

6 PLYNOVÉ DETEKTORY

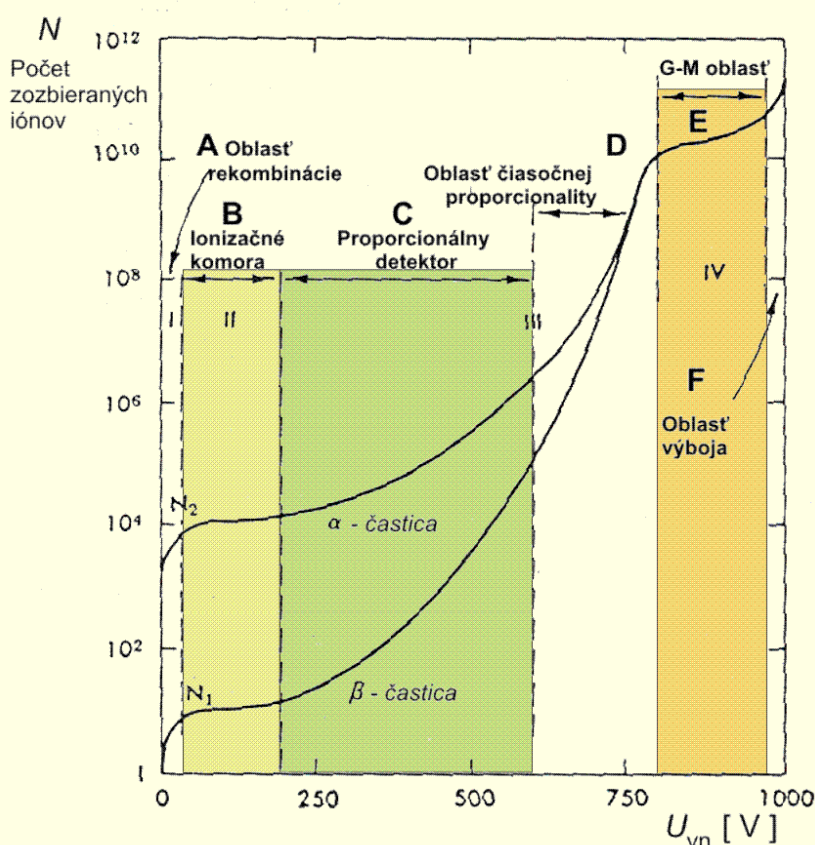
UČEBNÉ CIELE

Oboznámiť sa činnosťou plynom plnených detektorov ionizujúceho žiarenia. Uvedomiť si, že pre rýchlosť činnosti detektora je rozhodujúce trvanie zberu nosičov náboja a kapacita detektora. Naučiť sa odhadnúť veľkosť amplitúdy signálu z detektora a posúdiť požiadavky na jeho rýchlosť registrácie.

KLÚČOVÉ SLOVÁ

Ionizácia, pár nosičov náboja: elektrón - kladný ión, volt-ampérová charakteristika, rekombinácia, nasýtený prúd, plynové zosilnenie detektora, oblasť samostatného výboja, prahové a pracovné napätie G-M detektora, mŕtva doba a doba zotavenia G-M detektora.

6.1 IONIZÁCIA PLYNOVEJ NÁPLNE DETEKTORA



Obr. 6-1.

Voltampérová charakteristika plynového detektora - závislosť počtu zozbieraných nábojov N od pracovného napätia U_{vn} na detektore.

Za štandardných laboratórnych podmienok sa plyny chovajú ako veľmi dobré izolanty. Pôsobením ionizujúceho žiarenia - ionizáciou sa niektoré atómy alebo molekuly, pôvodne neutrálne, menia na kladné ióny a elektróny. Dôsledkom toho vodivosť plynu vzrastá. Detektory využívajúce tento jav sa označujú ako **plynové**

detektory, alebo detektory s plynovou náplňou. Patria k nim nasledujúce druhy detektorov:

- ionizačné komory;
- proporcionálne detektory;
- Geigerove- Müllerove detektory;
- korónové detektory.

Plynový detektor rádioaktívneho žiarenia je v podstate uzavretý priestor, naplnený plynom pod daným tlakom, v ktorom sú umiestnené dve elektródy. Elektródy komory sú pripojené na rozdiel potenciálov U , ktorý vytvorí v pracovnom priestore komory elektrické pole s intenzitou E . Veľkosť intenzity elektrického poľa E pri danom rozdieli potenciálov U je určená tvarom elektród a vzdialenosťou medzi nimi. Najjednoduchší tvar detektora je prevedenie s dvoma navzájom rovnobežnými rovinnými elektródami alebo s osovou symetriou drôt - valec.

