlnovou délkou koeficient absorpce roste, záření je tak absorbováno blíže přechodu PN fotodiody.

Fotonapětí tak s rostoucím absorpčním koeficientem záření nejdříve roste, dosahuje maxima, avšak v důsledku generace těsně pod povrchem mimo oblast přechodu PN opět klesá - viz. obr. 3b.

Šířka zakázaného pásu E_g se určuje (viz i níže) z tzv. spektrální závislosti fotonapětí připadajícího na jeden foton $S(\lambda)$, s čímž rozumíme závislost podílu měřeného fotonapětí $U(\lambda)$ a počtu $N(\lambda)$ dopadajících fotonů na vlnové délce:

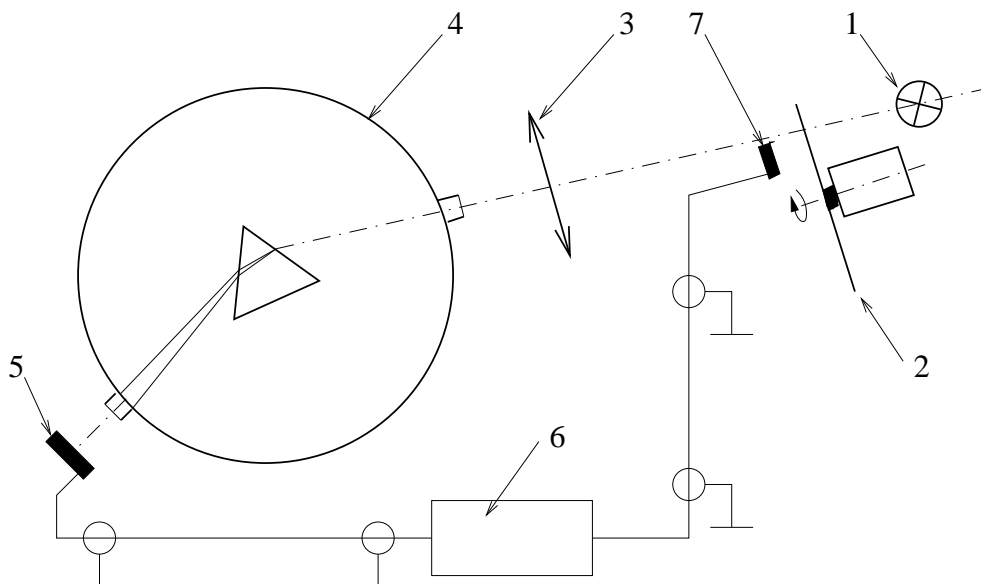
$$S(\lambda) = \frac{U(\lambda)}{N(\lambda)} \quad (2)$$

Úkol:

Pomocí fotoelektrického jevu určete šířku zakázaného pásu energií v křemíku a germaniu.

7. Popis aparatury

Experimentální uspořádání má umožnit měření spektrální závislosti fotonapětí diody. Se-stává tedy ze dvou podstatných celků. Je to jednak zdroj monochromatického světla a dále zařízení pro měření nízkých napětí. Jelikož je výhodnější měřit střídavý signál, necháme dopadat na vzorek přerušované světlo a získané fotonapětí bude mít střídavý charakter. Schématické uspořádání je na obr. 4.



Obrázek 4: **Schéma měření fotonapětí.** Světlo halogenové žárovky (1) prochází otvory točícího se kotouče (2) a přes optiku (3) vstupuje do monochromátoru (4). Po výstupu dopadá přerušovaný monochromatický paprsek na polovodičový vzorek (5). Střídavý signál měříme střídavým nanovoltmetrem (6). Fotodioda s operačním zesilovačem (7) vytváří referenční signál stejné frekvence jako měřený. Jednotlivé polovodičové vzorky jsou vyměnitelné. Je třeba dbát na to, aby světlo dopadalo bezpečně na aktivní oblast fotodiody. Podrobný popis ovládání nanovoltmetru je přiložen k přístroji.

8. Postup měření.

Je třeba provést měření závislosti $U(\lambda)$ pro dvě fotodiody: křemíkovou a germaniovou. Před začátkem měření je třeba zkontrolovat zapojení (eventuelně připojit) následujících přístrojů: připojení zdroje napětí pro referenční signál 15 V =, připojit referenční signál koaxiálním kabelem k nanovoltmetru, připojit napájení žárovky 12 V =, Připojit koaxiálním kabelem měřenou diodu k nanovoltmetru.

Po kontrole proměříme závislost napětí $U(\lambda)$ na vlnové délce. Na monochromátoru odečítáme dílky, které převedeme pomocí přiloženého grafu na hodnoty vlnové délky. Z druhého přiloženého grafu $N(\lambda) = f(\lambda)$ odečteme hodnoty $N(\lambda)$ pro ty vlnové délky, pro něž jsme měřili $U(\lambda)$. Do grafu vyneseme $S(\lambda)$ a pro poloviční výšku odečteme (podle obr. 3b) šířku zakázaného pásu energií E_g .

Pozor ! Optická soustava zařízení je seřizena. Zbytečně se jí nedotýkejte. Rovněž na nanovoltmetru jsou některé ovládací prvky již předem nastaveny a proto jimi zbytečně nemanipulujte. Popis ovládání naovoltmetru je přiložen k přístroji.

Cejchování monochromátoru				
$\lambda(\text{nm}) = fce(d) (\text{mm})$				
d (mm)	λ (nm)		d (mm)	λ (nm)
10.1	1895		11.1	1140
10.2	1820		11.2	1085
10.3	1740		11.3	1035
10.4	1640		11.4	985
10.5	1580		11.5	935
10.6	1505		11.6	895
10.7	1425		11.7	855
10.8	1350		11.8	820
10.9	1275		11.9	800
11.0	1210		12.0	775
			12.1	750

Tabulka 1: Vlnová délka světla λ (nm) jako funkce nastavených dílků monochromátoru d (mm), $\lambda (\text{nm}) = fce(d) (\text{mm})$. Při podrobnějších údajích dílků je možné hodnoty vlnových délek v daném intervalu lineárně interpolovat.

Literatura:

Brož: Základy fyzikálních měření, SNTL Praha

Horák Z.: Praktická fyzika, SNTL Praha 1958

Fuka, Havelka: Elektřina a magnetismus, SPN Praha 1965

Závislost počtu dopadajících fotonů N na vlnové délce světla λ				
λ (nm)	N $\cdot 10^{16}$ ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$)		λ (nm)	N $\cdot 10^{16}$ ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$)
2100	1.44		1200	3.24
2000	1.72		1150	3.10
1900	1.98		1100	2.84
1800	2.24		1050	2.44
1700	2.48		1000	2.00
1600	2.68		950	1.62
1500	2.90		900	1.32
1450	3.00		850	1.00
1400	3.08		800	0.78
1350	3.18		750	0.58
1300	3.24		700	0.44

Tabulka 2: Závislost počtu dopadajících fotonů N na vlnové délce světla λ : $N \cdot 10^{16}$ ($\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$) = $f_{ce}(\lambda)$ (nm). Pro případ vlnových délek uvnitř deklarovaného intervalu je možné hodnotu N lineárně interpolovat.

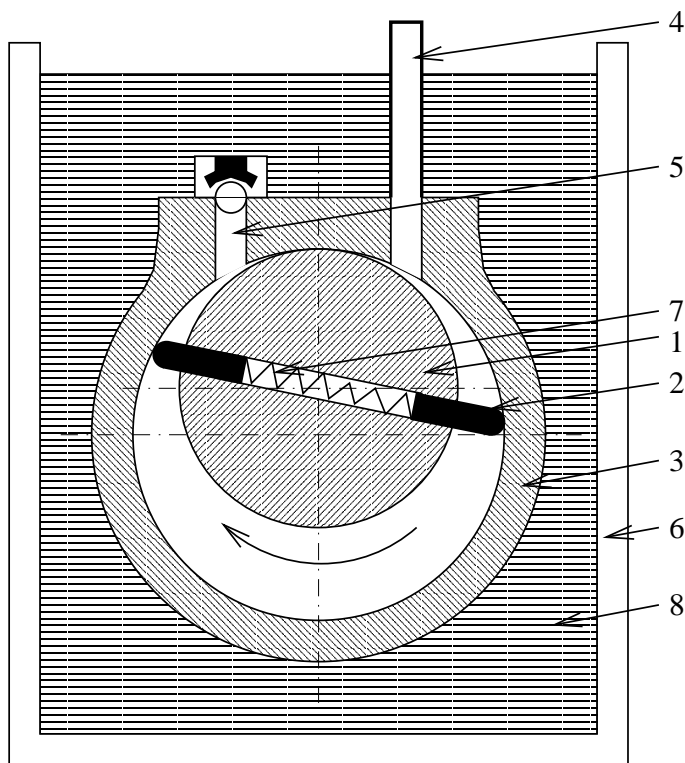
VI. Vakuová technika a výboje v plynech

1. Získávání a měření nízkých tlaků

Vytváření vakua, potřebného pro činnost většiny elektrovakuových zařízení, je vlastně otázkou zředění plynu (vzduchu) z atmosférického tlaku (10^5 Pa) na hodnotu tlaku o několik řádů nižší ($10^{-8} - 10^{-10}$ Pa). Tento velký rozdíl tlaků, jímž se musí projít při čerpání, nedovoluje použít jediného způsobu čerpání v celém rozsahu. Z mnoha existujících typů dnes používaných vývěv zde popíšeme pouze ty vývěvy, s kterými se setkáme při vlastním měření.

K čerpání v oblasti nízkého vakua se používá zpravidla mechanických vývěv. Jsou to vývěvy, u nichž se v procesu čerpání periodicky zmenšuje a zvětšuje pracovní objem. Nejužívanější jsou přitom různé typy olejových rotačních vývěv, z nichž si popíšeme typ Gaedeho.

Na obr. 1 je schéma této vývěvy. Tělo vývěvy (3) má válcovou dutinu, v níž je excentricky umístěn rotační válec (1), otáčející se ve směru šipky kolem své vlastní osy. Tento válec má ve dvou podélných drážkách uložena dvě křídélka (2), která jsou pružinou (7) přitlačována na vnitřní stěnu pláště vývěvy. Otáčí-li se válec ve směru šipky, zvětšuje se prostor za křídélkem, čímž v něm vzniká podtlak a sacím hrdlem (4) se do něho nasává vzduch z čerpaného prostoru. Při dalším otáčení zakryje další křídélko sací otvor pláště a tím uzavře prostor s nasátým vzduchem. Vzduch je hnán mezi oběma křídélky směrem k výfukovému otvoru (5). Obvykle je celý systém vývěvy ponořen do skříně (6) naplněné olejem (8). Mezní tlak těchto vývěv je obvykle $10^0 - 10^{-1}$ Pa. Aby se dosáhlo lepšího vakua,



Obrázek 1: **Princip rotační vývěvy.** (1) excentricky umístěný rotační válec, (2) těsnící křídélka, (3) tělo vývěvy, (4) sací hrdlo, (5) výfukový otvor, (6) skříň vývěvy, (7) pružina, (8) olejová náplň.

zapojují se dvě vývěvy do série - dvoustupňová rotační vývěva. Mezní tlak dvoustupňové

rotační vývěvy je $10^{-1} - 10^{-2}$ Pa.

K čerpání v oblasti vysokého vakua $10^{-1} - 10^{-5}$ Pa se používaly dříve nejčastěji difúzní olejové vývěvy. Difúzní vývěvy nemohly ovšem samy čerpat proti atmosférickému tlaku a proto bylo nutné používat v serii pomocné vývěvy, které tvoří předvakuum pro vývěvy difúzní. Těmito pomocnými předčerpávacími vývěvami jsou zpravidla vývěvy rotační.

Měření nízkých tlaků

Rozsah tlaků, se kterým pracujeme ve vakuové technice, je od atmosférického tlaku (tj. 10^5 Pa) až po tlaky 10^{-10} Pa. Poněvadž nelze sestrojít manometr, který by pracoval v celé této oblasti, používá se řady manometrů, založených na různých principech. Každý takový manometr může pracovat v určitém omezeném rozsahu tlaků. V praxi se setkáme pouze s několika nejjednoduššími typy (rtuťová U-trubice pro měření tlaků od 1 Torr (133 Pa) do 760 Torr (101300 Pa) Mac Leodův kompresní manometr pro měření tlaků od 10^{-1} Torr (13 Pa) do 10^{-3} Torr ($1.3 \cdot 10^{-1}$ Pa) termočláňkový manometr, odporový Piraniho manometr, ionizační manometr a Penningův manometr).

Mac Leodův manometr

Mac Leodův manometr (obr. 2), je jedním z absolutních manometrů, neboť stupnici tlaků můžeme určit z rozměrů vlastního přístroje. Z tohoto důvodu se také zpravidla používá k cejchování jiných manometrů.

Skládá se z nádoby (1), k níž je shora přitavena kapilára (2). K dolní části nádoby (1) je přitavena trubice (3) se srovnávací kapilárou (4). Ke spodnímu konci trubice je ohebnou pryžovou hadicí připojen zásobník se rtutí, který lze zvedat a tím zvedat také hladinu rtuti, jež uzavře prostor nádoby (1) a kapiláry (2).

Podstata měření tlaku Mac Leodovým manometrem spočívá v tom, že se určitý, poměrně velký objem vzduchu stlačí v kapiláře na mnohem menší objem a nepřímo se vypočítá hledaný tlak vzduchu. Označme:

objem nádoby manometru + objem kapiláry	V	mm^3
objem plynu po stlačení	v	mm^3
rozdíl výšek hladin rtuti v kapilárách (2) a (4)	h	mm
měřený tlak	p_x	Torr
tlak v kapiláře po kompresi	p_1	Torr

Podle Boyle-Mariottova zákona platí :

$$p_x \cdot V = p_1 \cdot v$$

Tlak p_1 je dán tlakem původním (měřeným), zvětšeným o tlak sloupce rtuti výšky h (obr. 2) v milimetrech. Je tedy :

$$p_x \cdot V = (p_x + h)v = p_x \cdot v = h \cdot v$$

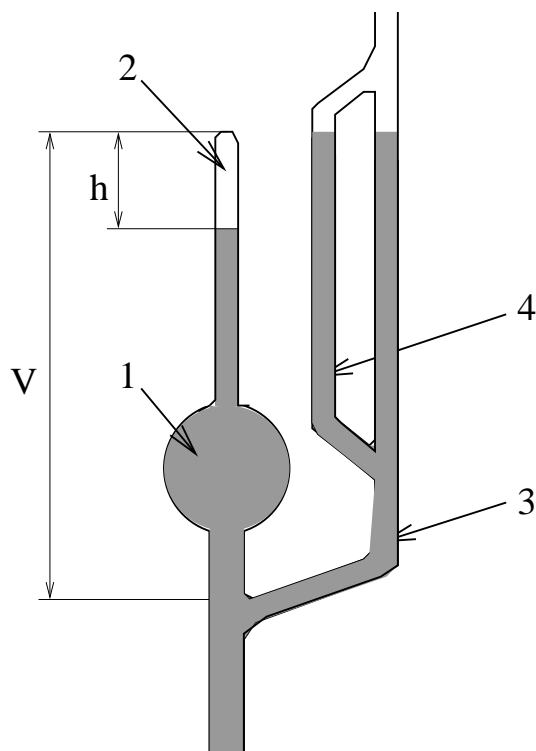
$$p_x \cdot (V - v) = h \cdot v$$

a odtud plyne :

$$p_x = \frac{h \cdot v}{V - v}$$

Objem v se vypočítá ze vztahu $v = hs$, kde s je průřez kapiláry v mm^2 , $s = \pi r^2$ (r je poloměr kapiláry), takže:

$$p_x = \frac{s}{V - v} \cdot h^2 = \frac{\pi r^2}{V - v} \cdot h^2$$



Obrázek 2: **Mac Leodův manometr.** (1) nádobka, (2) kapilára, (3) trubice spojující nádobku (1) se srovnávací kapilárou a čerpaným prostorem, (4) srovnávací kapilára, V objem nádobky a kapiláry jako celku, h rozdíl hladin kapiláry (2) a srovnávací kapiláry (4).

Vzhledem k tomu, že $v \ll V$, můžeme vztah zjednodušit na tvar :

$$p_x = \frac{\pi r^2}{V} \cdot h^2 = K \cdot h^2,$$

kde K je tzv. konstanta manometru.

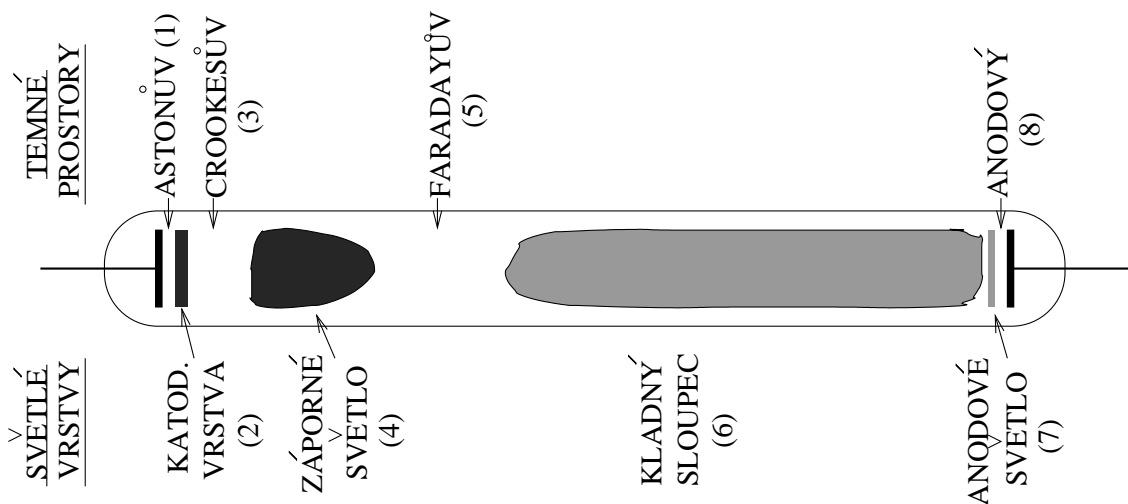
Manometr měří tím nižší tlaky, čím je konstanta K menší, t.j. čím je objem baňky (1) větší a průměr kapiláry (2) menší.

2. Doutnavý výboj

Výboj, při kterém katoda emituje elektrony vlivem dopadajících iontů nebo fotonů, vznikajících ve výboji, se nazývá doutnavý výboj. Pole u katody je dáno prostorovým nábojem a tepelné jevy nejsou podmínkou existence tohoto typu výboje. V rozmezí tlaků řádově 10 – 100 Pa je možno pozorovat v doutnavém výboji střídající se temné a svítící oblasti – viz obr. 3.

Vznik jednotlivých oblastí můžeme vysvětlit, všimneme-li si pohybu elektronů od katody k anodě. Elektron vystupuje z katody s malou rychlostí a tudíž i s malou energií. Nemůže vyvolat nabuzení molekul, pokud se jeho energie nezvýší na hodnotu odpovídající nejnižšímu excitačnímu potenciálu (5–10 eV). Tato oblast odpovídá **Astonovu temnému prostoru**. V katodové svítící vrstvě již elektrony mají energii, odpovídající maximu účinného průřezu excitace molekul.

V následujícím katodovém temném prostoru, který se nazývá **Crookesův temný prostor** má již většina elektronů energii vyšší, než je optimální hodnota pro excitaci. Intenzita záření Crookesova temného prostoru je proto velmi malá. Energie elektronů vzrůstá na



Obrázek 3: **Doutnavý výboj.** Astonův katodový temný prostor, (2) katodová svítící ploška (vrstva), (3) Crookesův temný prostor, (4) záporné doutnavé světlo, (5) Faradayův temný prostor, (6) kladný sloupec, (7) anodové světlo, (8) anodový temný prostor.

konci tohoto prostoru tak, že může docházet k ionizaci plynu. Vzniká zde velký počet kladných iontů a nových elektronů s malou energií. Pomalé elektrony postupují dále k anodě a způsobují nabuzení molekul v oblasti záporného doutnavého světla.