Nabitá častica, ktorá vletí do priestoru medzi elektródami, stráca svoju energiu na ionizáciu a excitáciu atómov plynovej náplne a na svojej dráhe vytvorí istý počet párov elektrón - ión. Tieto sa v elektrickom poli budú pohybovať v smere ku odpovedajúcim elektródam, čiže v dôsledku ionizačného efektu vznikne elektrický prúd. Ak momenty vstupu jednotlivých častíc budú oddelené relatívne veľkými časovými intervalmi, počas ktorých ióny vytvorené predchádzajúcou časticou stačia prejsť na elektródy, prúd I prechádzajúci obvodom komory bude impulzný. Veľkosť prúdu I závisí od rozdielu potenciálov U na elektródach komory. Táto závislosť (voltampérová charakteristika) pre plynové detektory je znázornená na obr. 6-1 a môžeme ju rozdeliť na 7 oblasti principiálne sa odlišujúcich z hľadiska charakteristík plynového detektora jadrového žiarenia.

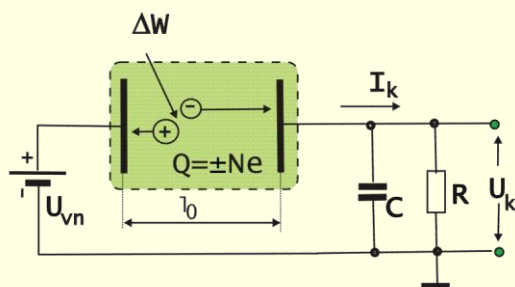
- Oblasť Ohmovho zákona** (alebo aj oblasť rekombinácie) - nepoužíva sa na detekciu jadrového žiarenia, lebo v tejto oblasti je veľká pravdepodobnosť rekombinácie elektrónov a iónov.
- Oblasť nasýteného prúdu** - je to oblasť pracovného režimu **ionizačných komôr**. Intenzita poľa je tu taká, že stačí pritiahnúť na elektródy všetky voľné elektróny a ióny vytvorené ionizáciou. Rekombináciu môžeme zanedbať.
- Oblasť proporcionality** – v tejto oblasti pri ďalšom zvyšovaní napätia na detektore počet zozbieraných nosičov náboja N je väčší než zodpovedá N_1 alebo N_2 v oblasť nasýteného prúdu na obr. 6-1. Konštanta úmernosti M je len funkciou napätia na detektore a označuje sa ako **plynové zosilnenie detektora**. Oblasť, v ktorej hodnota M nezávisí na veľkosti N_1 alebo N_2 a platí
$$N(1)=M.N_1; \quad N(2)=M.N_2; \quad N(1,2)=M(N_1+ N_2)$$
sa nazýva oblasťou proporcionality a je typickým režimom proporcionálnych detektorov. Na obr. 6-1 je táto oblasť označená písmenom C. Intenzita elektrického poľa v oblasti C je už taká veľká, že celková ionizácia úmerne vzrastá, vďaka rastu sekundárnej ionizácie.
- Oblasť čiastočnej proporcionality** - v tejto oblasti ďalšie zvyšovanie napätia vedie k zblížovaniu kriviek, vyvolané prechodom častíc alfa a beta, odozvy prestávajú byť proporcionálne pôvodne vytvoreným počtom iónov N_1 a N_2 . Plynové zosilnenie M je v tejto oblasti nielen funkciou napätia na detektore, ale aj funkciou N_1 a N_2 . Vždy však platí, že väčšej ionizácii zodpovedá väčšia odozva. Táto časť charakteristiky sa nazýva oblasťou čiastočnej proporcionality (označená D) a nie je bežne používaná v prevádzkovom režime plynových detektorov.
- Oblasť Geigerova-Müllerova** – táto oblasť je charakterizovaná nezávislosťou odozvy na veľkosti počtu pôvodne vytvorených iónových párov.

Sekundárna ionizácia v tejto oblasti E je taká veľká, že už niet rozdielu vo veľkosti impulzov vyvolaných prechodom častíc alfa a beta. Možno tu pozorovať veľmi pozvoľnú závislosť na ďalšom zvyšovaní napätia. V tejto oblasti plošiny - (v zahraničnej literatúre označovanej ako "plateau" detektora) pracujú Geigerove - Müllerove detektory.

- F. **Oblasť korónového výboja** –touto oblasťou sa začína oblasť samostatného výboja. V korónovej oblasti existuje trvalý korónový výboj. Korónový výboj vzniká v malej (vnútornej) oblasti výbojového priestoru, kde je silný gradient elektrického poľa. Od iných typov samostatného výboja sa odlišuje tým, že korónový výboj prebieha aj pri -relatívne vyššom tlaku (~0,1 MPa) a intenzita výbojového prúdu je ohraničovaná malou vodivosťou vonkajšej oblasti výbojového priestoru. Detekcia častíc beta korónovým detektorom nie je možná. Pri detekcii častíc alfa v tejto oblasti sa zachováva úmernosť medzi amplitúdami výstupných impulzov a energiou častíc. Ďalšie zvyšovanie napätia vedie k tlejivému výboju, ktorý zachváti celý pracovný objem detektora a pri prelete ťažkej nabitkej častice výbojovým priestorom vzniká **iskrový výboj**. Amplitúda impulzu v tejto oblasti nie je úmerná energii častice.