Energie elektronů při srážkách klesá až pod nejnižší budící energii - objevuje se **Faradayův temný prostor**. Ke konci tohoto prostoru vzrůstá poněkud intenzita elektrického pole. V tomto poli elektrony získávají postupně energii, rekombinace s ionty klesá a posléze jejich energie vzroste tak, že jsou znovu schopny nabudit molekuly plynu. Objevuje se svítící kladný sloupec. Elektrické pole v kladném sloupci je o několik řádů menší než v katodové oblasti. Ionizace a nabuzení zde nastává v důsledku chaotického pohybu elektronů.

U anodového konce kladného sloupce vzniká **anodový spád potenciálu** v důsledku prostorového náboje. Elektron vystupuje z kladného sloupce s malou rychlostí. Po průchodu **anodovým temným prostorem** získává energii potřebnou k nabuzení a ionizaci plynu. Proto je anoda pokryta **anodovým světlem**. Při daném tvaru výbojové trubice, vzdálenost elektrod a velikosti stejnosměrného napětí přiloženého na elektrody, závisí tvar výboje především na tlaku plynu ve výbojové trubici. Této skutečnosti se dá také využít k hrubému odhadu hodnoty tlaku.

Tvar výboje závisí na tlaku takto:

Tlak plynu v Pa	Tvar výboje
$5 \times 10^3 - 10^3$	Hadovitý výboj
$10^3 - 5 \times 10^2$	Elektrody se pokryjí po celé své ploše doutnavým světlem
10^2	Kladný sloupec vyplní asi 2/3 trubice
5×10^1	V kladném sloupci se tvoří vrstvy
10	Vrstvy mizí, záporné světlo svítí asi v 1/2 trubice
5	Záporné světlo vyplní celou trubici, je pozorovatelná fluorescence skla
1	Fluorescence skla mizí, výboj zpravidla zhasíná.

Úkol a postup měření :

1. Měření objemů plynovou byretou

Plynová byreta pracuje prakticky jako otevřený rtuťový U-manometr, t.j. jedno rameno byrety (cejchované v objemových jednotkách), je připojeno k měřenému objemu, druhé rameno je otevřeno do atmosféry. Ke spodní části byrety je pryžovou hadicí připojen zásobník se rtutí, takže lze měnit polohu hladin rtuti v obou ramenech byrety.

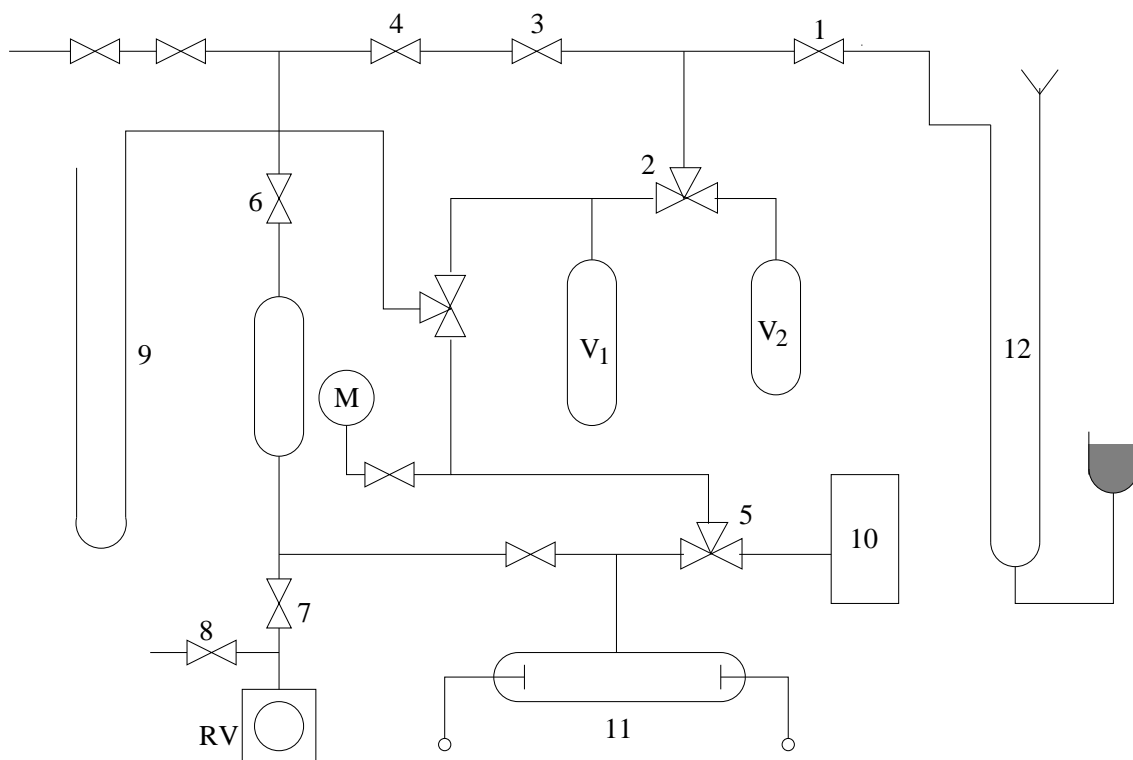
Při zvedání zásobníku se rtuť provádíme kompresi vzduchu v měřeném objemu, takže změním tlak v tomto objemu z původní hodnoty p_{atm} na hodnotu $p_{atm} + p_1$, současně měřený objem V_x zmenšíme o objem cejchovaného ramene byrety dodatečně zaplněného rtutí při provedené kompresi na hodnotu $V_x - V_1$ (V_1 odečteme přímo na byretě).

Podle Boyle-Mariottova zákon platí:

$$p_{atm} \cdot V_x = (p_{atm} + p_1) \cdot (V_x - V_1) = (p_{atm} + p_1) \cdot V_x - (p_{atm} + p_1) \cdot V_1$$

$$V_x = V_1 \cdot \frac{p_{atm} + p_1}{p_1}$$

Hodnotu tlaku p_1 určíme z rozdílu hladin rtuti v obou ramenech byrety při kompresi.



Obrázek 4: **Schema vakuové aparatury.** RV - rotační vývěva, 1 – 8 - vakuové ventily, 9 - rtuťový manometr (uzavřená U - trubice), M - termočlánekový manometr, 10 - Mac Leodův kompresní manometr, V_1 , V_2 - pracovní objemy, 11 - výbojová trubice, 12 - plynová byreta.

Úkol:

Pomocí plynové byrety změřte velikosti objemů V_1 a V_2 (obr. 4).

2. Ověření Boyle-Mariottova zákona

Měření bude prováděno na vakuové aparatuře, jejíž schéma je na obr. 4. Použitím Boyle-Mariottova zákona můžeme opět určit velikost jednoho z objemů V_1 , V_2 , budeme-li předpokládat, že druhý z objemů známe. Za tím účelem vyčerpáme objem V_1 na tlak $p_0 \ll p_{atm}$, objem V_2 bude pod atmosférickým tlakem. Po spojení obou objemů bude výsledný tlak p_1 . Totéž učiníme při vyčerpání objemu V_2 (tlak v objemu V_1 bude p_{atm}), výsledný tlak po spojení objemů je p_2 . Poměr objemů V_1 a V_2 bude dán vztahem:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}$$

Pozor ! Před zapnutím rotační vývěvy se přesvědčíme, je-li ventilem (1) oddělena plynová byreta od čerpaného objemu.

Tlak v objemech V_1 a V_2 měříme vhodným manometrem (rtuťovou U - trubicí, MacLeodovým manometrem příp. termočláňkovým manometrem).

3. Určování tlaku podle tvaru doutnavého výboje

Rotační vývěvou čerpáme výbojovou trubicí (11) postupně na různé hodnoty tlaku a sledujeme tvar doutnavého výboje mezi elektrodami. Z tvaru výboje odhadneme hodnotu tlaku. Ověření lze provést některým z manometrů.

Literatura:

- L. Pátý : Fyzika nízkých tlaků, Academia, Praha 1968
- J. Groszkowski : Technika vysokého vakua, SNTL Praha 1981
- J. Fuka, B. Havelka : Elektrina a magnetismus, SPN Praha 1965

Měření objemů pomocí plynové byrety									
Měření číslo	ΔV cm ³	Δp torr	$V_1 + V_3$ cm ³	ΔV cm ³	Δp torr	$V_2 + V_3$ cm ³	ΔV cm ³	Δp torr	$V_1 + V_2 + V_3$ cm ³
1									
2									
.									
10									

Tabulka 1: Naměřené hodnoty rozdílů objemů a rozdílů tlaků pomocí plynové byrety. Vypočtené součty neznámých objemů V_1 , V_2 , V_3

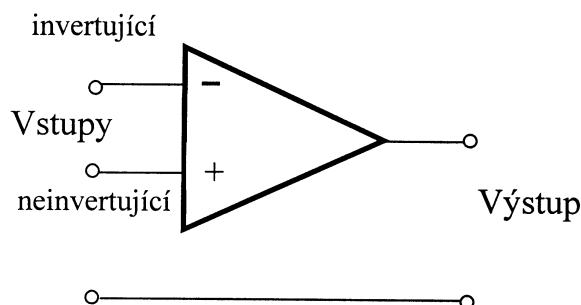
VII. Operační zesilovač, jeho vlastnosti a využití

Úvod

Operační zesilovač je elektronický obvod využívaný v měřicí, regulační a výpočetní technice. Jeho idealizovaný model má nekonečně velké zesílení A_u , nekonečně velký vstupní odpor R_{vst} a nulový odpor výstupní R_{vyt} . Dále u ideálního zesilovače předpokládáme také nekonečnou šířku zesilovaného pásma a možnost zesilovat stejnosměrné proudy (stejnoseměrná napětí).

Reálný operační zesilovač má napěťové zesílení alespoň $A_u = 10000$, vstupní odpor R_{vst} minimálně $50 \text{ k}\Omega$ a výstupní odpor $R_{vyt} \sim 50 \text{ }\Omega$. Rovněž pásmo zesilovaných kmitočtů nemá nekonečnou šířku, podle typu může dosáhnout hodnoty několika MHz, s nárůstem frekvencí zesílení obecně klesá.

Schematická značka operačního zesilovače je na obr. 1. Součástka má dva vstupy označené $+$ (neinvertující vstup) a $-$ (invertující vstup) a jeden výstup. Přivedeme-li signál na invertující vstup, potom je výstupní signál k němu v opačné fázi (v protifázi), signál přivedený na neinvertující vstup je s výstupním signálem ve fázi. Kromě vstupních a výstupních svorek má operační zesilovač také svorky pro napájení a to kladným i záporným napětím. Zesilovač je třeba připojit ke zdroji třemi vodiči !

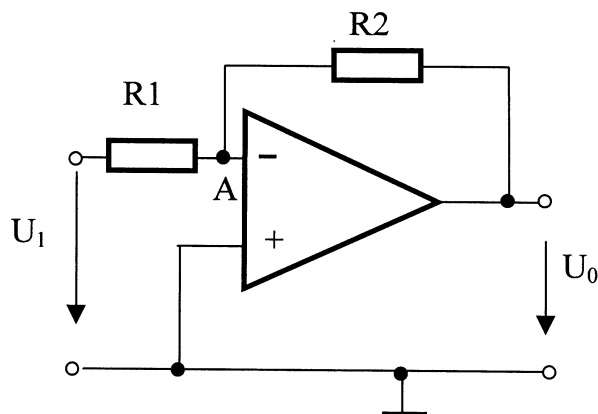


Obrázek 1: Schematická značka operačního zesilovače.

1. Zapojení zesilovače s invertujícím vstupem.

Schéma zapojení invertujícího zesilovače je na obr. 2. Vstupní napětí je přes rezistor R_1 přivedeno na invertující vstup, druhý vstup je uzeměn. Napětí na vstupu je zesíleno a na výstupu se objeví s opačnou polaritou. Výstupní napětí je přivedeno přes rezistor opět na vstup a svou opačnou polaritou zmenšuje napětí vstupní. Protože operační zesilovač má velké zesílení, ustálí se obvod ve stavu, kdy je v bodě A téměř nulové napětí. Protože vstupní odpor operačního zesilovače je téměř nekonečný a teče jím zanedbatelný proud, můžeme z rovnosti proudů v uzlu A napsat podmínku pro výstupní napětí:

$$U_0 = -\frac{R_2}{R_1} \cdot U_1 . \quad (1)$$



Obrázek 2: Zapojení zesilovače s invertujícím vstupem.

Úkol č. 1.

Zapojte operační zesilovač podle obr. 2. a nastavte jeho zesílení na hodnotu přibližně 2. Vstupní napětí měňte v rozmezí od -5 do $+5$ V a zapisujte napětí výstupní. Na základě hodnot obou napětí a hodnot (odporů) rezistorů potvrďte platnost vztahu (1).

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot pro Úkol č. 1 může vypadat obdobně i pro další úkoly.

Naměřené a vypočtené hodnoty veličin pro Úkol č. 1.										
n	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
\bar{U}_1										
\bar{U}_0										

Tabulka 1: Naměřené a vypočtené hodnoty pro zesilovač zapojený s invertujícím vstupem. Veličina U_0 je dána rovnicí (1) pro volitelné hodnoty rezistorů R_1 a R_2 , n udává minimální počet měření. Graf závislosti $U_0 = fce U_1$ se prokládá přímkou $U_0 = a U_1 + b$ pro ověření hodnoty konstanty a ve vztahu k teoretické hodnotě $a = R_2 / R_1$, podle rov. (1).

Úkol č. 2.

Na vstup tétož zesilovače přiveďte střídavé napětí o amplitudě 1 V, střídavým milivoltmetrem určete výstupní napětí a změřte frekvenční závislost zesilovače. (Hodnoty frekvence volte 10, 20, 50, 100, 200, ... až $700 \cdot 10^3$ Hz.)

Frekvenční charakteristiku $A_u = fce(f)$ - závislost zesílení invertujícího zesilovače A_u na frekvenci f vstupního střídavého napětí U_1 je možné graficky znázornit na základě naměřených veličin podle následující tabulky. Vzhledem k tomu, že se frekvence zpravidla mění o několik řádů (10 Hz $\sim 10^6$ Hz) je vhodnější v grafickém provedení frekvenční charakteristiky vyjadřovat hodnotu frekvence f v logaritmické stupnici logaritmů o základu 10 ($\log f$): $A_u = fce(\log f)$.

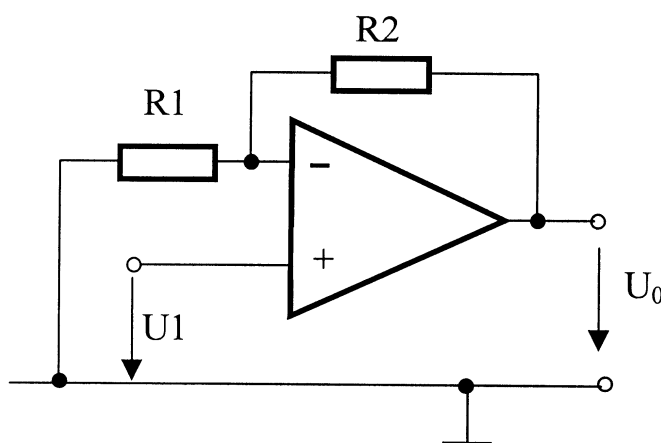
Do grafu vyznačte oblast frekvencí, pro něž zesílení neklesne z maxima o více než 3 dB, to je na hodnotu $A_{u \max} / (\sqrt{2}) \doteq 0.707 \cdot A_{u \max}$. Tímto způsobem je definována přenosová oblast zesilovače.

f (Hz)	10	20	50	100	200	500	1k	2k	5k	7k
U_1 (V)										
U_0 (V)										
A_u										
f (Hz)	10k	20k	50k	100k	120 k	190k	250k	400 k	500k	700k
U_1 (V)										
U_0 (V)										
A_u										

Tabulka 2: Tabulka naměřených a vypočtených veličin frekvenční charakteristiky invertujícího zesilovače. Grafické vyjádření charakteristiky se doporučuje ve tvaru : $A_u = fce$ ($\log f$).

2. Zapojení zesilovače s neinvertujícím vstupem.

Schéma zapojení neinvertujícího zesilovače je na obr. 3. Vstupní napětí je přivedeno na neinvertující vstup. Invertující vstup je spojen se zemí přes (odpor) rezistor R_1 a zpětná



Obrázek 3: Zapojení zesilovače s neinvertujícím vstupem.

vazba je přivedena přes rezistor R_2 Pro zesílení neinvertujícího zesilovače můžeme odvodit vztah:

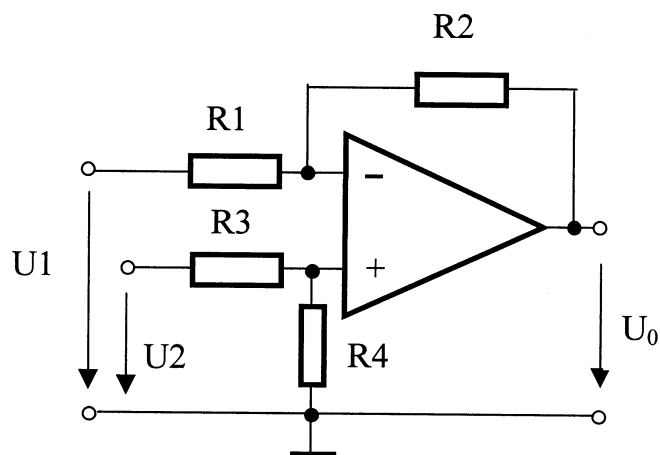
$$U_0 = \left(1 + \frac{R_2}{R_1}\right) \cdot U_1 . \quad (2)$$

Úkol č. 3.

Zapojte zesilovač v neinvertujícím režimu a opět nastavte zesílení 2. Vstupní stejnosměrné napětí volte v mezích -5 až $+5$ V a z hodnot napětí a hodnot rezistorů (odporů) ověřte platnost vztahu (2).

3. Rozdílový zesilovač.

Kombinací invertujícího a neinvertujícího zesilovače podle obr. 4, vytvoříme zesilovač rozdílový. Pro jeho vstupní napětí platí vztah:



Obrázek 4: Rozdílový zesilovač.

$$U_0 = U_2 \cdot \frac{R_4(R_1 + R_2)}{R_1(R_3 + R_4)} - U_1 \cdot \frac{R_2}{R_1}, \quad (3)$$

který volbou rezistorů $R_1 = R_3 = 10 \text{ k}\Omega$ a $R_2 = R_4 = 22 \text{ k}\Omega$ zjednodušíme na tvar:

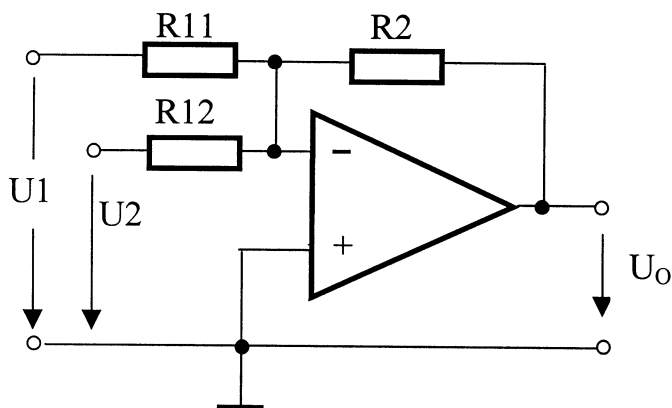
$$U_0 = 2.2(U_2 - U_1) \quad (4)$$

Úkol č. 4.

Podle obr. 4 zapojíte rozdílový zesilovač a ověříte platnost výrazu (4). Hodnoty vstupních napětí volte tak, aby velikost výstupního napětí byla v intervalu -10 až $+10 \text{ V}$.

4. Sčítací zesilovač.

Tento zesilovač vytvoříme jednoduchou oběnou základního invertujícího zesilovače. Jeho schema je na obr. 5. Pro výstupní napětí odvodíme vztah :



Obrázek 5: Sčítací zesilovač.

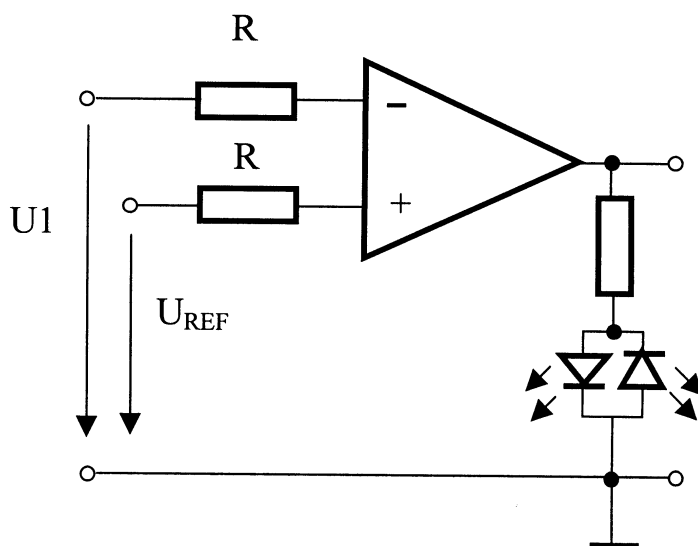
$$U_0 = - \left(\frac{R_2}{R_{11}} \cdot U_1 + \frac{R_2}{R_{12}} \cdot U_2 \right) . \quad (5)$$

Úkol č. 5.

Zapojte sčítací zesilovač, vstupní rezistory volte 10 k Ω a 22 k Ω , zpětnovazební rezistor 10 k Ω . Hodnoty vstupních napětí volíme opět tak, aby výstupní napětí zůstalo v intervalu -10 až $+10$ V a ověřte platnost výrazu (5).

5. Komparátor.

Komparátor využívá velkého zesílení operačních zesilovačů. Tento obvod porovnává dvě různá napětí a jeho činnost můžeme odvodit z chování rozdílového zesilovače. Zapojení komparátoru je na obr. 6. Výstupní napětí bude v kladné saturaci při U_1 menší než U_2 , a v záporné saturaci při U_1 větším než U_2 . Neurčitost mezi kladnou a zápornou saturací



Obrázek 6: Zapojení komparátoru.

je vzhledem k vlastnostem zesilovače velmi malá a pohybuje se kolem 1 mV. To znamená, položíme-li referenční napětí rovno nule, potom potom vstupní napětí můžeme nastavit rovněž rovno nule s přesností 1 mV.

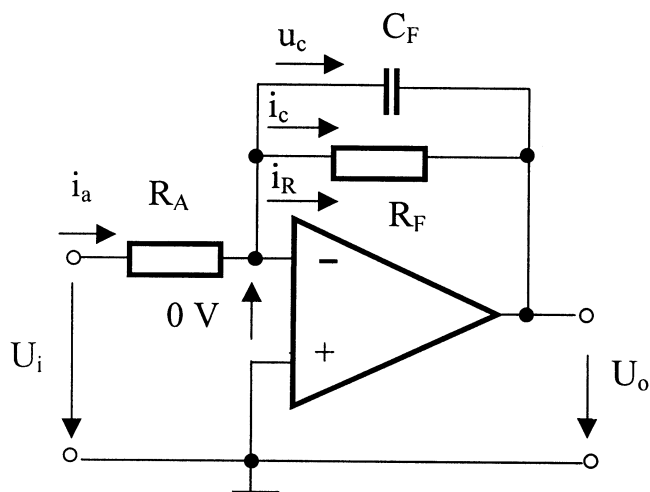
Úkol č. 6.

Zapojte operační zesilovač jako komparátor, hodnoty vstupních rezistorů volte stejné. Referenční napětí nastavte nejprve asi na 1 V. Změnou vstupního napětí v rozmezí od 0 do 2 V nastavte nulové výstupní napětí, kdy žádná z diod nebude svítit. Měření proveďte pro tři referenční napětí v rozsahu -1 až $+1$ V. Ke každé hodnotě referenčního napětí uveďte hodnotu vstupního napětí.

6. Dolní propust.

Jestliže ve vstupní nebo zpětnovazební větvi operačního zesilovače použijeme kombinaci RLC prvků, změní se jeho frekvenční charakteristika. Zesilovač zapojený podle obr. 7, tvoří dolní propust. Pro zesílení A platí vztah:

$$A = -\frac{Z_2}{Z_1} = -\frac{R_F}{R_A} \cdot \frac{1}{1 + j\omega C_F R_F} \quad (6)$$



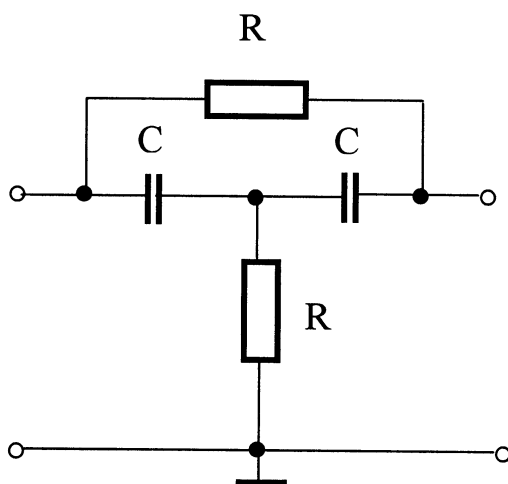
Obrázek 7: Zapojení operačního zesilovače jako dolní propust.

Úkol č. 7.

Zapojte operační zesilovač jako dolní propust a určete její frekvenční charakteristiku tj. úroveň zesílení v závislosti na frekvenci vstupního signálu, při jeho konstantní amplitudě. Amplitudu vstupního napětí volte asi 0.1 V, měřte v rozsahu frekvencí 10 Hz - 10 kHz, podobně jako v úkolu č. 2. V grafu opět vyznačte podle poklesu výstupního napětí o 3 dB (tj. na hodnotu $0.707 U_{omax}$) šířku přenášeného pásma.

7. Pásmová propust.

Nahradíme-li v předchozím zapojení zpětnovazební RC člen přemostěným T článkem podle obr. 8, získáme pásmovou propust.



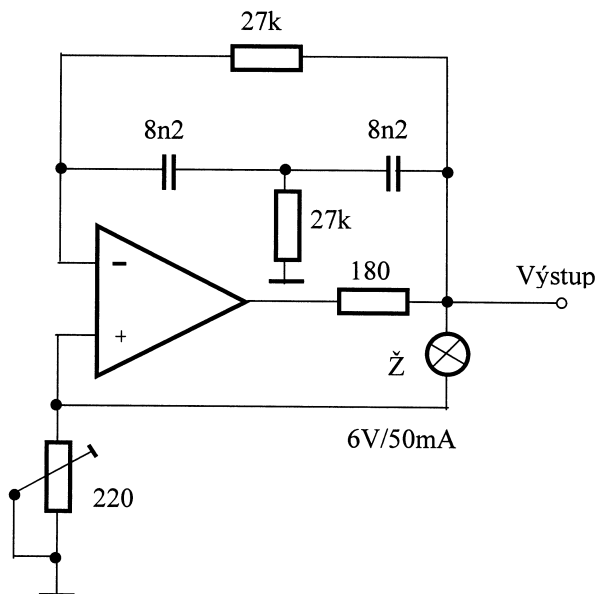
Obrázek 8: T článek.

Úkol č. 8.

Naměřte frekvenční charakteristiku pásmové propusti v oblasti frekvencí 100 až 1000 Hz. Amplitudu vstupního napětí volte okolo 0.1 V.

Úkol č. 9.

Přeměňte předchozí zapojení na oscilátor podle obr. 9.



Obrázek 9: Zapojení operačního zesilovače jako oscilátoru.

Určete pomocí osciloskopu frekvenci, na které oscilátor kmitá a tuto porovnejte s frekvencí vypočtenou podle vztahu:

$$f = \frac{1}{2\pi RC} . \quad (7)$$

8. Pomůcky pro plnění zadaných úkolů.

Panel, napájecí zdroj, 2× stejnosměrný zdroj 0 – 10 V, 3× voltmetr, nízkofrekvenční generátor 10 Hz – 1 MHz, osciloskop, případně střídavý miliampérmetr, vodiče.

Literatura:

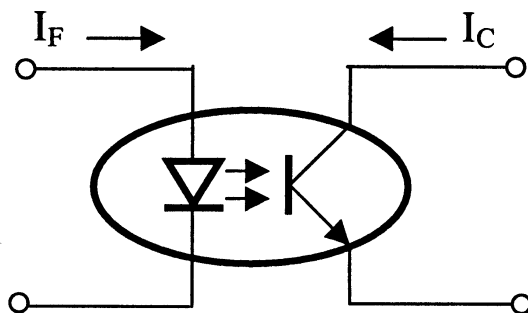
- Ondraček Z. : Elektronika pro fyziky, Skriptum Přír. fak. MU, Brno 1998
- Prokeš V. : Elektronika pro učitele fyziky, Skriptum SPN, Praha 1984
- Stránský J. : Polovodičová technika I, II. SNTL / ALFA, Praha 1973, 1975
- Rizzoni G. : Principles and applications of electrical engineering, IRWIN, Boston, MA 02116, Homewood, IL 60430

VIII. Optoelektronické prvky, optoelektronické vazební členy. Přenos signálu vysokofrekvenčním vedením

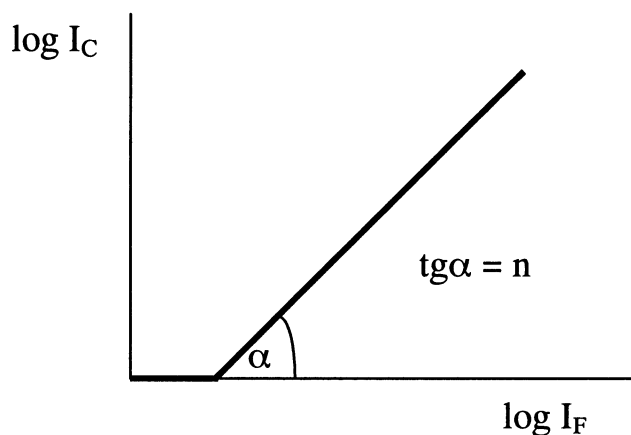
1. Jednoduchý optoelektronický člen

Optoelektronický vazební člen (OVČ) se skládá z vysílače infračerveného záření, přijímače záření a prostředí vzájemné vazby, které přenáší záření od vysílače k přijímači. Vysílačem záření bývá obvykle luminiscenční dioda, jako přijímač záření slouží nejčastěji fotodiody nebo fototranzistor.

Znázornění optoelektronického vazebního členu je na obr. 1. OVČ se používá všude tam, kde je potřeba přenést signál mezi dvěma galvanicky oddělenými obvody.



Obrázek 1: Optoelektronický vazební člen - OVČ .



Obrázek 2: Logaritmický tvar převodní charakteristiky $\log I_C = f(\log I_F)$.

Parametry OVČ jsou určeny vlastnostmi luminiscenční diody, fototranzistoru resp. fotodiody a přenosového prostředí. Důležitým parametrem je převodní charakteristika, která udává závislost výstupního proudu I_C na proudu vstupní diodou I_F .

S poměrně dobrou přesností ji můžeme aproximovat vztahem:

$$I_C = I_{C0} \cdot \left(\frac{I_F}{I_{F0}} \right)^n$$

kde I_{F0} je klidový proud luminiscenční diodou, I_{C0} je klidový proud fototranzistoru, I_C je proud tekoucí fototranzistorem při proudu I_F luminiscenční diodou, n je činitel nelinearity

vazby. Činitel n určíme nejlépe z grafu závislosti $\log I_C = fce(\log I_F)$, (obr. 2) Směrnice tečny udává velikost exponentu n .

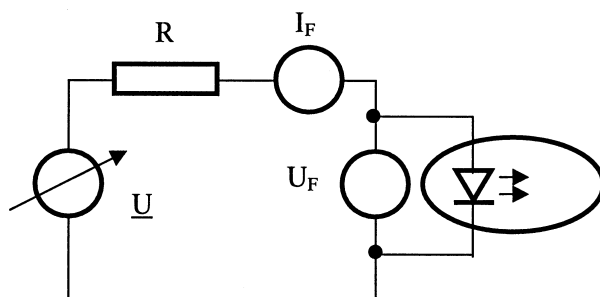
Úkol 1.

V zapojení podle obr. 3, naměřte charakteristiku $I_F = fce(U_F)$ luminiscenční diody. Z grafu určete hodnotu prahového napětí U_P . Měřte pro proudy diodou do hodnoty 30 mA.

Tabulka měřených veličin voltampérové charakteristiky fotodiody následuje.

Voltampérová charakteristika fotodiody											
U_F (V)											$U_F < 1.2$ (V)
I_F (mA)											$I_F \sim max. 30$ (mA)

Tabulka 1: Veličiny voltampérové charakteristiky. $I_F = fce(U_F)$



Obrázek 3: Obvod pro měření V - A charakteristiky luminiscenční diody OVČ.

Úkol 2.

Se stejnou pomůckou, v zapojení podle obr. 4, naměřte sítí výstupních charakteristik fototranzistoru $I_C = f(U_{Ce})$ pro 3 hodnoty proudu I_F . Z jedné naměřené závislosti hodnot proudů určete hodnotu koeficientu nelinearity vazby n . Proud I_F fotodiodou volte např. 5, 10, 20 mA, proud tranzistorem by neměl překročit hodnotu 30 mA.

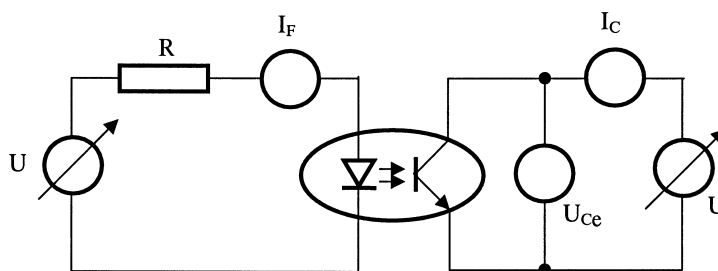
Výstupní charakteristiky fototranzistoru											
$I_F \doteq 5$ (mA)											
U_{Ce} (V)											
I_C (mA)											
$I_F \doteq 10$ (mA)											
U_{Ce} (V)											
I_C (mA)											
$I_F \doteq 20$ (mA)											
U_{Ce} (V)											
I_C (mA)											

Tabulka 2: Výstupní charakteristiky fototranzistoru. $I_C = fce(U_{Ce})$. pro $I_F = konst.$

Pro zjištění činitele nelinearity n vazby v OVČ změřte závislost kolektorového proudu I_C na proudu tekoucím luminiscenční fotodiodou I_f při konstantním kolektorovém napětí $U_{Ce} = 4.00$ V. Proud fotodiodou volte v rozmezí $1 \sim 20$ mA. Graficky vynesete závislost $\log I_C = fce(\log I_f)$. Příklad tabulky naměřených a vypočtených hodnot je uveden dále.

Činitel nelinearity vazby OVČ					
I_f (mA)					
I_C (mA)					
$\log(I_f)$					
$\log(I_C)$					

Tabulka 3: Naměřené a vypočtené hodnoty pro určení činitele nelinearity vazby OVČ.



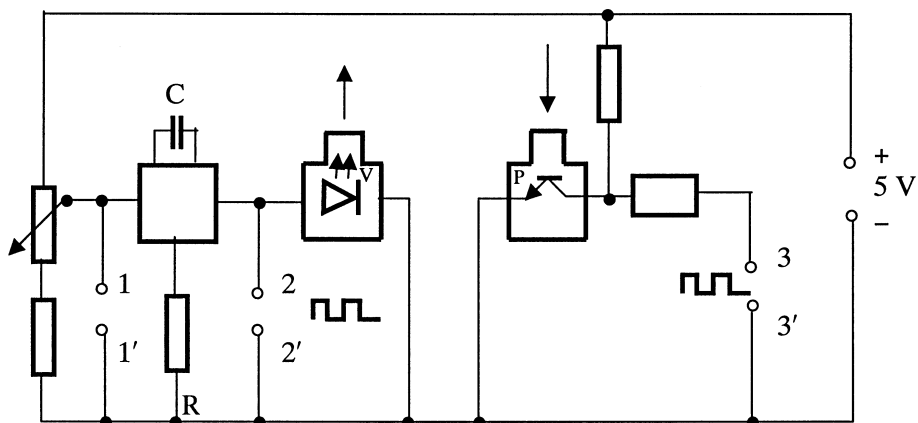
Obrázek 4: Obvod pro měření výstupních charakteristik fototranzistoru OVČ.

2. Přenos signálu optickým kabelem

Optoelektronické vazební členy se využívají k přenosu analogových i číslicových signálů. Při přenosu signálu na větší vzdálenost jsou používány optické kabely a signál je digitální. Zdrojem signálu je opět nejčastěji luminiscenční dioda, na přijímací straně opět fotodioda nebo fototranzistor. Vstupní i výstupní elektrický signál má úroveň napětí slučitelné s technikou TTL, tedy napětí logické nuly leží v rozmezí $0 - 0.8$ V, napětí logické jedničky je v rozmezí $2.0 - 5.5$ V. Napájecí napětí zařízení pracujících technikou TTL je 5 V s přesností nejčastěji 10 %. Úkoly této části měříme na panelu, jehož blokové zapojení je na obr. 5. Panel obsahuje převodník [napětí/frekvence] $\sim U/f$, obvod zdroje optického signálu, optický kabel a obvod přijímače optického signálu. Napájecí napětí panelu je 5 V. Jako převodník [napětí/frekvence] pracuje integrovaný obvod označený číslem 4046. Potenciometrem měněné napětí měříme na svorkách $1 - 1'$. Na výstupu převodníku obdržíme obdelníkové pulzy, jejichž frekvence závisí na napětí. Tyto pulzy můžeme měřit osciloskopem nebo čítačem na svorkách $2 - 2'$. Pulzy z převodníku je buzen vysílač optického signálu a optickým kabelem jsou přivedeny do přijímače. Přijaté a upravené pulzy jsou přivedeny na svorky označené $3 - 3'$.

Úkol 3.

Měření převodníku U/f a přenos signálu optickým kabelem Změřte vlastnosti převodníku U/f pro napětí v rozmezí $1 - 5$ V. Výstupní frekvenci měřte až po průchodu signálu optickým kabelem. V grafu vyznačte tu část závislosti, která se dá považovat za lineární.



Obrázek 5: Obvod pro měření převodníku [napětí/frekvence] a pro měření přenosu signálu OVČ a optickým kabelem.

Tabulka měřených hodnot převodníku napětí - frekvence následuje.

Převodník napětí - frekvence										
U (V)										
f (Hz)										

Tabulka 4: Převodník napětí - frekvence. Prahové napětí, při kterém převodník začíná generovat pulsy, je asi 1.8 V.

Pomůcky:

2 panely, 2 stejnosměrné zdroje 0–12 V, 1 stejnosměrný zdroj 5 V, 1 multimetr Metex nebo osciloskop na měření frekvence f , 1 stejnosměrný miliampérmetr do 30 mA, 1 stejnosměrný voltmetr do 12 V.