Toto rozdelenie ukazuje, že principiálny rozdiel medzi jednotlivými druhmi plynových detektorov tvorí len veľkosť napätia na elektródach. Obrázok 6-6 ilustruje univerzálny tvar plynového detektora, v ktorom, vďaka valcovému tvaru, možno vytvoriť potrebnú intenzitu elektrického poľa, pre ľubovoľnú oblasť charakteristiky z obr. 6-1. V oblasti nasýteného prúdu B prechod ionizujúcich častíc cez plynový detektor - ionizačnú komoru vyvoláva na jeho výstupe prúdové impulzy, ktoré sa ďalej môžu spracovať diskretne v tvare impulzov, alebo po ich integrácii spojíte ako jednosmerný prúd. V oblasti C - F sa signál z plynových detektorov ionizujúceho žiarenia spracováva len v impulznom tvare. Takto s pomocou plynového detektora možno zaregistrovať počet častíc, ktoré vleteli do pracovného priestoru detektora a pomocou ionizačnej komory a proporcionálneho počítača určiť aj energiu ionizujúcej častice.

6.2 IMPULZNÁ IONIZAČNÁ KOMORA



Obr. 6-2. Plošná ionizačná komora. Zdroj vysokého napätia U_{vn} vytvára podmienky pre zber náboja $\pm Q$, ktorý vznikne ionizáciou. Anóda a katóda sú vzdialené l_0 .

Na obr. 6-2 je ionizačná komora pripojená do obvodu s pracovným odporom R a zdrojom vysokého napätia U_{vn} tak, aby sa vytvorili podmienky pre zber náboja $\pm Q$, ktorý vznikne ionizáciou. Reálna konštrukcia komory predstavuje však určitú kapacitu C_{det} , ktorej existenciu spolu s kapacitou montáže a vstupu predzosilňovača C_{vs} treba uvažovať pri tvorbe náhradného obvodu detektora. Na obr. 6-2 je zakreslená ako celková kapacita $C=C_{det}+C_{vs}$.

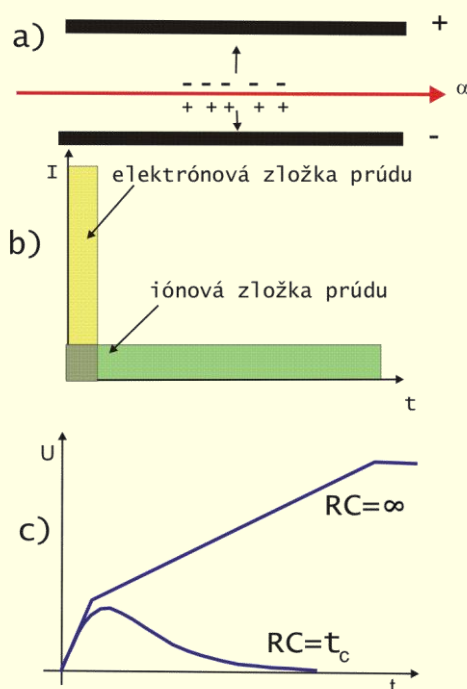
Ak v pracovnom priestore nabitá častica stratí všetku svoju energiu ΔW_n , veľkosť elektrického náboja Q bude úmerná energii častice. Vzniknuté ióny a

elektróny sa v elektrickom poli budú pohybovať v smere ku zodpovedajúcim elektródam. Napr. podobne ako na obr.6-3, v prípade plošnej ionizačnej komory a častice alfa pohybujúcej sa paralelne s doskovými elektródami. Pri intenzite elektrického poľa $E=U_{vr}/l_0$ medzi elektródami vzdialenými o dĺžku l_0 , sa elektróny a kladné ióny pohybujú rýchlosťami v_e a v_i k elektródam. Rýchlosť ich pohybu závisí od pohyblivostí μ_e a μ_i , a je úmerná intenzite elektrického poľa E , a nepriamo úmerná tlaku plynu p :

$$v_e = -\mu_e \frac{E}{p}; \quad v_i = \mu_i \frac{E}{p};$$

V danom prostredí pri $p=\text{konst.}$ má **pohyblivosť** význam strednej rýchlosti nabitých častíc v elektrickom poli s jednotkovou intenzitou. Vzhľadom na to, že pohyblivosť $\mu_i \sim 1000\mu_e$ pohybujú sa elektróny a ióny k elektródam rôzne dlho, takže aj trvanie zberu iónov t_i bude približne 1000 - krát dlhšie než trvanie zberu elektrónov t_e . V časovom intervale $t_{ee}=l_0/v_e$ v rozmedzí $0 < t_{ee} < t_e$ je elektrónová zložka prúdu konštantná a rovná $i_e = \frac{Qv_e}{l_0}$. Iónová zložka prúdu $i_i = \frac{Qv_i}{l_0}$ má značne dlhšie trvanie

$0 < t_{ii} < t_i$. Impulzy na obr. 6-3b sú zidealizované pre špeciálny tvar dráhy častice alfa, ale aj pri uvažovaní iného smeru a trvania pohybu nabitých častice budú relatívne pomery medzi elektrónovou a iónovou zložkou podobné.