Přenos signálu vysokofrekvenčním vedením

Úvod

Přenos elektrické energie nízkých kmitočtů se děje většinou po vedení, jehož geometrické uspořádání nemá podstatný vliv na fázové posuvy mezi napětím a proudem. Jiná situace nastane, připojíme-li k vedení zdroj napětí vysokého kmitočtu. Při dostatečné délce vedení, ovlivňuje kvalitu přenášeného signálu jak délka vedení, tak průřezy vodičů, jejich vzdálenost i prostředí, které vodiče obklopuje. Při rostoucí frekvenci roste navíc množství energie vyzařované do okolního prostoru.

Problémy s přenosem signálů o vysokých frekvencích se objevují při přenosu signálů ve výpočetní technice, při laboratorních měřeních, ale i při přenosu televizního signálu

z antény do přijímače. Zde všude je třeba využít pro přenos signálů soustavy vodičů se vzájemným, pevným geometrickým uspořádáním, tedy se známými fyzikálními parametry. Z tohoto hlediska nejčastěji používaným je vedení koaxiální, které má navíc tu vynikající vlastnost, že přenášený signál není vyzařován do okolního prostoru a ani vnější rušivé zdroje nemohou tento signál znehodnotit.

V této úloze se budeme zabývat některými vlastnostmi přenosu pulsního signálu po koaxiálním vedení.

1. Teorie koaxiálního vedení

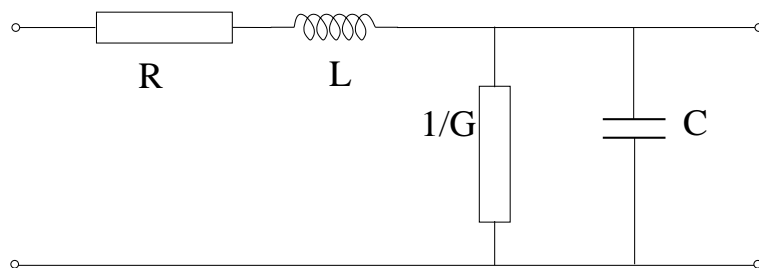
Obecně jsou vysokofrekvenční vedení charakterizována určitými fyzikálními veličinami. Údaje, které se budou týkat pouze koaxiálního vedení budou zvlášť vyznačeny.

Při sledování vlastností dvouvodičového vedení, kam koaxiální vedení patří, je vhodné vycházet z modelového, náhradního elektrického schématu vedení, jak je uvedeno na obr. 6. Při vyšších frekvencích již nevystačíme pouze s hodnotou odporu R na tomto modelu vedení, ale je třeba uvažovat i vzájemnou kapacitu vodičů C , vodivost prostředí (izolace) G mezi nimi a indukčnost L vlastních vodičů. Tyto hodnoty R, C, G a L se udávají pro jednotkovou délku.

O vysokofrekvenčním vedení uvažujeme jako o vedení s rozloženými parametry, neboť uvedené parametry R, C, G, L charakterizují celé vedení v každé jeho části.

Vysokofrekvenční vedení se používá pro přenos signálu s nejrůznějším průběhem (např. pilovým, obdelníkovým, neharmonickým, harmonickým - sinusovým, a tak podobně). Protože se pomocí Fourierovy analýzy dokazuje, že každý periodický signál se dá získat složením harmonických - sinusových signálů, provádí se teoretická analýza chování vedení pouze na harmonických signálech.

Tvar elektrického a magnetického pole v koaxiálním vedení je znázorněn na obr. 7. Signál je přenášen jak elektrickým proudem ve vodičích tak s rostoucím kmitočtem stále více i elektrickým a magnetickým polem v dielektriku vyplňujícím prostor mezi vodiči. Proto je rychlost šíření signálu dána hlavně relativní permitivitou dielektrika. S rostoucí frekvencí roste i vliv skin-efektu, tj. elektrický proud prochází pouze u povrchu vodičů a rostou tak ztráty ve vedení (vyjádřenou veličinou R). Ztráty v dielektriku popisujeme svodovým odporem, nebo jeho převrácenou hodnotou - vodivostí G .



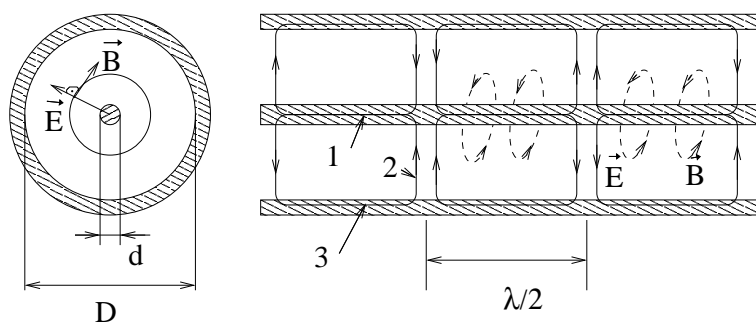
Obrázek 6: Náhradní elektrické schéma vysokofrekvenčního vedení jednotkové délky.

Po matematické analýze bychom zjistili, že pro bezztrátové ($R = G = 0$) a nemagnetické ($\mu_r = 1$) vedení se signál šíří rychlostí:

$$v \cong \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (1)$$

kde c je rychlost světla a ϵ_r je relativní permitivita použitého dielektrika.

(Pro prostředí $\epsilon_r \neq 1$ a $\mu_r \neq 1$ platí $v^2 = c^2/\epsilon_r\mu_r$. V koaxiálním vedení, kde je dosti



Obrázek 7: Řez koaxiálním vedením a schématické znázornění elektrického a magnetického pole. 1 - elektrický proud ve vnitřním vodiči, 2 - směr posuvného proudu v dielektriku, 3 - elektrický proud ve vnějším vodiči, \vec{E} , \vec{B} - intenzita elektrického pole a indukce magnetického pole

přesně $\mu_r = 1$, kovové vodiče ovlivňují rovněž rychlost šíření vln. Vztah (1) platí tedy jen přibližně.)

Délka vlny λ je pak dána rovnicí:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (2)$$

kde λ_0 je délka vlny ve vakuu.

Poměr

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

se nazývá činitel zkrácení.

Rychlost šíření vlnění po vedení se určuje rovněž pomocí indukčnosti a kapacity délkové jednotky vedení:

$$v^2 = \frac{1}{LC} \quad (3)$$

Každé vedení je dále popisováno veličinou nazývanou charakteristická impedance Z_0 , která není závislá na délce vedení a udává v každém místě vedení poměr amplitudy napětí a amplitudy proudu vlny šířící se po vedení. Obecně je charakteristická impedance zavedena jako komplexní výraz:

$$\vec{Z}_0 = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (4)$$

Pro kratší úseky vedení, kdy lze zanedbat ztráty, tj. lze předpokládat $R \ll \omega L$, $G \ll \omega C$, vychází pro charakteristickou impedanci vztah:

$$Z_0 \cong \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (5)$$

Uvedená rovnice (5), ukazuje, že charakteristická impedance je dána hlavně indukčností a kapacitou vedení, tj. závisí výrazně na rozměrech vodičů, jejich vzdálenosti a na prostředí, které vodiče obklopuje. Vypočteme-li teoreticky indukčnost L a kapacitu C koaxiálního vedení z jeho geometrických rozměrů (obr. 7), dostaneme po zanedbání ztrát:

$$Z_0 \cong \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \ln \frac{D}{d} \quad (6)$$

kde D a d jsou rozměry podle obr. 7. Z_0 má tedy při zanedbání ztrát charakter reaktance.

Koaxiální vedení bývají konstruována s charakteristickou impedancí 75Ω , dvou vodičové vedení vyráběné pro přenos televizního signálu (tzv. televizní dvoulinka) má 300Ω .

Význam charakteristické impedance vyplývá ze způsobu šíření signálu mezi zdrojem signálu a jeho příjemcem - spotřebičem. Obecně se po vedení nešíří pouze jeden signál - směrem od zdroje, ale i signál odražený od konce vedení (od spotřebiče) a směřující zpět ke zdroji. Pouze v tom případě, že vedení je na konci "zatíženo" obecnou impedancí Z která je rovna v absolutní hodnotě charakteristické impedanci Z_0 , předává se celý výkon zdroje, přenášený signálem, do zatěžovací impedance spotřebiče.

Na vedení, které je na konci zatíženo (zakončeno) zkratem (zkratovací impedancí - odporem $R_z = 0$), se signál odráží s opačnou fází a stejně velkou amplitudou.

Na vedení, které je nakonci rozpojeno, které je tedy zatíženo (zakončeno) nekonečně velkou impedancí, se odráží signál s amplitudou stejné polaroty (obr. 9).

Při přenosu vysokofrekvenčních signálů po vedení nezanedbatelných délek je tedy nutné dbát na tzv. impedanční přizpůsobení zdroje signálu, vedení a příjemce signálu - spotřebiče. V případě nepřizpůsobení (tj. neplatí-li rovnice: *výstupní impedance zdroje* = Z_0 = *vstupní impedance spotřebiče*), vznikají na vedení odražené signály, které přenos signálu (informace, výkonu atd.) znehodnocují.

2. Úkoly:

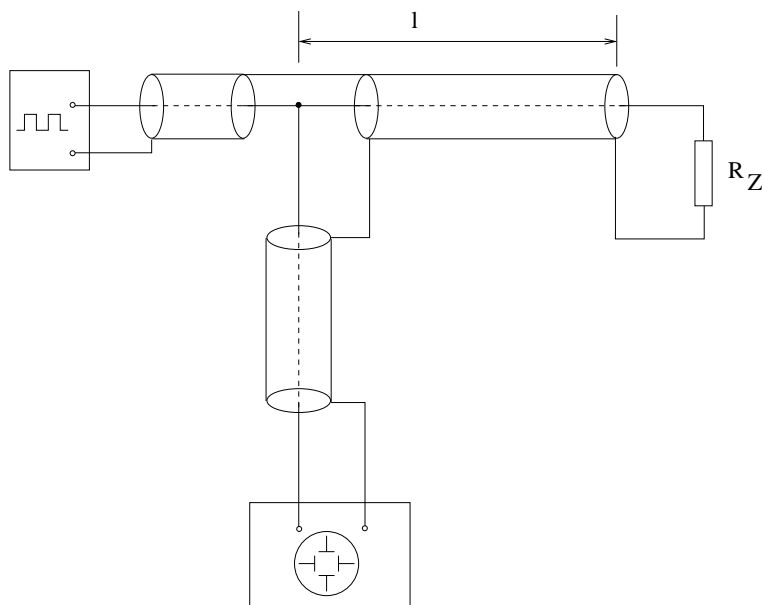
1. Experimentálně - změnou zatěžovací impedance R_z - určete charakteristickou impedanci koaxiálního vedení. Nakreslete tvar pulzů na vstupu vedení pro různé R_z , zejména pro: $R_z = Z_0$, $R_z = 0$, a $R_z = \infty$.
2. Pro $R_z = 0$ a $R_z = \infty$ určete dobu t_0 , za kterou překoná pulz vzdálenost rovnou délce vedení. Vypočítejte rychlost šíření signálu (pomocí t_0), permitivitu dielektrika ϵ_r a činitel zkrácení délky vlny $1/\sqrt{\epsilon_r}$. Velikost relativní permitivity porovnejte s hodnotami uvedenými ve fyzikálních tabulkách. Pomocí vztahu (3) a (5) určete indukčnost L a kapacitu C vedení jednotkové délky (zpravidla 1 m).
3. Měřičem (můstkem) LC určete indukčnost a kapacitu koaxiálního vedení a zpětně pomocí vztahů (3) a (5) vypočítejte rychlost v a charakteristickou impedanci Z_0 a porovnejte s výsledky získanými podle předcházejících úkolů 1 a 2.
4. Proměřením geometrických rozměrů vedení a použitím tabulkové hodnoty ϵ_r určete teoretickou hodnotu Z_0 podle výrazu (6) porovnejte s ostatními výsledky.

3. Popis aparatury

Schématické zapojení pro měření na koaxiálním vedení je na obr. 8. Ke generátoru obdelníkových pulzů různých délek je připojeno koaxiální vedení délky $l = 37$ m. Na jeho vstupu je paralelně připojen osciloskop, kterým budeme sledovat procházející a odražené pulzy. Na konci vedení připojujeme zatěžovací impedance R_z různých hodnot. Popis ovládání generátorů a osciloskopu je připojen k přístrojům.

4. Postup měření

1. Nejprve je nutné seznámit se s obsluhou generátoru pulzů a osciloskopu, návod k obsluze je připojen u přístrojů. Na generátoru nastavíme periodu asi $3 \mu s$, délku pulzu $1 \mu s$ a úroveň výstupního napětí asi 1.5 V. Generátor připojíme k osciloskopu podle



Obrázek 8: Schéma zapojení pro měření na koaxiálním vedení.

obr. 8, *nejdříve bez připojeného koaxiálního vedení*. Na obrazovce osciloskopu sledujeme pulzy generované (buzené - produkované), generátorem pulzů. Pak *připojíme koaxiální vedení délky l* a sledujeme tvar pulzů. Zakreslíme tvar pro $R_z = 0$, $R_z = \infty$.

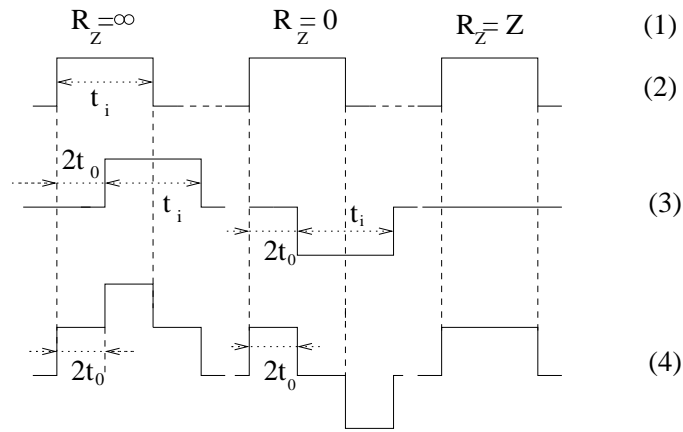
Připojíme proměnný odpor a sledujeme tvar pulzů při spojitě změně R_z od nuly do maximální možné hodnoty. Zjistíme optimální přizpůsobení vedení a zátěže R_z . Na obrazovce osciloskopu sledujeme jednak pulzy jdoucí přímo z generátoru a jednak pulzy odražené od zátěže na konci vedení. Obraz na stínítku osciloskopu vniká složením obou pulzů viz obr. 9. Díky velké rychlosti šíření vlnění po vedení a relativně krátké délce l koaxiálního vedení se přímý pulz překrývá s pulzem odraženým. Doba $2t$ na obr. 9 je doba nutná k tomu aby pulz překonal vzdálenost $2l$, kde l je délka koaxiálního vedení.

Optimální přizpůsobení proměnnou zátěží R_z nastane pro nulový odraz, tj. pozorovaný tvar výsledného pulzu je shodný s tvarem vstupním (obr. 9, $R_z = Z_0$).

2. Pro délku pulzu $1 \mu\text{s}$ a $10 \mu\text{s}$ určíme dobu $2t_0$ a pak t_0 . Tuto dobu odečítáme pro obě délky pulzů pětkrát, a to vždy pro $R_z = 0$ a $R_z = \infty$. (tj. celkem 4 x 5 měření). Podrobný postup pro odečítání hodnot $2t_0$ bude uveden u osciloskopu.
3. Návod k obsluze měřiče LC (LC mostu) je přiložen k přístroji. Indukčnost vedení L je třeba měřit jako indukčnost vodiče tj. při zkratovaném vedení kdy $R_z = 0$. Kapacitu vedení C měříme při otevřeném vedení, kdy $R_z = \infty$ jako kapacitu válcového kondenzátoru. Mostem LC zjistíme indukčnost a kapacitu celého vedení délky l . Veličiny je nutné přepočítat na délkovou jednotku (1 m).
4. Příčné rozměry vedení (d, D podle obr. 7) zjistíme posuvným měřítkem. Dielektrikem je polyetylén.

Literatura:

- Stránský J. : Vysokofrekvenční elektronika I, II. ČSAV, Praha (1959).
 Prokeš V. : Elektronika pro učitele fyziky, Skriptum SPN, Praha 1984



Obrázek 9: **Sčítání přímých a odražených pulzů pro různé zatěžovací impedance.** t_i - délka generovaného pulzu, t_0 - doba nutná k proběhnutí vzdálenosti l . (1) Typ zatěžovací impedance, (2) přímé pulzy - dodává generátor, (3) pulzy odražené od konce koaxiálního vedení, (4) složení přímých a odražených pulzů na vstupu vedení.

Ondráček Z. : Elektronika pro fyziky, Skriptum Přír. fak. MU, Brno 1998

IX. Určení energie beta záření a koeficientu absorpce záření gama

Dozimetrie a ochrana před zářením

Již brzy po objevu radioaktivity se ukázalo, že radioaktivní záření může vést k poškození lidského organismu. Záření, které prochází tkání, působí destruktivně na jednotlivé molekuly, rozbíjí vazby mezi atomy v molekulách, ionizuje atomy a molekuly. Kromě toho může vlivem záření docházet k jaderným reakcím a k přeměně jednotlivých atomů na druhé. Navíc absorpce záření tkání vede ke zvýšení teploty tkáně. Všechny tyto děje způsobují destrukci buněk v ozařované tkáni. Proto byla již roku 1928 založena Mezinárodní komise pro ochranu před zářením (ICRP), která vypracovala během své existence řadu doporučení pro práci se zářením a radionuklidy. Z těchto doporučení vychází většina předpisů a norem platných pro práci se zářením v jednotlivých státech. U nás je to norma ČSN 341730. Lidský organismus může přijít do styku se zářením dvojím způsobem, buď vnějším ozářením nebo vnitřním ozářením. O vnějším ozářením mluvíme tehdy, když je organismus ozařován zdroji záření z našeho okolí. K vnitřnímu ozáření dochází tehdy, když se radioaktivní látky dostanou do organismu dýcháním, s potravou nebo povrchovými poraněními.

Veličiny, jednotky a některé pojmy z oblasti radioaktivity

Aktivita

Aktivita je veličina, která udává rychlost radioaktivní přeměny, označuje se zpravidla písmenem A a je definována jako podíl :
(jednotka středního počtu samovolných radioaktivních přeměn) / (jednotka času)

$$A = -dN/dt \quad (1)$$

Jednotkou je 1 becquerel (Bq) což je 1 (jedna) přeměna za sekundu.

Platí rovněž rovnice:

$$A = \lambda N \quad (2)$$

kde λ je přeměnová konstanta (s^{-1}) a N je počet radioaktivních atomů,

Pro λ platí:

$$\lambda = \ln 2 / T_{1/2} \quad (3)$$

a kde $T_{1/2}$ je poločas přeměny (rozpadu).

Odvozenou veličinou k aktivitě A je měrná aktivita A_m , ta je udávána zpravidla k hmotnostním jednotkám (kBq / kg), (kBq / kmol), objemovým jednotkám (kBq / m³) nebo plošným jednotkám (kBq / m²).

Energie fotonu γ a částic α a β

. V jaderné fyzice a chemii se energie nejčastěji vyjadřuje v (eV). Platí : $1 \text{ (eV)} = [1.602 \cdot 10^{-19} \text{ (C)} \times 1 \text{ (V)}] = 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ (J)}$.

Dávka záření D

Dávka záření D je definována jako podíl:

(jednotka energie předaná ionizujícím zářením látce / jednotka hmotnosti této látky)

$$D = dE/dm \quad (4)$$

Jednotkou je 1 gray = 1 (Gy) \sim (J kg⁻¹).

Druh záření	w_R
Fotonové záření (γ , rtg,) a elektrony (částice β)	1
neutrony ($E < 10$ keV), pomalé neutrony	5
protony a částice s $q = 1e$	10
neutrony ($E = 100$ keV - 2 MeV)	20
α - částice a částice s $q > 1e$	20

Tabulka 1: Druh záření a jeho radiační váhový faktor w_R

Dávkový příkon

Dávkový příkon je definován výrazem :

$$dD/dt \quad (5)$$

Jednotkou je (Gy s^{-1}) \sim ($\text{J kg}^{-1} \text{s}^{-1}$) \sim (W kg^{-1}).

Lineární přenos energie L

Lineární přenos energie L je definována jako podíl:

(jednotka energie předané ionizující částicí při průchodu látkou po krátké dráze) /
(jednotka délky této dráhy)

$$L = dE/dx \quad (6)$$

Rozměr veličiny je L (J m^{-1}), častěji (z praktického hlediska) ($\text{keV } \mu\text{m}^{-1}$).

Jakostní činitel (faktor) Q

Jakostní činitel Q vyjadřuje biologické riziko záření s daným lineárním přenosem energie a ionizační účinností záření. Různé druhy záření (γ , rtg - malý ionizační průřez) předají celkovou energii E stejnou, ale ionizují s různou účinností.

Veličina Q se určuje z lineárního přenosu energie podle empirických (pozorováním určených) vztahů. Např. pro $L < 10$ keV μm^{-1} je $Q = 1$, pro $L > 100$ keV μm^{-1} je $Q = 300$ ($L^{-0.5}$).

Dávkový ekvivalent H

Dávkový ekvivalent H vyjadřuje rozdílnou biologickou účinnost záření s různými hodnotami Q a je definován jako součin :

(absorbovaná dávka v uvažovaném bodě tkáně D krát jakostní činitel Q)

$$H = D Q \quad (7)$$

Jednotkou je 1 sievert (Sv), rozměr (Sv) je: (J kg^{-1})

Radiační váhový faktor w_R

Radiační váhový faktor w_R je v praxi častěji užívaná veličina než jakostní činitel Q a vyjadřuje relativní biologické riziko určitého druhu ionizujícího záření k riziku elektromagnetického záření (γ , a rtg).

Jedná se o bezrozměrné číslo s hodnotami uvedenými v následující tabulce:

Ekvivalentní dávka H_T

Ekvivalentní dávka - je definovaná (určována) pro určitou tkáň a týká se většinou vnitřního ozáření protože radioaktivní záření má specifickou účinnost na vnitřních orgánech . Obecně je definována jako součin:

(radiační váhový faktor) · (střední absorbovaná dávka v orgánu či tkáni)

$$H_T = w_R D \quad (8)$$

Jednotkou ekvivalentní dávky je 1 sievert (Sv) s rozměrem ($J \text{ kg}^{-1}$)

Tkáňový váhový faktor w_T

Tkáňový váhový faktor - vyjadřuje relativní zdravotní újmu spojenou se stochastickými účinky záření ve tkáni nebo orgánu. Celková suma tkáňových váhových faktorů je roven jedné. $\sum w_T = 1$.

gonády 0.2
plíce 0.12
kostní dřeň 0.12

Efektivní dávka E

Efektivní dávka je součet součinů ekvivalentních dávek H_T a tkáňových váhových faktorů w_T pro všechny ozářené tkáňe a orgány:

$$E = \sum_T H_T \cdot w_T \quad (9)$$

Kolektivní efektivní dávka a kolektivní ekvivalentní dávka

Kolektivní efektivní popř. kolektivní ekvivalentní dávka je součet efektivních popř. kolektivních dávek všech jednotlivců (i) v určité skupině :

$$\sum_{i=1}^n E_i, \quad \sum_{i=1}^n H_{T_i} \quad (10)$$

Přírodní ozáření

Přírodní ozáření je ozáření z přírodních radionuklidů.

Vnitřní ozáření

Vnitřní ozáření je ozáření osoby z radionuklidů vyskytujících se v těle této osoby, zpravidla jako důsledek příjmu radionuklidu vdechnutím nebo požitím.

Zevní ozáření

Zevní ozáření je ozáření osoby ze zdrojů ionizujícího záření, které se nacházejí mimo tuto osobu.

Pracovník kategorie A

Pracovník kategorie A je pracovník se zdroji ionizujícího záření, starší 18 let, který přichází do styku se zdroji záření vědomě a dobrovolně a po prokazatelném poučení o míře možného ozáření při práci a o rizicích s tím spojených.

Osobní dávky jsou u něho systematicky měřeny, hodnoceny a evidovány a oznamovány do státního systému evidence ozáření pracovníků se zdroji záření, a který se kromě toho v posledních 24 měsících podrobil preventivní lékařské prohlídce v rozsahu odpovídajícím posuzování zdravotní způsobilosti na rizikových pracovištích a závěr této prohlídky není v rozporu s prací se zdroji ionizujícího záření.

Pracovník kategorie B

Pracovník kategorie B je pracovník viz pracovník kategorie A - proložený text.

Bezpečnost práce se zářením

Každý člověk přichází trvale do styku se zářením. Z přírodních zdrojů (přírozená radioaktivita, kosmické záření) a s zářením, vyvolaným lidskou činností. V tabulce jsou uvedeny hlavní složky dávkového ekvivalentu připadající v průměru na jednu osobu za rok.

Zdroj záření	H (10^{-8} Sv)
přírodní pozadí	~ 100
lékařské aplikace	~ 50
radioaktivní spad ze zkoušek jaderných zbraní	5
jaderná energetika při produkci 1 kWh na člověka	3
ostatní lidská činnost	2
Celkem	160

Tabulka 2: Hlavní složky dávkového ekvivalentu připadající v průměru na jednu osobu za rok

Skutečný podíl přírodního pozadí i lékařských aplikací se může v různých oblastech lišit až o řád. Současné bezpečnostní předpisy vycházejí ze stanovených maximálních celotělových dávek, které může jednotlivec nebo skupina obyvatel dostat. Stanovení limitních dávek je velmi obtížné. Doporučení ICRP - 26 vychází z rizikového hodnocení účinku záření, přičemž limity jsou stanoveny tak, aby riziko radiačního poškození nepřekročilo rizika z ostatní lidské činnosti. Při hodnocení rizika se zpravidla rozlišuje riziko pro celou populaci (riziko úmrtí z lidské činnosti je přibližně 10^{-5}) a profesionální riziko z určité činnosti, které se považuje za únosné, nepřesahuje-li více jak o řád riziko pro celou populaci (tj. pro úmrtí je $\sim 10^{-4}$). Z těchto hodnot a z celkového radiačního rizika 10^{-2} Sv $^{-1}$ vyplývá, že radiační riziko bude únosné, bude-li průměrný dávkový ekvivalent na obyvatele 1 mSv/rok a při profesionální činnosti 10 mSv/rok. Této hladině rizika odpovídají limity 5 mSv/rok a 50 mSv/rok zakotvené ve většině státních norem včetně české.

1. Měření energie částic beta

Záření beta, které vzniká při rozpadu jader, má na rozdíl od záření alfa a gama spojité spektrum energií. Rozpad beta probíhá podle rovnice



nebo



kde Z je náboj jádra, A hmotnostní číslo, e^- (e^+) elektron (pozitron), ν ($\tilde{\nu}$) neutrino (antineutrino). Skutečnost, že při rozpadu beta vzniká současně s elektronem i antineutrino, vysvětluje spojité charakter energiových spekter beta částic (elektronů). Energie, uvolněná při rozpadu, se totiž náhodně rozdělí mezi elektron a antineutrino. Horní hranice spektra pak odpovídá tomu případu, kdy elektron získá celou uvolněnou energii.

Pro absorpci beta záření v látce o tloušťce d platí vztah

$$I = I_0 \exp(-\mu d), \quad (13)$$

kde I je hustota proudu částic, I_0 je počáteční hustota proudu částic a μ je lineární součinitel zeslabení (koeficient absorpce). Protože spektrum záření beta je spojité a hodnota lineárního součinitele zeslabení závisí jak na maximální energii, tak na rozložení spektra, nelze v tomto případě postupovat stejně jako u záření gama. Je však možné pro určení maximální energie E_m spektra energií záření beta použít tzv. metodu koncového bodu. V této metodě hledáme takovou tloušťku absorbátoru d_m , pro kterou budou právě všechny částice beta pohlceny, tj. $I = 0$. energii E_m je pak možno určit z grafu závislosti mezi hodnotou úplně absorbující tloušťky d_m a energií E_m . Energie E_m se často určuje i pomocí závislosti hodnoty polotloušťky na energii E_m . Polotlouškou rozumíme takovou tloušťku materiálu, která zeslabí intenzitu záření na polovinu.

2. Úkol

Měřením absorpce beta záření v hliníku určete maximální energii beta záření. Srovnajte výsledky získané různými metodami zpracování.

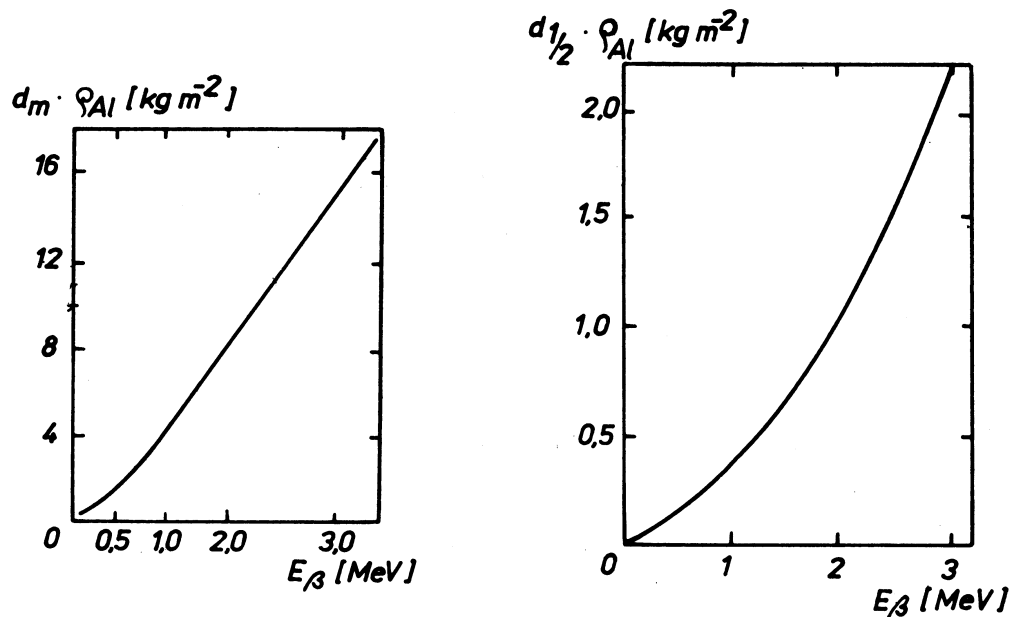
3. Postup měření

Mezi detektor a zářič vkládáme postupně hliníkové folie tloušťky 0.05 mm a zaznamenáváme počty pulsů. Jakmile počet pulsů klesne pod polovinu původního počtu, vkládáme hliníkové plechy stále větší a větší tloušťky, neboť počet pulsů klesá s tloušťkou exponenciálně a měření by se neúměrně protáhlo. Absorpční hliníkové plechy vkládáme tak dlouho, až počet pulsů klesne na úroveň pozadí. Pozadí měříme před a po měření závislosti $N = N(d)$.

Závislost počtu pulsů N na tloušťce d absorbujícího hliníku vyneseme do grafu $\ln N = f(d)$. Rovnoběžně s osou x vedeme přímkou $y = \ln N_p$, kde N_p je úroveň pozadí. Průsečík obou přímek udává hodnotu tloušťky d_m úplně absorbující vrstvy. Po vynásobení hustotou hliníku zjistíme z grafu na obr. 1 maximální energii E_m záření beta. Závislost počtu pulsů N na tloušťce d absorbujícího hliníku vyneseme ještě jednou do grafu $N = f(d)$. Z grafu určíme pro $N/N_0 = 1/2$ hodnotu $d_{1/2}$ polotloušťky hliníku. Z grafu na obr. 1 určíme opět maximální hodnotu energie záření beta. Polotloušťku $d_{1/2}$ určíme dále tak, že pro hodnoty

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{2^2}, \frac{1}{2^3} \dots \quad (14)$$

odečteme postupně tloušťky absorbátoru rovné $2d_{1/2}$, $3d_{1/2}$, \dots . Tyto hodnoty opět využijeme pro určení energie a opět porovnáme s hodnotami již určenými.



Obrázek 1: Závislost tloušťky d_m úplně absorbující vrstvy a polotloušťky $d_{1/2}$ hliníku na energii záření beta.

4. Určení energie záření gama

Záření gama je emitováno při přechodech atomového jádra mezi různými energiovými hladinami jádra. Energie záření gama je tedy čárové a jeho energie bývá v rozsahu 0.05 - 3 MeV. Záření gama je velmi pronikavé. Při průchodu záření gama hmotou dochází vlivem různých jevů k absorpci záření. Je-li I_0 hustota proudu částic gama, pak po průchodu látkou o tloušťce d dojde ke zeslabení

$$I = I_0 \exp(-\mu d) , \quad (15)$$

kde μ je lineární součinitel zeslabení. Tento součinitel závisí na složení absorbujícího materiálu i na druhu absorbovaného záření. U gama záření lze pro μ psát

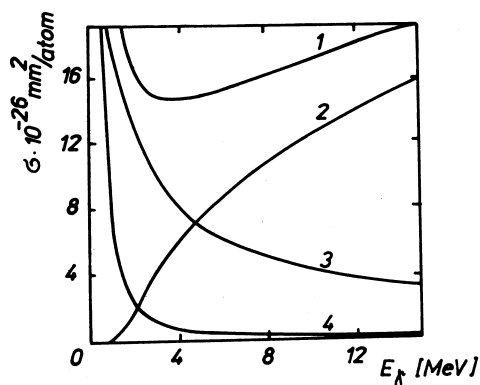
$$\mu = \mu_f + \mu_C + \mu_p , \quad (16)$$

kde μ_f je lineární součinitel zeslabení pro fotoefekt, μ_C pro Comptonův jev a μ_p pro tvorbu elektron – pozitronových párů. Na obr. 2 vynesena závislost jednotlivých účinných průřezů pro průchod gama záření olovem.

Pro spektroskopii gama záření použijeme scintilační detektor. Jestliže gama foton ztratí celou svoji energii v krystalu scintilátoru, pak velikost výsledného napěťového pulsu na výstupu fotonásobiče je úměrná energii absorbovaného gama fotonu. Na obrazovce počítače jsou pak vynášeny četnosti velikostí jednotlivých pulsů – energiové spektrum gama fotonů.

5. Hmotnostní součinitel zeslabení a energie záření gama

Lineární součinitel zeslabení μ je funkcí energie záření γ . Známe-li hodnotu lineárního součinitele zeslabení pro danou absorbující látku můžeme přibližně určit hodnotu energie



Obrázek 2: Účinný průřez gama záření při průchodu olovem. 1 - celkový účinný průřez, 2 - účinný průřez pro tvorbu párů, 3 - účinný průřez pro Comptonův jev, 4 - účinný průřez pro fotoefekt.

záření γ . Pro tento účel je definován tzv. hmotnostní součinitel zeslabení μ_m pro nějž platí $\mu_m = \mu/\rho$, kde μ je lineární součinitel zeslabení absorbující látky a ρ je hustota absorbující látky. V Tab.1 jsou uvedeny tabulkové hmotnostní součinitele zeslabení, pro nejčastěji užívané stínící materiály, v závislosti na energii γ záření.

Hustota hliníku: $\rho_{Al} = 2700 \text{ kg m}^{-3}$, hustota olova: $\rho_{Pb} = 11340 \text{ kg m}^{-3}$, hustota vzduchu: $\rho_{vzd.} \doteq 1.293 \text{ kg m}^{-3}$, hustota plexiskla: $\rho_{plx} = 1180 \text{ kg m}^{-3}$.

Tabelovaná energie fotopíku radionuklidu ^{137}Cs je 0.6617 MeV a tabelované energie dvou fotopíků radionuklidu ^{60}Co jsou 1.1725 MeV a 1.3325 MeV.

Hmotnostní součinitel zeslabení μ_m ($\text{m}^2 \text{ kg}^{-1}$)			
energie γ (MeV)	$10^3 \cdot \mu_m$		
	Al	Pb	vzduch
0.1	16.9	546	15.5
0.2	12.2	94.2	12.3
0.4	9.27	22.0	9.53
0.6	7.79	11.9	8.04
0.8	6.83	8.66	7.06
1.0	6.14	7.03	6.35
1.5	5.00	5.50	5.15
2.0	4.31	4.63	4.45
3.0	3.60	4.10	3.60
4.0	3.10	4.21	3.07

Tabulka 3: Hmotnostní součinitele zeslabení μ_m pro Al, Pb a vzduch pro energie záření γ .

Úkoly praktika

1. Pomocí zařízení Cassy naměřte energiové spektrum radionuklidu ^{137}Cs . Pomocí známé, tabelované hodnoty energie záření γ pro fotopík tohoto radionuklidu ocechujte energiovou osu měřícího zařízení.

2. Naměřte energiové spektrum radionuklidu ^{60}Co a určete energie záření γ pro fotopíky tohoto radionuklidu a porovnejte je s tabelovanými hodnotami.
3. Určete lineární součinitele zeslabení μ záření γ pro hliník, olovo a plexisklo aplikací rovnice (10) pro jednotlivé fotopíky radionuklidů ^{137}Cs a ^{60}Co .
4. Vyneste graficky hodnoty uvedené v Tab. 1 pro hliník a olovo ve funkční závislosti $\mu_m = f(\epsilon)$ (energie záření γ) a porovnejte je s vámi naměřenými hodnotami hmotnostního součinitele zeslabení μ_m pro energie fotopíků radionuklidů ^{137}Cs a ^{60}Co .
5. Změřte dávkový příkon pozadí a dávkový příkon od uvedených radionuklidů ve vzdálenosti 10 cm a 50 cm. Posuďte nebezpečnost těchto záříčů.

Postup měření

Mezi radionuklid (záříč) v a scintilační detektor CASSY vkládejte postupně plechy (desky) z olova a hliníku a desky z plexiskla. Změřte energiové spektrum a pomocí programu zjistěte plochu (počet pulzů γ záření) jednotlivých fotopíků.

Plech (desky) vkládejte tak, aby bylo využito všech přiložených materiálů prvků a bylo naměřeno 5 - 10 hodnot intenzit. Tloušťku desek změřte jednotlivě posuvným měřítkem.

Doporučená doba jednotlivého měření je 60 - 120 s. Vyneste závislost dle vztahu (10) a vypočítejte lineární a hmotnostní součinitel zeslabení pro proměřované materiály.