Obr. 6-3.

Zber náboja $\pm Q$ a tvarovanie impulzu v plošnej ionizačnej komore:

- Alfa častice preletáva paralelne s elektródami detektora
- Pri zbere náboja oboch zložiek je trvanie prúdového impulzu $i_k=i_e+i_i$ dané trvaním zberu iónov, nakoľko $t_i \sim 1000t_e$.
- Porovnanie amplitúdy na výstupe ionizačnej komory pri voľbe $\tau=t_e$ a $\tau=\infty$. Pri $R \sim \infty$ bude po ukončení zberu náboja táto amplitúda maximálna $U_{\max}=Q_S/C$.

Meranie energie nabitých častíc sa zakladá na nasledujúcom princípe. Keď nabitá častica v pracovnom priestore detektora stratí energiu ΔW_n , a energia potrebná na vytvorenie jedného páru ión - elektrón je ω , potom počet párov ión - elektrón, vytvorených jednou časticou bude $N=\Delta W_n/\omega$ a vytvorený elektrický náboj jedného typu znamienka Q_S bude:

$$Q_S = \frac{e \cdot \Delta W_n}{\omega};$$

kde e je elementárny elektrický náboj.

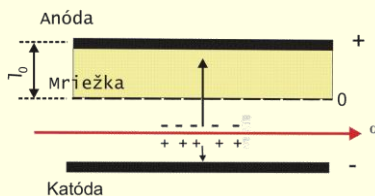
Vplyv kapacity $C=C_{det}+C_{vs}$ na tvar impulzu z ionizačnej komory na obr. 6-2 ilustruje obrázok 6-3c. Pre lepšie pochopenie tohto obrázku uvažujme najprv obvod bez vplyvu kapacity $C=C_{det}+C_{vs}$. Ak obvod pozostáva len z odporu záťaže R a napájacieho zdroja vysokého napätia U_{vn} , tak tvar výstupného napätového impulzu $U_S=i_k R$ sa tvarove zhoduje s tvarom prúdového impulzu $i_k=i_e+i_i$ od oboch zložiek prúdu.

Iná situácia bude pri $R=\infty$. Po vzniku N párov elektrón - kladný ión v pracovnom priestore detektora sa nabije kondenzátor $C=C_{det}+C_{vs}$ na napätie U_{Smax} :

$$U_{Smax} = \frac{Q_S}{C} = \frac{eN}{C} = \frac{e\Delta W_n}{\omega(C_{det} + C_{vs})}$$

Aby mohlo napätie na kondenzátore v impulznej ionizačnej komore sledovať registráciu ďalšieho zberu náboja treba obvod detektora jednosmerne uzatvoriť, zapojením odporu R , ktorý umožní, aby sa kondenzátor mohol, po nahromadení náboja, vybíjať s časovou konštantou $\tau=RC$. Hodnota odporu R sa vyberá tak, aby časová konštanta $\tau \gg t_k$ bola väčšia ako trvanie prúdového impulzu t_k od oboch zložiek náboja $\tau \sim t_i$. Časová konštanta τ však nemôže byť príliš veľká, pretože kondenzátor sa musí vybiť do momentu preletu ďalšej častice cez detektor. Obrázok 6-3c ilustruje ako amplitúda impulzu U_S závisí od odporu R . Maximálna amplitúda bude pri $R_i = \infty$.

V skutočnosti R musí mať vždy konečnú hodnotu, a preto $U_S < U_{Smax}$. Úplný zber náboja z doskovej ionizačnej komory (► Príloha IK) bude zabezpečený vtedy, ak bude časová konštanta $\tau=RC \gg t_k$ vhodne zvolená pre trvania oboch zložiek prúdu $i_k=i_e+i_i$, teda pre trvanie prúdového impulzu t_e elektrónov a trvanie prúdového impulzu t_i iónov. V uvedenom prípade $\tau = RC \gg t_i$, nakoľko $t_i \gg t_e$.



Obr. 6-4.

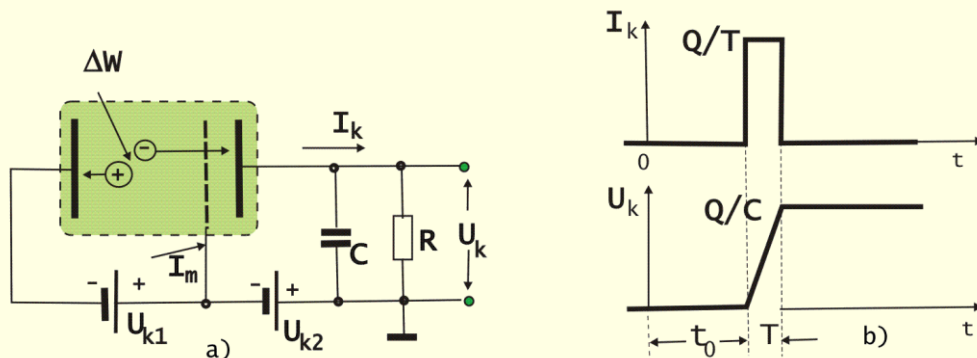
Podmienky pre zber náboja v plošnej ionizačnej komore s mriežkou – ionizujúca častica sa pohybuje paralelne s elektródami a pôsobí v objeme medzi katódou a mriežkou. Pri dostatočne jemnej mriežke a vhodnom napätí mriežka - katóda prakticky všetky elektróny prejdú rovnakú vzdialenosť z mriežky na anódu.