Literatura:

- T. Chudoba a kol. : Fyzikální praktikum III. , Skripta Přír. fak. UJEP v Brně (MU v Brně), SPN Praha 1986.
- J. Hála: Cvičení z jaderné chemie, Skripta Přír. fak. MU v Brně 1997.
- J. Hála: Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie. Nakl. Konvoj, Brno 1998

X. Wilsonova komora, určení energie alfa částic z jejich lineárního doletu

1. Měření energie alfa částic ze středního lineárního dosahu

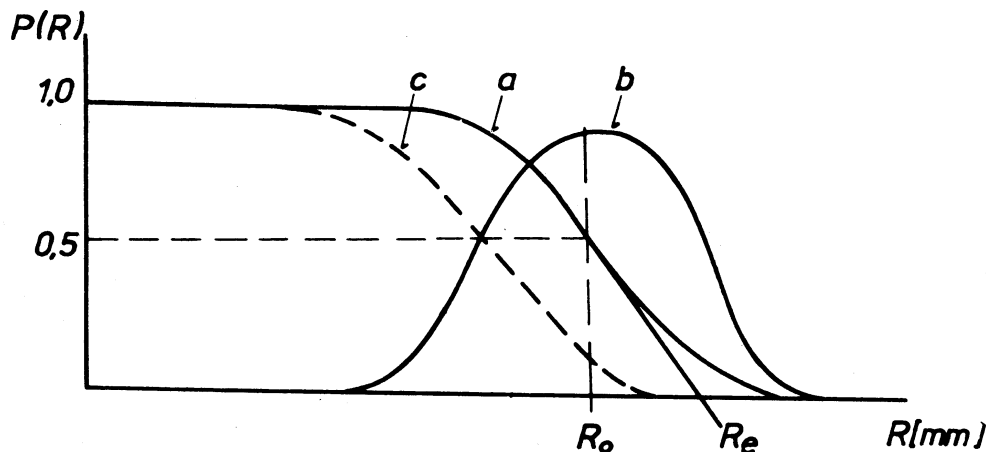
Nabitá částice ztrácí svou energii při průletu prostředím převážně nep pružnými srážkami. Matematická závislost poklesu energie na délce trajektorie částice je velmi složitá funkce, která závisí na hmotnosti částice a na její energii. Délka dráhy, na níž částice ztratí veškerou svou energii, se nazývá lineární dosah R . Protože ztráty energie částice při jednotlivých interakcích nejsou stejné, jsou i lineární dosahy jednotlivých částic monoenergetického svazku rozdílné. Zavádíme proto buď střední lineární dosah R_0 nebo extrapolovaný lineární dosah R_e . Změříme-li lineární dosahy jednotlivých částic, můžeme vynést závislost počtu částic, jejichž lineární dosah leží v intervalu $(R+dR)$, jako funkci lineárního dosahu R . Dostaneme tak Gaussovu křivku, která má maximum pro $R = R_0$

$$p(R) = \frac{h}{\sqrt{\pi}} \exp(-h^2(R - R_0)^2), \quad (1)$$

kde $p(R)$ je relativní počet částic s dosahem R a h udává rozptyl hodnot kolem bodu R_0 . Měříme-li ovšem počet částic, jejichž lineární dosah je větší než předem stanovená hodnota R , pak pravděpodobnost, že částice bude mít dosah větší než R je dána výrazem

$$P(R) = \int_R^{\infty} p(R)dR = \frac{1}{2}(1 - \Phi(h(R - R_0))), \quad (2)$$

kde Φ je funkce chyb. Křivka $P(R)$ má pro $R = R_0$ inflexní bod. Vedeme-li tečnu v inflexním bodě, udává průsečík tečny s osou x souřadnici extrapolovaného lineárního dosahu R_e . Obě křivky jsou znázorněny na obr. 1. Vynesení závislosti $P(R)$ lze tedy určit střední lineární

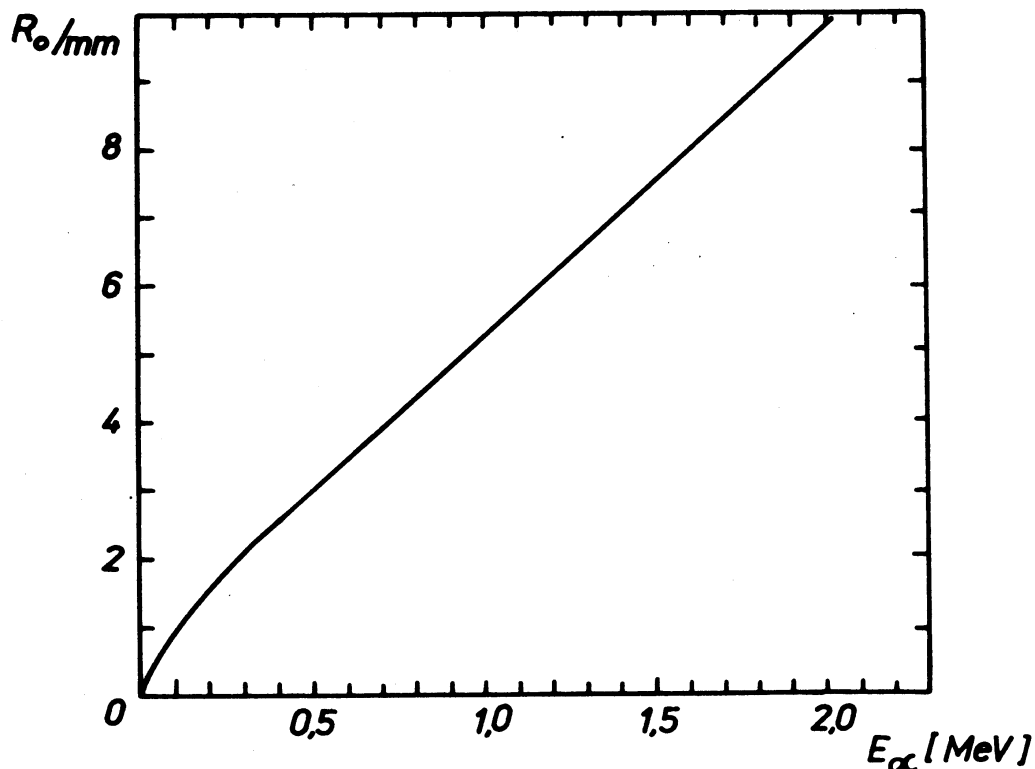


Obrázek 1: a - funkce $P(R)$, b - funkce $p(R)$, c - funkce $P(R)$ pro zdroj konečné tloušťky. R_0 - střední lineární dosah, R_e - extrapolovaný dosah.

dosah R_0 a ze známé závislosti mezi R_0 a energií částic lze určit původní energii částic, viz. obr. 2.

2. Popis aparatury

Při měření záření alfa budeme zjišťovat počet N částic alfa, které mají lineární dosah ve vzduchu rovný nebo větší než předem daná hodnota R . Budeme tedy proměřovat závislost

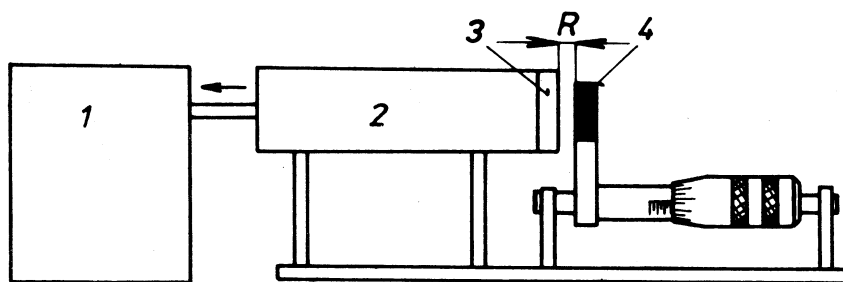


Obrázek 2: Závislost středního lineárního dosahu alfa částic na jejich energii.

$N(R)$. Počet částic N se měří scintilačním počítačem, jehož schéma je na obr. 3. Alfa zářič je umístěn v držáku na pohyblivém mikrometrickém šroubu, jehož otáčením můžeme měnit vzdálenost R mezi zářičem a scintilátorem. Scintilátorem bývá krystal sirníku zinečnatého aktivovaný mědí nebo stříbrem, případně krystal jodidu sodného aktivovaný taliem. Aktivátor vytvoří v zakázaném pásu energií daného krystalu místní energetické hladiny, tzv. luminiscenční centra. Vnikne-li do krystalu dostatečně energetická částice alfa, může některý elektron z valenčního pásu absorbovat její energii a přeskočit do prázdného vodivostního pásu. Při zpětném přechodu z tohoto vzbuzeného stavu je elektron zachycen luminiscenčním centrem a vyzáří při tomto přechodu foton viditelného světla. Tyto fotony dopadají na fotokatodu fotonásobiče a v jeho anodovém obvodu vytvoří napěťový puls, který se registruje. Vhodné napětí pro fotonásobič a počítání pulsů je zajištěno zvláštním přístrojem.

3. Postup měření

Nastavte dle příloženého návodu vhodné napětí pro fotonásobič. Počet pulsů proměřujte od nulové vzdálenosti mezi zářičem a scintilátorem až do takové vzdálenosti, kdy počet pulsů klesne na 10 – 20 % původní hodnoty. Doporučený krok zvětšování vzdálenosti je 0.2 mm. Závislost $N = N(R)$ vynesete do grafu a odečtete střední lineární dosah. Z grafu na obr. 2 pak určete energii alfa záření.



Obrázek 3: Schéma aparatury pro měření lineárního dosahu alfa částic 1 - zdroj napětí, 2 - fotonásobič, 3 - scintilátor, 4 - alfa zářič.

Wilsonova komora

Hlavní částí Wilsonovy komory je uzavřená komora naplněná plynem s příměsí nasycených par. Změníme-li podmínky tak, aby se z nasycených par staly páry přesycené, dojde ke kondenzaci na prachových částicích a také na iontech vytvořených nabitou částicí, která prošla komorou. Při vhodném osvětlení lze zkondenzované kapičky znázorňující stopu částice pozorovat nebo fotografovat. Ve Wilsonově komoře se přesycení par dosahuje adiabatickou expanzí.

4. Úkol

1. Zaznamenejte pomocí CCD kamery stopy alfa částic ve Wilsonově komoře.
2. Z tohoto záznamu určete lineární dolet alfa částic.

5. Postup měření

Protože se stopy částic velmi rychle rozplývají, musíme je fotografovat či jinak zaznamenávat. V této úloze pro záznam obrazu použijeme CCD kameru, která je připojena na vstup speciální videokarty v počítači. Vhodným programem budeme zaznamenávat celý průběh experimentu ve formě videa na disk počítače. Záznam obrazu spustíme před startem adiabatické expanze. Pak provedeme expanzi a záznam ukončíme. Ze záznamu pak můžeme vybrat vhodné snímky pro určení lineárního doletu.

Literatura:

- Chudoba T. a kol. : Fyzikální praktikum III. Skripta Přír. fak. UJEP (MU) v Brně, SPN Praha 1986.
 Hála J. : Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie. Nakl. Konvoj, Brno 1998.

XI. Spektrometrie gama záření polovodičovým detektorem Ge(Li) typu p-i-n

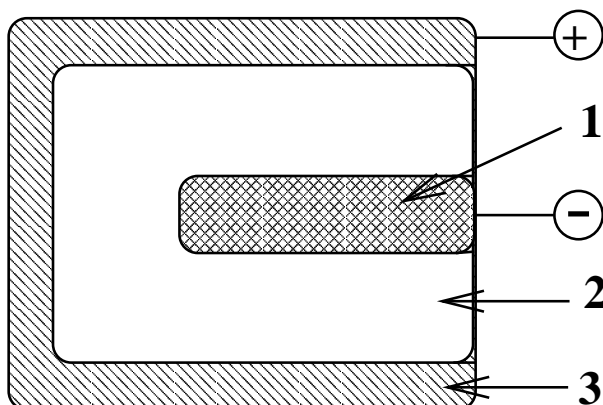
1. Úvod

Při měření bude používán germaniový detektor Ge(Li) ve spojení s mnohakanálovým analyzátozem impulsů Canberra 35.

Detektor je vyráběn z velmi čistého germania s koncentrací nečistot (atomů dopantů) asi 10^{10} až 10^{13} v cm^3 germania.

Detektor (objemová dioda) ionizujícího záření typu p-i-n je vyráběna tak, že jedna elektroda, polovodič typu -p- s děrovou vodivostí je dopován galiem a druhá elektroda, polovodič typu -n- s elektronovou vodivostí je dopován lithiem. Obě elektrody jsou obohacovány koncentrací atomů dopantů až do hodnot 10^{13} v cm^3 germania. Ochuzená, objemová, "intrinsická" mezivrstva -i- (mezi elektrodami -p- a -n-) s vodivostí téměř čistého germania, je rovněž dopovaná lithiem, ale v podstatně menších koncentracích (okolo 10^{10} atomů v cm^3 germania), viz. obr.1.

Obecně je tento detektor označován jako germaniový detektor dopovaný lithiem Ge(Li). Je vyráběn v několika typech jako je planární, koaxiální, pravý koaxiální atd. Použitý typ detektoru se musí při měření trvale udržovat na teplotě kapalného dusíku, aby se zabránilo migraci atomů lithia a tím znehodnocení koncentračního gradientu lithia v detektoru a aby se potlačil elektrický šum polovodičového detektoru. (Některé, novější typy detektorů s nižší rozlišovací schopností, mohou pracovat i při pokojové teplotě.)

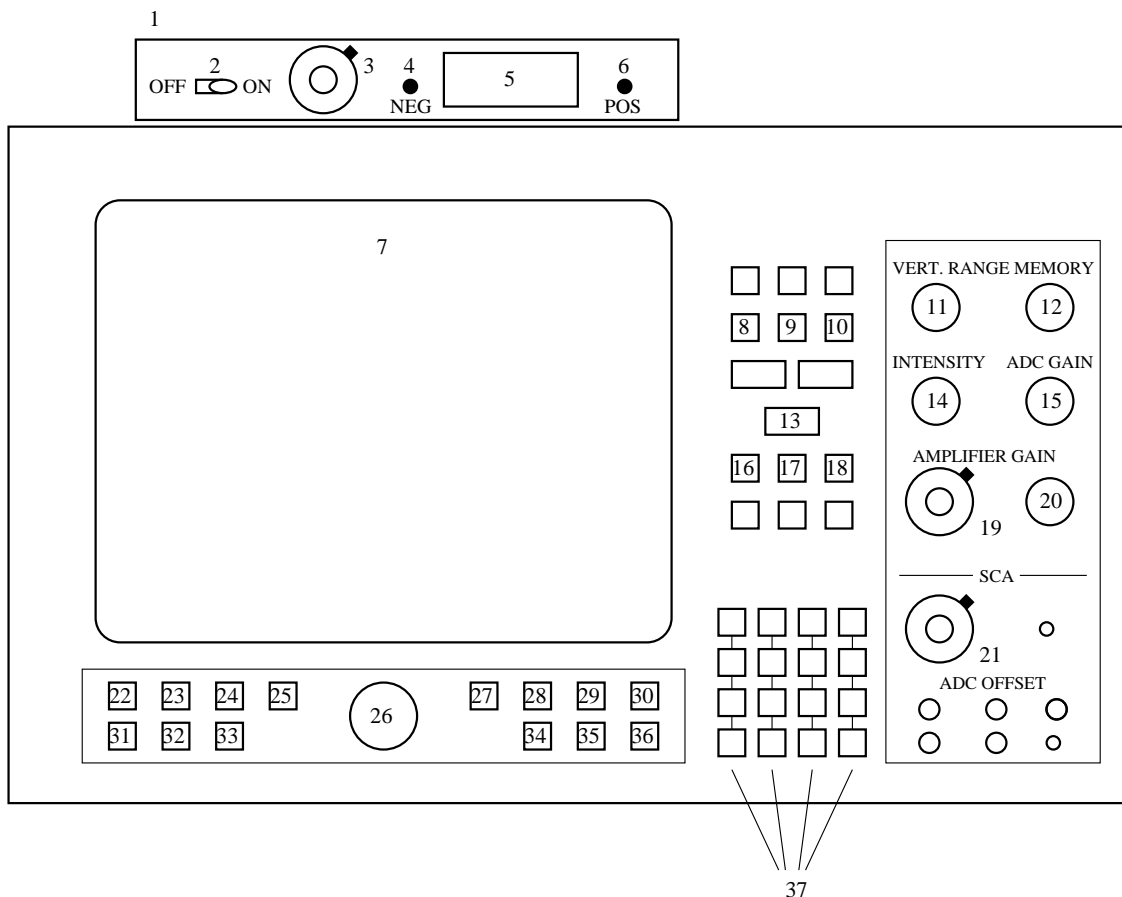


Obrázek 1: **Schema koaxiálního detektoru** 1 - vrstva (polovodič) typu p, 2 - vrstva intrinsická typu i, 3 - vrstva (polovodič) typu n.

Detektor jako dioda typu p-i-n je zapojen v závěrném směru. Polovodič -p- je připojen k zápornému polu zdroje vysokého napětí a polovodič typu -n- ke kladnému pólu. Volné, minoritní nosiče proudu (elektrony a díry) v prostoru mezi elektrodami, migrují pod vlivem elektrického pole podle polaroty směrem k elektrodám a mezi elektrodami vzniká určitý prostor (vrstva -i-), značně ochuzený o volné nosiče náboje. Jeho vodivost je velmi nízká a představuje velmi citlivý objem detektoru, tj. tu jeho část, která má schopnost zachycovat - detekovat - ionizující záření.

Vnikne-li např. foton záření γ do tohoto prostoru, vytváří ionizací podél své dráhy páry elektron - díra. Vzniklé náboje migrují k příslušným elektrodám až se projeví vznikem krátkého (~ 50 ns) proudového impulsu, který se převádí na impuls napěťový. Impulzy jsou relativně velmi slabé a proto je mezi detektorem záření a analyzátozem zařazen předzesilovač.

Rozlišovací schopnost detektoru Ge(Li) je mnohem lepší než u scintilačního krystalového detektoru NaI(Tl) s fotonásobičem, které používáme při měření absorpce záření γ . Fotopíky vykreslené detektory Ge(Li) jsou velmi úzké, což umožňuje analýzu komplikovaných směsí radionuklidů. Účinnost měření v oblasti úzkého fotopíku je nižší, proto je nutné měřit jak pozadí tak, vlastní vzorky, mnohem déle než s použitím scintilačních detektorů.



Obrázek 2: Přední panel analyzátoru impulzů Canberra 35

- | | |
|---|--|
| 1 Zdroj vysokého napětí (VN) Canberra 4261 | 21 Nastavení nuly energetické osy spektra SCA |
| 2 Hlavní vypínač zdroje VN | 22 Klávesa integrace spektra AREA INTEG |
| 3 Pětiohákový pot. nastavení VN | 23 Klávesa přenosu spektra v paměti XFER |
| 4 Kontrola záporné polarity VN | 24 Klávesa překryvu s dalším spektrem OVLAP |
| 5 Voltmetr VN (0 - 5000) V | 25 Klávesa posunu na další oblast zájmu INDEX |
| 6 Kontrola kladné polarity VN | 26 Ovladač grafického kurzoru ve spektru SCAN |
| 7 Obrazovka | 27 Klávesa posunu grafického kurzoru do základní pozice (kanál 0) HOME |
| 8 Klávesa mazání dat CLEAR DATA | 28 Klávesa rolování spektra ROLL v detailu |
| 9 Klávesa nastavení ukončení měření | 29 Klávesa detailního zobrazení spektra WINDOW |
| 10 Klávesa mazání doby měření CLEAR TIME | 30 Klávesa pro vyhlazení spektra SMOOTH |
| 11 Přepínač svislého rozsahu spektra VERTICAL RANGE | 31 Klávesa zrušení jedné oblasti zájmu CLEAR ONE |
| 12 Přepínač využití paměti MEMORY | 32 Klávesa pro ruční vymezení oblasti zájmu ENTER ROI |
| 13 Klávesa spouštění měření COLLEC | 33 Klávesa zrušení všech oblastí zájmu |
| 14 Potenciometr nastavení intenzity obrazu | |
| 15 Přepínač rozsahu analyzátoru | |

ADC GAIN	CLEAR ALL
16 Klávesa dialogu energetické kalibrace ECAL	34 Klávesa YES pro dialog s přístrojem
17 Klávesa vyhledávání ftopíků ve spektru PEAK	35 Klávesa NO pro dialog s přístrojem
18 Klávesa dialogu edečítání spekter STRIP	36 Klávesa STORE pro ukládání parametrů
19 Jemné nastavení zesilovače	37 Číselná klávesnice
AMPLIFIER GAIN	
20 Hrubé nastavení zesilovače	
AMPLIFIER GAIN	

2. Úkoly praktika

- A) Měření pozadí,
- B) Měření spektra radionuklidů ^{137}Cs a ^{60}Co , energetické zkalibrování detektoru na střed ftopíků obou radionuklidů,
- C) Určení účinnosti měření v oblasti ftopíků obou radionuklidů,
- D) Měření spektra záření γ izotopu ^{40}K ve vzorku hydrxidu draselného (přírodní draslík obsahuje 0.0119 % izotopu ^{40}K),
- E) Měříme spektrum vzorku horniny s vysokým obsahem přírodních radionuklidů. Porovnáme nalezené energie ftopíků γ záření s tabelovanými hodnotami identifikovaných radionuklidů - členů přírodních rozpadových řad.

3. Postup při měření

Podrobný návod na obsluhu spektrometru Canberra 35 je obsahem následujícího popisu postupu měření. Návod je uváděn proto, aby čtenář mohl samostatně opakovat některé doporučené a předvedené postupy měření na uvedeném typu spektrometru. V případě, že bude použit pro měření jiný typ spektrometru je nutné seznámit se opět podrobně s jeho obsluhou.

Měření a zacvičení v obsluze spektrometru bude v praktiku řídit instruktor.

1. Uvedení analyzátoru Canberra 35 a detektoru Ge(Li) do provozu:
 - a) Zapneme hlavní vypínač (POWER), umístěný na zadní stěně analyzátoru.
 - b) Zapneme zdroj vysokého napětí (2) pro detektor Ge(Li).
 - c) Potenciometrem (3) nastavíme pracovní napětí 1450 V (145 dílků).
2. Základní nastavení přístroje:
 - a) Podle nabídky v dolní části obrazovky zadáme čas a datum a uložíme do paměti, Z číselné klávesnice zadáme čas ve tvaru *hh.mm* do aktuální proměnné (X =) a uložíme tlačítkem STORE, kurzor (*) posuneme na datum tlačítkem NO, datum zadáme ve tvaru *dd.mm.rr* do proměnné (X =) a opět uložíme tlačítkem STORE. Celé zadání potvrdíme tlačítkem YES.
 - b) Přepínačem VERTICAL RANGE nastavíme rozsah svislé osy (počet impulzů) na 1 K.
 - c) Rozsah funkce analyzátoru ADC GAIN (15), je nastaven na 4096, což je zakódovaných 1024 měřících kanálů.
 - d) Zkontrolujeme, zda přepínače posunu analyzátoru (ADC OFFSET) jsou vypnuty.

3. Nastavení parametrů měření:

- a) Nastavíme paměť MEMORY - (12) na první čtvrtinu - (1/4), do které budeme zapisovat údaje o pozadí,
- b) Tlačítkem PRESET / K₂ zvolíme funkci 1 ukončení měření. Do proměnné (X =) zadáme z klávesnice dobu měření pozadí 600 s, uložíme (STORE) a potvrdíme (YES). Zadaná doba měření se zobrazí v pravém dolním rohu obrazovky (PSET(L) 600).
- c) Vymažeme z paměti (1/4) dříve uložené údaje (postupně tlačítky CLEAR ALL a CLEAR DATA).

4. **A)** Měření pozadí:

- a) Zkontrolujeme nastavenou dobu měření na 600 s.
- b) Měření pozadí kolem detektoru Ge(Li) spustíme tlačítkem (COLLECT). Aktuálně běžící doba měření se zobrazuje v pravém dolním rohu v parametru ELAP(L). Po dobu měření svítí dioda na tlačítku COLLECT a spektrum pozadí se postupně vykresluje na obrazovce. (Během měření můžeme posouvat kurzor ve spektru kolečkem SCAN. Polohu kurzoru udává číslo kanálu (CL = CH #), pod číslem kanálu se zobrazuje počet impulzů v příslušném kanálu. Kurzor vracíme do počáteční polohy (nultý kanál) tlačítkem HOME).
- c) Po doměření zůstává údaj o pozadí (tj. počet impulzů pozadí v jednotlivých kanálech) uloženo v paměti spektrometru (1/4).

5. **B)** Měření spekter ¹³⁷Cs a ⁶⁰Co:

- a) Přepínač využití paměti MEMORY - (12), nastavíme na (2/4), dříve uložené údaje v paměti vymažeme. Nastavíme dobu měření na 300 s.
- b) Na detektor GE(Li) položíme současně zářiče ¹³⁷Cs a ⁶⁰Co.
- c) Tlačítkem (COLLECT) spustíme měření. Pokud je zřejmé, že během měření přesáhne počet impulzů v některém kanálu rozsah obrazovky, přepneme přepínač VERTICAL RANGE na vyšší hodnotu. Po skončení měření uložíme zářiče do ochranného olověného kontejneru.

6. Odečtení pozadí:

- a) Od naměřeného spektra ¹³⁷Cs + ⁶⁰Co, které je uloženo v paměti (2/4) odečteme pozadí (uloženo v paměti 1/4). Funkci odečtení pozadí provedeme tlačítkem STRIP - (18). Na obrazovce se objeví nabídka pro odečet pozadí např. ve tvaru { Q#1 FROM Q#2 F = 0,5 }. Q#X označuje s kterou částí paměti budeme operovat. Do proměnné X (na obrazovce vlevo dole) zadáme z klávesnice číslo paměti ve které je uloženo naměřené spektrum kalibračních standardů (v našem případě to bude 2) a pomocí tlačítka STORE - (36) uložíme do parametru Q, označeného blikajícím kurzorem. Stiskem tlačítka NO - (35) posuneme kurzor k dalšímu parametru Q, do kterého analogicky uložíme číslo paměti, ve kterém je uloženo pozadí (v našem případě 1). Dalším stiskem NO - (35) posuneme kurzor na parametr F, do kterého uložíme číselnou hodnotu násobitele, kterým korigujeme nestejnou dobu měření spekter (např. 300 s) a pozadí (600 s). V uvedeném případě $F = (300 / 600) = 0,5$. Tuto hodnotu zadáme z klávesnice, uložíme (STORE) a potvrdíme (YES). Na obrazovce je nyní zobrazeno spektrum zářičů opravené o pozadí.

Postup provedeme podle návodu k obsluze analyzátoru s pomocí instruktora.

7. Potlačení vlivu statistických chyb:

Potlačení statistických chyb vyhlazením spektra provedeme stisknutím tlačítka SMOOTH - (30).

8. C) Automatické vyhledávání naměřených fotopíků a určení účinnosti měření.

a) Zvolíme funkci vyhledávání fotopíků tlačítkem PEAK - (17).

Pokud se na obrazovce objeví (jen v případě prvního měření po zapnutí přístroje) nabídka pro výběr parametru σ (spolehlivost výběru píků), posuneme kurzor tlačítkem NO na hodnotu $\sigma = 1,65$ (90 % spolehlivost) a potvrdíme tlačítkem YES.

Zvolíme opět funkci PEAK, nalezené fotopíky se nyní postupně automaticky zvýrazňují jasněji svítícími body.

b) Po skončení této procedury se ve spodní části obrazovky objeví parametry prvního nalezeného fotopíku - je označen kurzorem:

- *poloha*, tj. počáteční (FROM CH $\#$) a poslední (TO CH $\#$) kanál, mezi nimiž se fotopík nachází,
- *střed fotopíku* (CENT),
- *pološířka fotopíku* (FWHM).

c) Střed fotopíku si zaznamenáme pro kalibraci. Na další fotopíky se posunujeme tlačítkem (INDEX) a vždy si zaznamenáme střed fotopíku. (Jestliže je nalezen jiný fotopík než přísluší měřeným nuklidům, zrušíme jej tlačítkem CLEAR ONE.)

Podrobný postup provedeme podle návodu s pomocí instruktora.

9. Kalibrace stupnice energie:

a) Tlačítkem ECAL (16) zvolíme funkci energetické kalibrace stupnice - energetické kalibrace jednotlivých kanálů multikanálového analyzátoru. Tlačítkem NO zrušíme nabídku kalibrační rovnice z předešlého měření. Na dolním okraji obrazovky se objeví nabídka kalibračních parametrů. Tlačítkem NO nastavíme kurzor na jednotky energie - keV - a potvrdíme (YES).

b) Do proměnné (X) zadáme z klávesnice hodnotu středu (CENT) fotopíku s nižší energií kalibračních nuklidů, tj. energii fotopíku ^{137}Cs a uložíme jako celé číslo (661 keV) do parametru CH $\#$.

Tlačítkem NO posuneme kurzor na parametr energie (keV), zadáme tabulkovou hodnotu energie tohoto fotopíku na jedno desetinné místo (661.7 keV) a uložíme (STORE).

c) Tlačítkem NO přejdeme na druhý fotopík ^{60}Co (1332,5 keV) a dále postupujeme analogicky jako v případě ^{137}Cs podle bodu ... 9. b).

d) Všechny zadané hodnoty potvrdíme (YES). Na obrazovce se objeví kalibrační rovnice, kterou potvrdíme (YES) a tím je analyzátor energeticky zkalibrován. Pro každý fotopík si zaznamenáme hodnoty (v keV) pro střed píku (CENT), jeho pološířku (FWHM) a počet impulzů na ploše označeného fotopíku. Ten obdržíme po stisknutí tlačítka AREA INTEG - (22) jako hodnotu v nabídce (AREA).

10. Vypnutí některých funkcí:

- kalibrace (tlačítko ECAL),
- automatické vyhledávání fotopíků (tlačítko PEAK),
- zobrazení plochy píků (tlačítko AREA INTEG).

11. **D)** Měření spektra (draslíku) ^{40}K

Spektrum získáme měřením vzorku hydroxidu draselného (KOH) v Marinelliho nádobce.

a) Záznam spektra budeme ukládat do paměti (3/4), předešlé záznamy měření je nutné z paměti (3/4) vymazat (tlačítka CLEAR ALL a CLEAR DATA). Doba měření zůstává 300 s, rozsah svislé osy (počet pulzů zaznamenaných v energetických kanálech), nastavíme na 1 K.

b) Marinelliho nádobku se vzorkem 0.5 kg KOH umístíme na detektor tak, že detektor je zasunut do dutiny Marinelliho nádoby. Měření spustíme tlačítkem COLLEC.

c) Po ukončení měření odečteme pozadí (podle bodu 6), zadáme časový faktor ($F = 0.5$) a spektrum vyhledáme tlačítkem SMOOTH.

d) Vyhledáme (podle bodu 8.) fotonuklidu ^{40}K a zaznamenáme si jeho střed.

c) Polohu fotonuklidu ^{40}K (v keV) získáme z dříve stanovené kalibrační rovnice. Zvolíme funkci tlačítkem ECAL a rovnici potvrdíme YES. Zaznamenáme polohu středu fotonuklidu (tlačítko CENT), pološířku (tlačítko FWHM) a plochu fotonuklidu (tlačítko AREA).

12. **E)** Měření spektra vzorku horniny.

a) Zvolíme paměť (4/4), zadáme dobu měření 1800 s, (podle bodu 3. b)) a podle bodů 11. b) - c) změříme spektrum 0.5 kg vzorku horniny v Marinelliho nádobě.

b) Při odečítání pozadí zvolíme časový faktor $F = 3$ ($1800 / 600 = 3$). Provedeme energetickou kalibraci (bod 9. a)). Zkontrolujeme parametry kalibrace ^{137}Cs a ^{60}Co a a potvrdíme odpovídající kalibrační rovnici.

c) Postupem podle bodu 8. (automatizovaným postupem), vyhledáme naměřené fotonuklidy a zaznamenáme polohu středu (CENT), pološířku (FWHM) a plochu (AREA) fotonuklidu ^{40}K ve spektru horniny.

13. Ukončení měření.

Potenciometr nastavení VN (3) stáhneme na nulu. Vypneme zdroj vysokého napětí (2) a hlavní vypínač spektrometru.

4. Vyhodnocení měření

A) Vyhodnocení měření pozadí (viz. odstavec 4. A) Měření pozadí.)

B) Postup vyhodnocování spektra radionuklidů ^{137}Cs a ^{60}Co .

a) V Tab. 1. uvedeme aktuální aktivitu obou zářičů k datu měření v praxi.

Aktuální aktivitu vypočítáme z referenční aktivity zářičů a poločasů přeměny podle vztahu:

$$A_t = A_0 \exp(-\lambda \cdot t), \quad (1)$$

kde $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$... je přeměnová konstanta, $T_{1/2}$... je poločas přeměny, je udáván v různých jednotkách (roky, dny, min, s), t ... je časový rozdíl od ref. data v rozměrech odpovídajících rozměrům poločasu přeměny $T_{1/2}$.

C) Určení účinnosti měření v oblasti fotonuklidů obou radionuklidů.

a) V tab. 2. uvedeme výsledky měření pro ^{137}Cs a ^{60}Co :

N_v (imp) ... počet impulzů odečtených z plochy fotonuklidů (AREA) za celkovou dobu měření,

Kalibrační zářiče							
nuklid	ref. datum	ref. aktivita A ₀ (kBq)	poločas T _{1/2} (roky)	datum měření	aktivita A _t (kBq)	datum měření	aktivita A _t (kBq)
¹³⁷ Cs	12.12.97	1.30	30.2	08.04.02	1.18		
⁶⁰ Co	13.03.95	8.42	5.26	08.04.02	3.32		

Tabulka 1: Hodnoty veličin pro výpočet aktuální aktivity kalibračních zářičů.

t (s) ... celková doba měření v (s),

R_v = (N_v / t) (imp s⁻¹) ... je četnost impulzů ve fotopíku,

E (keV) ... je naměřená energie středů fotopíků (CENT),

E_{tab} (keV) ... je tabelované energie fotopíků,

Pološířky fotopíků (keV), (FWHM),

η (%) ... je účinnost měření, která je daná použitým detektorem. Vypočítá se z aktuálně zaznamenaných četností impulzů R_v ve fotopíku a aktivit A zářičů ¹³⁷Cs a ⁶⁰Co :

$$\eta (\%) = (R_v / A) \cdot 100$$

b) Určíme rozlišovací schopnost detektoru rs(%):

$$rs (\%) = (\text{pološírka fotopíků v keV} / \text{energie středu fotopíku v keV}) \cdot 100$$

Tabulka údajů pro fotopíky radionuklidů ¹³⁷ Cs, ⁶⁰ Co							
nuklid	plocha fotopíku N _v (imp)	t (s)	R _v (imp s ⁻¹)	E (keV)	E _{tab} (keV)	pološírka (keV)	účinnost η (%)
¹³⁷ Cs		300			661.7		
⁶⁰ Co		300			1172.5		
⁶⁰ Co		300			1332.5		

Tabulka 2: Údaje pro fotopíky radionuklidů ¹³⁷Cs, a ⁶⁰Co, pro aktuální aktivitu A z Tab. 1.

D) Změření a vyhodnocení spektra γ záření radioaktivního izotopu ⁴⁰K.

Jedná se o radionuklid s velmi dlouhým poločasem rozpadu (Tab. 6.) Podrobnosti o způsobech určování poločasů přeměny a přeměnové konstanty u tohoto typu radionuklidů pojednává kapitola: Měrná aktivita a velmi dlouhé poločasy přeměny. Kapitola je přiřazena k úloze: **Aktivace**.

a) Ve vzorku hydroxidu draselného (KOH) určíme procentuální w(K) (%) a hmotnostní obsah m(K) (g) přírodního draslíku K. Výpočet se provádí pomocí relací s molární hmotností (Tab. 3.).

b) Na základě znalosti, že přírodní draslík (K) obsahuje w (⁴⁰K) (%) = 0.0119 % radioaktivního izotopu ⁴⁰K, vypočteme měrnou aktivitu A_m (kBq kg⁻¹) izotopu ⁴⁰K ve vzorku KOH :

- izotopové zastoupení ⁴⁰K v přírodním draslíku K : w (⁴⁰K) = 0.0119 %,

Obsah přírodního draslíku (K) v KOH				
m (KOH)	M_r (KOH)	A_r (K)	w (K) v KOH	m (K) v KOH
g	g mol ⁻¹	g mol ⁻¹	%	g
500	56.106	39.098		

Tabulka 3: Výpočet hmotnostního obsahu přírodního draslíku K v KOH, M_r (KOH) ... je molární hmotnost KOH, A_r (K) ... molární hmotnost K

- přeměnová konstanta izotopu (⁴⁰K) : λ (⁴⁰K) = $1.721 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$, (Tab. 6.)
- hmotnost izotopu m (⁴⁰K) (g) ve vzorku KOH (v 500 g) :

$$m(^{40}\text{K}) = w(^{40}\text{K}) m(\text{K}) / 100 ,$$

- počet atomů N (⁴⁰K) izotopu ⁴⁰K ve vzorku KOH (500 g) :

$$N(^{40}\text{K}) = N_A [m(^{40}\text{K}) / A_r(^{40}\text{K})] ,$$

kde $N_A = 6.0221 \cdot 10^{23}$ [atomů mol⁻¹] ... je Avogadrova konstanta, m (⁴⁰K) ... je hmotnost izotopu ⁴⁰K (g) ve vzorku KOH (500 g), A_r ... je molární množství K v KOH (Tab. 3).

- aktivita A (⁴⁰K) (kBq) izotopu ⁴⁰K (v 500 g KOH) :

$$A(^{40}\text{K}) = \lambda N(^{40}\text{K}) = 1.721 \cdot 10^{-17} N(^{40}\text{K}),$$

- měrná aktivita A_m (⁴⁰K) (kBq kg⁻¹) izotopu ⁴⁰K :

$$A_m(^{40}\text{K}) = [A(^{40}\text{K}) / 0.5 \text{ kg}]$$

Výpočet obsahu přírodního draslíku v hornině se provádí obyčejnou trojčlenkou pomocí relací vzhledem k četnosti impulzů R_v ve vzorcích KOH a horniny.

Obsah přírodního draslíku (K) v hornině							
fotopík ⁴⁰ K	plocha fotopíku N_v (imp)	doba měření t t (s)	R_v (imp s ⁻¹)	E (keV)	E_{tab} (keV)	pološířka (keV)	m (K) (g)
v KOH		300		1461	1460.8		
v hornině		1800		1461	1460.8		

Tabulka 4: Hodnoty pro výpočet obsahu přírodního draslíku (K) v 500 g horniny

E) Analýza spektra γ záření ve vzorku horniny s vysokým obsahem přírodních radionuklidů.

Na základě porovnání nalezených energií fotopíků záření γ s tabelovanými hodnotami energií členů přírodních přeměnových (rozpadových) řad (např. s členy přírodní uranové přeměnové řady, Tab. 6), určíme, které radionuklidy jsou přítomny ve vzorku horniny.

Do tabulky (Tab. 6) je zařazen mimo přírodní uranovou přeměnovou (rozpadovou) řadu i radionuklid ^{40}K .

Na základě vyhodnocení porovnání energií uvedeme v tabulce nalezené radionuklidy i s jejich vyhodnocenými a tabelovanými energiemi.

Radionuklidy detekované ve vzorku horniny			
nalezený fotopík E (keV)	radionuklid	tabelovaná energie E_{tab} (keV)	podíl na celkové přeměně (%)
atd.	atd.	atd.	atd.