6.2.1 Ionizačná komora s mriežkou

Zrýchliť zber náboja z ionizačnej komory možno úpravou podľa obrázku 6-4 a obrázku 6-5a. Takto upravená ionizačná komora sa nazýva **ionizačná komora s mriežkou**. Mriežka, „dostatočne priesačná“ pre prechod elektrónov, je v nej umiestnená medzi anódou a katódou, vo vzdialenosti od katódy ďaleko väčšej ako dolet častíc s energiou, ktorá sa má merať. Mriežka prepúšťa k anóde len elektrónovú zložku prúdu, ktorá vznikla v dôsledku ionizácie. Trvanie prúdového impulzu t_e , v dôsledku zberu len elektrónovej zložky prúdu, bude kratšie ako v ionizačnej komore len s dvoma elektródami. Medzi vznikom prúdového impulzu a okamihom ionizácie existuje určité oneskorenie t_0 , spôsobené trvaním preletu elektrónov od miesta vzniku ionizácie do mriežky. Rozdelenie komory pomocou mriežky na pracovný objem komory a priestor, kde sa na tvorbe signálu podieľajú len elektróny (obr. 6-4) zabezpečuje nielen rýchlejší zber nosičov náboja, ale má

v konečnom dôsledku za následok aj zmenšenie závislosti amplitúdy výstupného impulzu, od miesta preletu ionizujúcej častice.

Reálna časová konštanta sa volí s ohľadom na rýchlosť registrácie častíc. V prípade, že sa požaduje len zber elektrónovej zložky (čo je bežný prípad v ionizačnej komore s mriežkou), tak sa volí $t_e < \tau < t_i$, resp. $\tau = t_e$, tak ako na obr. 6-3c a obr. 6-5b.



Obr. 6-5

Ionizačná komora s mriežkou – pripojenie zdrojov VN.

- Mriežka oddeľuje oblasť ionizácie s napätím U_{k1} , kde vzniká pár ión – elektrón, od časti, v ktorej sa generuje signál. Oblak elektrónov vždy prechádza cez rovnakú oblasť rozdielu potenciálov U_{k2} .
- Prúdový signál závisí od trvania zberu elektrónov; Tvar napätového signálu pri časovej konštante $\tau = RC = \infty$.

Príklad 6-1

Vo vzduchu je priemerná energia na vytvorenie jedného páru elektrón - ión 35eV. Určite akú amplitúdu bude mať impulz na výstupe vzduchom plnenej ionizačnej komory s kapacitou 30pF ak alfa častica pri prechode detektorom stratila energiu 1MeV a ak predpokladáme, že pracovný odpor detektora R je veľmi veľký, takže jeho vplyv zanedbáme.

Riešenie:

Ak je priemerná energia na vytvorenie jedného páru elektrón - ión $w = 35\text{eV}$ a ionizujúca častica má energiu 1MeV vytvorí sa vo vzduchu naplnenej komore

$N = 1\,000\,000 / 35 = 30\,000$ párov elektrón – ión, resp.

náboj $Q = \pm 30\,000 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = \pm 4,8 \cdot 10^{-15} \sim 10^{-14} \text{C}$.

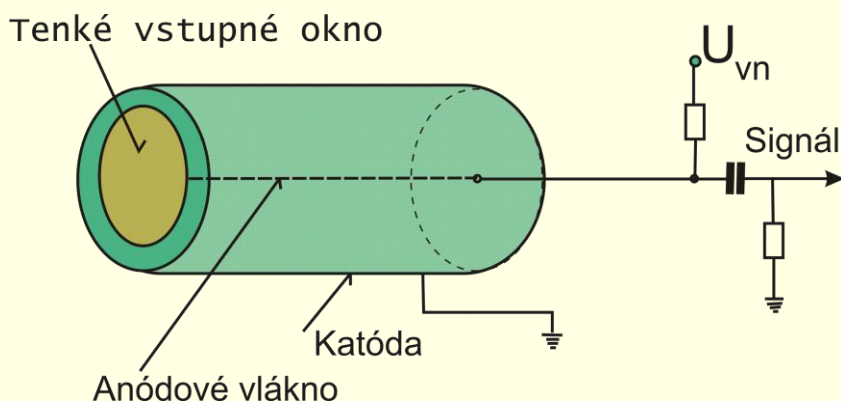
Ak je kapacita $C = (C_{\text{det}} + C_{\text{vs}}) = 30\text{pF}$ bude maximálna amplitúda napätového impulzu

$U_{\text{max}} = Q/C = \sim 10^{-14} / (30 \cdot 10^{-12}) = 0,3\text{mV}$.