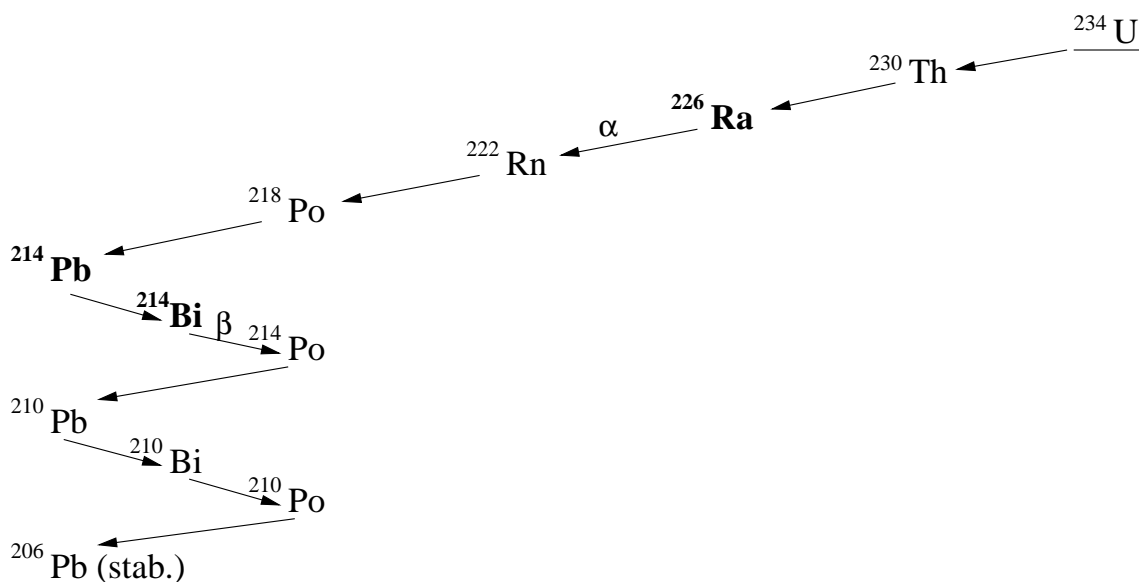
Tabulka 5: Radionuklidy detekované spektrometrem γ ve vzorku horniny. Počet řádků tabulky je volen podle počtu nalezených radionuklidů.

Literatura:

Chudoba T. a kol. : Fyzikální praktikum III. , Skripta Přír. fak. UJEP v Brně (MU v Brně), SPN Praha 1986.

Hála J. : Cvičení z jaderné chemie, Skripta Přír. fak. MU v Brně 1997.

Hála J. : Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie. Nakl. Konvoj, Brno 1998.



Obrázek 3: Přírodní uranová přeměnová (rozpadová) řada

a) Radionuklidy emitující měřitelné γ záření			
Radionuklid	$E_{tabel.}$ (keV)	$T_{1/2}$ poločas přeměny	Podíl na celk. přeměně (%)
^{40}K	1460.8	$1.277 \cdot 10^9$ r ($\lambda = 1.721 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$)	10.67
^{214}Pb	241.98	26.8 min	7.49
	295.21		19.25
	351.92		37.21
	785.91		1.10
^{214}Bi	609.31	19.9 min	46.28
	768.36		5.04
	934.06		3.21
	1120.3		15.15
	1238.1		5.94
	1377.7		4.11
^{226}Ra	186.21	1600 r	3.28
b) Radionuklidy použité při kalibraci spektrometru γ záření			
^{60}Co	1172.5	5.26 r	100
	1332.5		100
$^{137}\text{Cs} (^{137m}\text{Ba})$	661.7	30 r	89.98

Tabulka 6: a) Spektrometrická data radionuklidů které emitují měřitelné γ záření a které je možné detekovat ve vzorku horniny. b) Spektrometrická data radionuklidů, použitých při kalibraci spektrometru γ záření.

XII. Aktivace a poločas přeměny (rozpadu) krátkodobého radionuklidu

1. Úvod - poločas přeměny krátkodobého radionuklidu

Kromě druhu záření (α , β , γ) a energie záření je poločas přeměny (rozpadu) základní konstantou charakterizující každý radionuklid. U krátkodobých radionuklidů se k jeho stanovení užívá metody měření přeměnové (rozpadové) křivky.

Poločas se určuje graficky na základě zákona rychlosti radioaktivní přeměny :

$$A_t = A_o \exp(-\lambda t) \quad (1)$$

kde A_o ... je počáteční aktivita, A_t ... je aktivita v čase t , λ ... je rozpadová konstanta (s^{-1}).

Pokud jsou v průběhu měření zachovány stejné podmínky geometrického uspořádání, lze ve vztahu (1) místo aktivity užít počtu naměřených impulzů (N), protože tato veličina je aktivitě úměrná.

Rozpadovou konstantu λ určíme z rovnice :

$$\ln N = -\lambda t + konst. \quad (2)$$

jako směrnici funkční závislosti $\ln N = f(t)$.

Je-li přítomen jen jeden radionuklid v radiochemickém čistém stavu, je tato závislost přímková se směrnici $-\lambda$.

Z rovnice (1) plyne pro poločas rozpadu (radioaktivní přeměny) $T_{1/2}$:

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda. \quad (3)$$

Srovnáním nalezených poločasů rozpadu s tabelovanými údaji ověřujeme identitu radionuklidu a z přímkového průběhu $\ln N = f(t)$ čistotu preparátu. Přítomnost radiochemické nečistoty, tj. přítomnost jiných radionuklidů se projeví zakřivením této závislosti nebo zvýšeným pozadím.

2. Poznámka: Měrná aktivita a velmi dlouhé poločasy přeměny

Velmi dlouhé poločasy přeměny (měsíce, roky - tisíce let), nelze stanovit z úbytku aktivity v čase, jak se to bude provádět v této úloze, při zjišťování poločasu přeměny ^{108}Ag ($T_{1/2} = 2.4$ min) a ^{110}Ag ($T_{1/2} = 24$ s). Velmi vysoké poločasy se určují z měrné aktivity A_m ($\text{kBq} \cdot \text{kg}^{-1}$), tj. měřením aktivity vzorku radionuklidu o známé hmotnosti.

Aktivita je dána vztahem:

$$A = \lambda N, \quad (4)$$

kde λ ... je konstanta přeměny,

N ... je počet radioaktivních atomů ve vzorku radionuklidu o hmotnosti m (udávanou zpravidla v g), který lze vyjádřit vztahem:

$$N = (mw/M) \cdot N_A, \quad (5)$$

kde M ... je molární hmotnost měřené látky ($\text{g} \cdot \text{mol}^{-1}$),

$N_A = 6.0221 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$... je Avogadrova konstanta,

w (%) ... je procentuální zastoupení radionuklidu v přírodním prvku,

součin $[m w]$ (g) udává obsah radionuklidu ve vzorku o hmotnost m (g):

$$[mw] = [(m/100)w]. \quad (6)$$

Pro konstantu přeměny (rozpadovou konstantu) platí:

$$\lambda = (A \cdot M)/(mwN_A). \quad (7)$$

Pro poločas přeměny platí rovnice (3) $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$.

Pro velmi dlouhé poločasy přeměny $T_{1/2}$ pak dostaneme :

$$T_{1/2} = (\ln 2 m N_A w)/(AM). \quad (8)$$

3. Aktivace

Aktivací rozumíme vznik radioaktivního nuklidu jadernou reakcí. Radionuklid vzniká určitou rychlostí (danou tokem aktivujících částic, počtem terčových atomů a účinným průřezem jaderné reakce) a současně se přeměňuje na jiný nuklid rychlostí danou jeho přeměnovou (rozpadovou) konstantou λ .

Z této úvahy lze pro závislost vznikající aktivity na době ozařování odvodit vztah:

$$A_t = A_{sat}[1 - \exp(-\lambda t)] \quad (9)$$

kde A_{sat} je rovnovážná, tzv. nasycená aktivita.

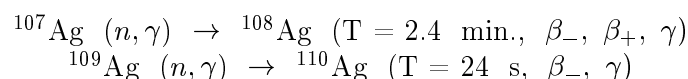
Pro velmi dlouhou dobu ozařování $t \sim \infty$ je exponenciální člen zanedbatelný a vztah (9) přechází na tvar:

$$A_{t=\infty} = A_{sat}, \quad (10)$$

protože se ustaví rovnováha mezi vznikajícími a rozpadajícími se atomy radionuklidu. Rovnováha je dosaženo, je-li terčový materiál ozařován (neutrony) cílový preparát po dobu přibližně deseti poločasů rozpadu ($10 T_{1/2}$) nově vznikajícího radionuklidu.

4. Aktivace stříbra, složená rozpadová křivka

Stříbro má dva stabilní izotopy ^{107}Ag a ^{109}Ag se zastoupením 51.35 % a 48.65 %. Oba se aktivují tepelnými (pomalými) neutrony reakcemi :

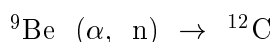


V aktivovaném vzorku stříbra rozlišujeme radionuklidy ^{108}Ag a ^{110}Ag na základě rozdílných poločasů rozpadu. Proces rozpadu radionuklidu detekcí záření budeme měřit scintilačním detektorem s krystalem NaI(Tl).

5. Experimentální zařízení pro aktivaci

Základní a nutné experimentální zařízení pro provedení jaderné reakce - aktivace je vhodný zdroj částic. V dané úloze budeme používat neutronovou aktivaci s pomocí radionuklidového, americium - berylliového neutronového zdroje ($^{241}\text{Am} - \text{Be}$) o aktivitě 185 GBq ^{241}Am .

Nuklid ^{241}Am je α - zářič s poločasem rozpadu $T_{1/2} = 458$ roků. Emitované částice α vyvolávají na blízkých jádrech atomů beryllia ^9Be reakci :



která je zdrojem neutronů. Použitý zdroj poskytuje tok neutronů $1.1 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$. Spektrum emitovaných neutronů je spojitě s energiemi 2 – 10 MeV.

Zdroj je vyroben z oxidu Am_2O_3 , který je spolu s práškovým beryliem zalisován do ocelového pouzdra o průměru 30 mm a výšce 60 mm. Pouzdro je uloženo ve středu parafinového bloku 50 x 50 x 50 cm. Blok je obložen Pb plechem síly 2 mm, aby bylo odstíněno γ - záření ^{241}Am .

V parafinu, na jádrech vodíku se neutrony zpomalují a vzniká izotropně rozložená hustota tepelných (zpomalených) neutronů o energii $\sim 0.025 \text{ eV}$.

Při této energii probíhají jaderné reakce (n, γ) na těžších jádrech s dostatečně velkými účinnými průřezy. Zpomalením neutronů poskytuje parafin současně ochranu proti neutronovému záření, které má vysokou biologickou účinnost.

6. Postup při aktivaci stříbra

1. Určení četnosti pozadí vzorku stříbra.

Nádobku z plexiskla se vzorkem kovového stříbra (6.65 g) je našroubována na držák z plexiskla. Umístíme je i s držákem do dutinového scintilačního krystalu Na I (Tl) a změříme četnost pozadí vzorku ($t_p = 400 \text{ s}$). Výsledek přepočteme na interval (6 s).

2. Aktivace vzorku stříbra.

Držák se vzorkem vložíme na 25 min. do dutiny neutronového zdroje (ozařujeme do vzniku nasycené aktivity ($10 \cdot T_{1/2} = 10 \cdot 2.4 \text{ min.}$)).
Pozor ! V blízkosti neutronového zdroje se zdržujeme co nejkratší dobu.

3. Příprava čítače pulzů.

Před ukončením aktivace vzorku stříbra nastavíme na čítači režim automatického opakování měření s intervalem 6 s. Hodnoty klesající četnosti budeme vždy po 6 vteřinách zapisovat.

4. Měření složené přeměnové (rozpadové) křivky aktivovaného vzorku.

Po skončení ozařování neutrony přeneseme držák s aktivovaným vzorkem stříbra co nejrychleji do scintilačního detektoru čítače pulzů a začneme měřit přeměnovou (rozpadovou) křivku (AUT). Zaznameneáme asi 40 hodnot vždy po 6 s.

7. Vyhodnocení složené přeměnové (rozpadové) křivky

Vyhodnocování složené přeměnové křivky začíná tím, že očistíme naměřené údaje přeměnové křivky N_{V+P} od četnosti pozadí na hodnotu N_V .

Následujícím krokem je vynesení závislosti $\ln N_V = f(t)$. Z této křivky pak vychází další kroky při vyhodnocování.

Základní naměřené a potřebné odvozené údaje pro vyhodnocení složené přeměnové křivky jsou jako vzor uvedeny v Tab. 1.

Pavděpodobný průběh složené přeměnové křivky podle Tab. 1: $\ln N_V = f(t)$ je uveden na Obr. 1.

Naměřené a vypočtené veličiny z naměřené křivky přeměny								
pořadí měření	t (s)	N_{V+P} (imp)	N_V (imp)	$\ln N_V$	$\ln N_1$	N_1 (imp)	$N_V - N_1$ (imp)	$\ln(N_V - N_1)$
1	~							
2								
3								
.	.							
.	.							
~ 36								

Tabulka 1: Tabulka naměřených a vypočtených hodnot křivky přeměny (rozpadové křivky) po aktivaci krátkodobých radionuklidů

Extrapolací lineární části ($t > 200$ s) složené křivky přeměny získáme hodnoty $\ln N_{1(t_0)}$ a $\ln N_{1(t_1)}$ dlouhodobého nuklidu ^{108}Ag ($T_{1, \text{tab.}} = 2.4$ min.) v časovém intervalu ($t_0 \doteq 0$ s) \sim ($t_1 \doteq 200$ s).

Přeměnovou konstantu λ_1 dlouhodobého nuklidu ^{108}Ag získáme logaritmováním upravené rovnice (1) zákona rychlosti radioaktivní přeměny:

$$\begin{aligned} N_{1(t_1)} &= N_{1(t_0)} \exp(-\lambda_1 t_1) \\ \lambda_1 &= [\ln N_{1(t_1)} - \ln N_{1(t_0)}] / t_1 \end{aligned}$$

Poločas přeměny dlouhodobého nuklidu ^{108}Ag je pak $T_{1/2}(1) = \ln 2 / \lambda_1$.

Pro určení poločasu přeměny $T_{1/2}(2, \text{tab.}) \doteq 24$ s krátkodobého nuklidu ^{110}Ag vyneseme závislost $\ln(N_V - N_1) = f(t)$ v časovém intervalu ($t_0 \doteq 0$ s) \sim ($t_2 \doteq 100$ s). Logaritmováním upravené rovnice radioaktivní přeměny krátkodobého nuklidu:

$$[N_V - N_1]_{(t_2)} = [N_V - N_1]_{(t_0)} \exp(-\lambda_2 t_2)$$

Určíme přeměnovou konstantu krátkodobého nuklidu ^{110}Ag : λ_2 a poločas přeměny: $T_{1/2}(2) = \ln 2 / \lambda_2$

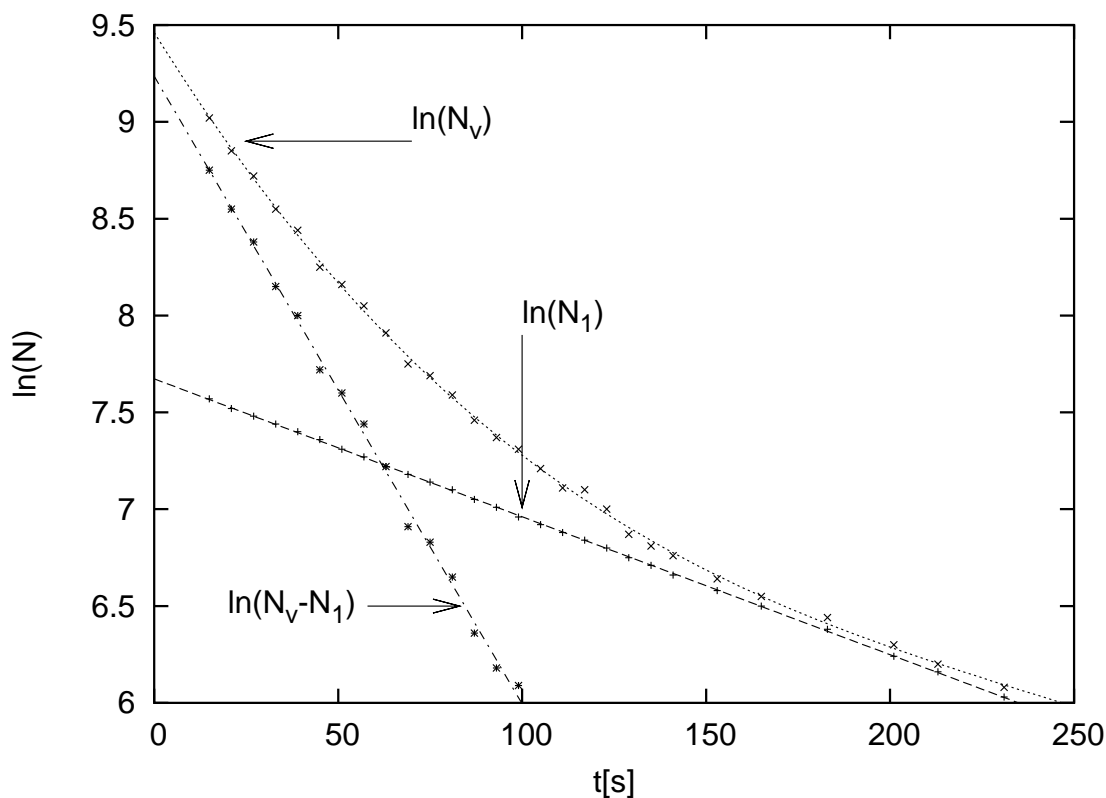
Zjištěné poločasy přeměny dlouhodobého nuklidu ^{108}Ag : $T_{1/2}(1)$ a krátkodobého nuklidu ^{110}Ag : $T_{1/2}(2)$ porovnáme s tabelovanými hodnotami $T_{1/2}(1, \text{tab.}) \doteq 2.4$ min. a $T_{1/2}(2, \text{tab.}) \doteq 24$ s).

8. Aktivace vanadu. Identifikace vzniklého radionuklidu

Přirozený vanad je monoizotopický prvek, sestává z izotopu ^{51}V . Budeme aktivovat vzorek oxidu vanadu a změříme přeměnovou (rozpadovou) křivku vzniklého radionuklidu. Porovnáním stanoveného (změřeného) poločasu přeměny s hodnotami tabelovanými (Tab. 2), určíme, jaký radionuklid vznikl při aktivaci vanadu.

9. Postup při aktivaci vanadu

Postup při aktivaci vanadu je stejný jako při aktivaci stříbra. Rozdíl je pouze v podmínkách měření rozpadové křivky. Použijeme předvolbu časových intervalů 20 s a zaznamenejme 20 hodnot.



Obrázek 1: Grafický průběh složené přeměnové křivky a dalších tabulkových hodnot.

10. Vyhodnocení přeměnové (rozpadové) křivky vanadu

Tabulka naměřených a vypočtených hodnot při aktivaci vanadu (Tab. 3) je obdobná tabulce pro aktivaci stříbra s tím rozdílem, že vanad je monoizotopický prvek a po aktivaci vzniká pouze jeden radionuklid s krátkodobým poločasem přeměny.

Hodnotu N_P pro 20 s vypočteme z měření pozadí pro $t_P = 400$ s.

Z grafické závislosti $\ln N_V = f_{ce}(t)$ určíme přeměnovou (rozpadovou) konstantu a poločas přeměny vzniklého radionuklidu, který identifikujeme porovnáním s tabelovanými údaji (Tab. 2).

Literatura:

Chudoba T. a kol. : Fyzikální praktikum III. , Skripta Přír. fak. UJEP v Brně (MU v Brně), SPN Praha 1986.

Hála J. : Cvičení z jaderné chemie, Skripta Přír. fak. MU v Brně 1997.

Hála J. : Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie. Nakl. Konvoj, Brno 1998.

Neutronová aktivace vanadu		
Reakce	Produkt	Poločas přeměny $T_{1/2}$
(n, α)	^{48}Sc	1.8 dní
(n, p)	^{51}Ti	5.80 min
(n, γ)	^{52}V	3.77 min

Tabulka 2: Jaderné reakce probíhající při neutronové aktivaci ^{51}V

Aktivace vanadu ^{51}V				
pořadí měření	t (s)	N_{V+P} (imp)	N_V (imp)	$\ln N_V$
1				
2				
3				
·	·			
~ 20				

Tabulka 3: Tabulka naměřených a vypočtených hodnot křivky přeměny při aktivaci vanadu ^{51}V