Amplitúda napätového impulzu z ionizačnej komory je veľmi malá a bude ju treba hodne zosilniť pred jej odmeraním.

6.3 PROPORCIONÁLNY DETEKTOR

V podstate každý plynový detektor pri voľbe napájacieho napätia v oblasti proporcionality C , na obr.6-1, má vlastnosti proporcionálneho detektora. Vyššie pracovné napätie, než v prípade ionizačnej komory, vytvorí v priestore detektora takú intenzitu elektrického poľa, že elektróny na svojej dráhe k anóde získajú dostatočnú energiu k nárazovej ionizácii, v dôsledku čoho sa zväčšuje počet pohybujúcich sa nosičov náboja, ktorý vytvára prúd cez detektor. Obyčajne má proporcionálny detektor cylindrickú geometriu podľa obrázku 6-6, ktorá vytvára v okolí anódového vlákna silne nehomogénne pole, ktoré je potrebné pre vznik plynového zosilnenia.

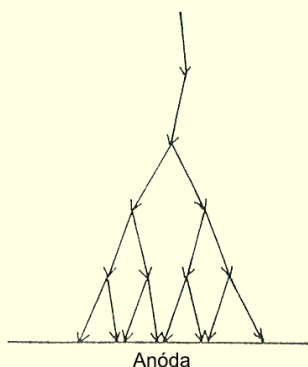


Obr. 6-6

Valcovitý tvar proporcionálneho detektora umožňuje skoncentrovať pole okolo stredového vlákna, ktoré slúži ako anóda. Pole v blízkosti anódy môže dosahovať takú intenzitu, že elektróny získajú dostatočnú energiu na nárazovú ionizáciu molekúl (obr. 6-7).

Počet elektrón - iónových párov vznikajúcich zrážkami ionizujúcej častice s atómami a molekulami plynovej náplne určuje tzv. **primárnu ionizáciu**. Elektróny vznikajúce primárnou ionizáciou majú zvyčajne energiu, ktorá neprevyšuje energiu potrebnú na ionizáciu atómov. Niektoré elektróny môžu pri primárnej ionizácii nadobudnúť energiu dostatočnú na ionizáciu atómov. Potom počet párov elektrón - ión, utvorených týmito tzv. **elektrónmi – δ** , určuje **sekundárnu ionizáciu**.

Po pripojení vysokého napätia na proporcionálny detektor pôjdu elektróny na anódu a kladné ióny na katódu. Elektrické pole, ktoré vznikne medzi elektródami, urýchľuje pohyb elektrónov a kladných iónov.



Obr. 6-7

Princíp procesu násobenia elektrónov po zrážkach vo vysokom elektrickom poli blízko povrchu anódy. Na obrázku je zobrazený proces s násobiacim faktorom $n=3$, v dôsledku čoho sa po zrážkach počet elektrónov zväčší 2^n krát. V praxi násobiaci faktor plynového zosilnenia $M \sim 2^n > 1000$, kde n je stredný počet zrážok, ktoré vykonajú primárne elektróny na ceste k anóde.

Elektrón s nábojom e získa v elektrickom poli s intenzitou E energiu $-e.E\lambda_x$, ktorá je úmerná priemetu strednej voľnej dráhy elektrónu λ_x na smer intenzity elektrického poľa. Keď je pole E dostatočne veľké, elektrón na dráhe λ_x môže získať energiu prevyšujúcu ionizačný potenciál atómov a molekúl pracovného plynu a je schopný ich ionizovať. Pravdepodobnosť sekundárnej ionizácie rastie so zvyšovaním intenzity E . Pri dostatočne vysokom napätí na elektródach sa tento dej viackrát opakuje a vzniká **elektrónová lavína** (obr. 6-7). Tento proces sa nazýva „**ionizácia nárazom**“.

Na tvorbe takejto lavíny sa podieľajú najmä elektróny, lebo majú 10^3 -krát väčšiu pohyblivosť ako kladné ióny, čo vyplýva z rozdielu ich hmotností. Elektróny môžu pracovný plyn buď ionizovať, alebo priviesť atómy a molekuly pracovného plynu do vzбудeného stavu. Atóm pri prechode do energetického základného stavu vyžiari mäkké röntgenové žiarenie, ktoré môže spôsobiť ďalšiu ionizáciu. Počet zrážok, pri ktorých vznikajú páry elektrón – ión na dráhe 1 cm v smere intenzity elektrického poľa sa volá **prvý Townsendov koeficient** a označuje sa znakom α . Vo

vrstve hrúbky dx v smere elektrického poľa sa tvorí dN párov elektrón – ión. Ak je $N(x)$ počet elektrónov, ktoré dôjdu do vrstvy dx , tak sa vytvorí $dN=\alpha N(x)dx$ párov. Vo vzdialenosti x od miesta vzniku primárneho elektrónu bude potom $N(x)=N_0 \exp(\alpha x)$ elektrónov. Ich počet závisí od počtu N_0 primárnych elektrónov v bode $x=0$. Keď elektróny dosiahnu anódu ($x=d$) celkový počet nimi vytvorených iónových párov dosiahne hodnotu $N(d) = N_T = N_0 \cdot e^{\alpha d}$.

Pomer $M=N_T/N=e^{\alpha d}$ sa nazýva **koeficient plynového zosilnenia** a v proporcionálnych detektoroch môže dosahovať hodnotu až 10^4 . Koeficient M závisí od vzdialenosti miesta vzniku primárnych elektrónov od anódy. Amplitúda výstupného impulzu závisí potom od miesta preletu častice. Tento nedostatok sa odstráni použitím cylindrického (valcového, koaxiálneho) tvaru proporcionálneho detektora.

V detektore valcového tvaru na obr. 6-6 už pri pomerne nízkom pracovnom napätí U_{vn} medzi anódou a katódou sa vytvorí v blízkosti anódy vysoký gradient elektrického poľa. Na elektródy detektora privedieme také napätie, aby ionizácia nárazom vznikala len v malom objeme v tesnej blízkosti vlákna. V takomto detektore potom amplitúda výstupného impulzu nezávisí od miesta preletu častice, lebo každý primárny elektrón vyvolá rovnakú lavínu elektrón – ión.

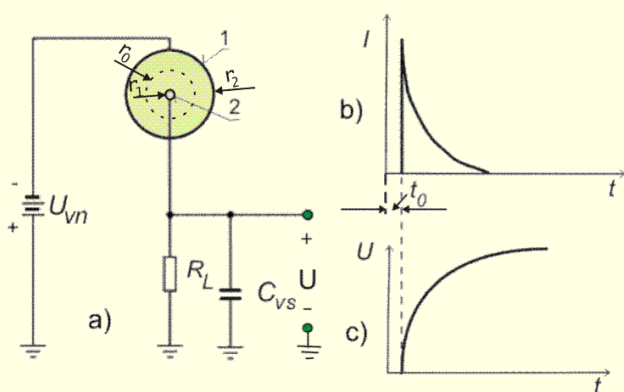
Ak má anóda priemer r_1 a katóda má polomer r_2 tak elektrické pole vo vzdialenosti r v blízkosti anódy je

$$E(r) = \frac{U_{vn}}{r \cdot \ln\left(\frac{r_1}{r_2}\right)}$$

Celkový náboj Q_{prop_d} v proporcionálnom detektore je vďaka koeficientu plynového zosilnenia M podstatne väčší ako by bol Q_{ik} v ionizačnej komore:

$$Q_{prop_d} = \pm M \frac{\Delta E_n}{\omega} e = \pm M Q_{ik}$$

Reálne môže byť koeficient plynového zosilnenia $M \sim 10^3 - 10^4$ a amplitúda impulzu z proporcionálneho detektora môže dosahovať do desiatín voltu.



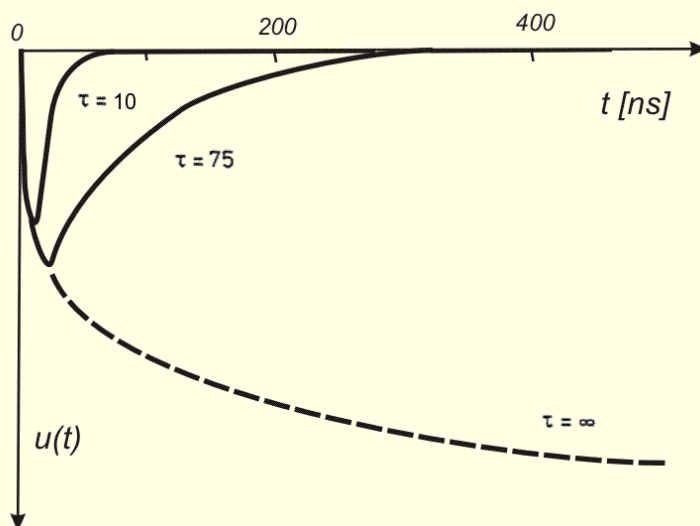
Obr. 6-8. Proporcionálny detektor s valcovým usporiadaním elektród (1 - katóda, 2 - anóda):
 a) elektrické zapojenie;
 b) prúdový impulz z detektora $i_k(t)$;
 c) napätový impulz $u(t)$ pri časovej konštante výstupného obvodu $\tau=R_L(C_{det}+C_{vs})=R_L C = \infty$.

Prevážna časť náboja elektrónov sa z malej vzdialenosti okolo anódového vlákna zozbiera veľmi rýchlo. Kladné ióny však musia prejsť prakticky celú vzdialenosť od vlákna do zbernej elektródy (pre ióny je to katóda) a preto rozhodujúcou mierou vplyvajú na tvar a trvanie prúdového impulzu. Rýchlosť pohybu iónov je najväčšia v oblasti nárazovej ionizácie a smerom ku katóde sa najskôr prudko a potom pomalšie znižuje. Taký istý priebeh má aj prúdový impulz $i_k(t)$ (obr. 6-8b), ktorý má maximum na začiatku priebehu pri najvyššej rýchlosti iónov.

Okrem toho existuje určité oneskorenie $t_0 \sim 10^{-7}$ s medzi vznikom prúdového impulzu a okamihom prvotnej ionizácie, ktoré závisí od miesta dopadu častice do detektora.

Napätový impulz $u(t) = i_k(t)Z_{vys}$ (obr. 6-8c) na výstupnej impedancii detektora $Z_{vys} = (R_L || (1/p(C_{det} + C_{vs})))$ tiež spočiatku rýchlo rastie. Na obr.6-9 do úrovne polovičnej hodnoty maximálne možnej amplitúdy (pri $\tau = \infty$) trvá nárast rádovo desiatky až stovky ns – vďaka rýchlejšiemu zberu elektrónovej zložky náboja. Celková doba zberu kladných iónov trvá okolo $t_i \sim 1000\mu s$. Skrátením impulzu pomocou derivačného CR obvodu v zosilňovači, možno ďalej zosilňovať len impulzy od elektrónovej zložky prúdu, čím sa proporcionálny detektor stane rovnako rýchly ako ionizačná komora s mriežkou. Na rozdiel od komory na jeho výstupe bude vďaka plynovému zosilneniu podstatne väčšia amplitúda impulzu.

Obrázok 6-9 ilustruje použitie 2 časových konštánt na skrátenie trvania impulzu a tiež doprovodný jav - zmenšenie amplitúdy takto vytvarovaného impulzu. Súčiniteľ plynového zosilnenia M je v oblasti proporcionality rádovo 1000, takže amplitúda impulzu $U = MQ/C = MN_e Q/C$ môže dosahovať do desiatín volta, teda podstatne viac ako pri ionizačnej komore s mriežkou $U = Q/C = N_e Q/C$. Pritom takto tvarovaný výstup z proporcionálneho detektora má rýchlosť ionizačnej komory s mriežkou, ktorej operačná rýchlosť závisí od rýchlosti zberu elektrónovej zložky náboja.



Obr. 6-9.

Tvar impulzu z proporcionálneho detektora . Obrázok ilustruje idealizovaný priebeh s $\tau = \infty$ a použitie 2 časových konštánt na skrátenie trvania impulzu. Doprovodným javom je zmenšenie amplitúdy takto vytvarovaného impulzu.

6.3.1 Detekcia neutrónov pomocou proporcionálneho detektora

Neutróny sú elektricky neutrálne častice a nemôžu byť bezprostredne zaregistrované detektorom ionizujúceho žiarenia. Neutróny môžu byť zaregistrované len na základe interakcie neutrónu s atómovým jadrom; kedy prebehne buď pružný rozptyl alebo jadrová reakcia.

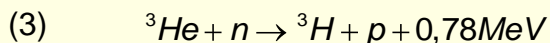
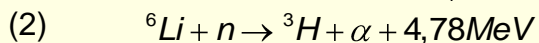
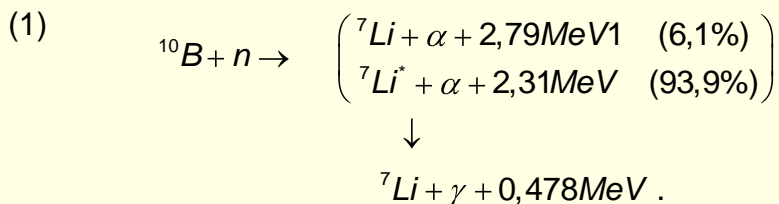
1. **Pri pružnom rozptyle** jadro získa časť kinetickej energie neutrónu a toto odrazené jadro ionizuje plynovú náplň alebo privádza do excitovaného stavu molekuly scintilátora.

2. **Pri jadrovej reakcii** vznikajú sekundárne častice a zostatkové jadro. Z hľadiska detekcie neutrónov sú zaujímavé také reakcie, v ktorých sekundárnou časticou je nabitá častica (častica alfa, protón, štiepny fragment).

Prvý spôsob sa používa na detekciu **rýchlych neutrónov**, ktoré majú kinetickú energiu rádovo $\sim 1\text{MeV}$ alebo vyššiu, pretože len v tomto prípade odrazené jadro získa dostatočnú energiu na vytvorenie väčšieho počtu elektrón – iónových párov.

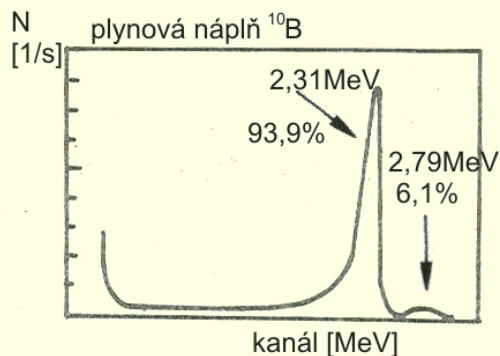
Druhý spôsob sa môže použiť aj na detekciu **pomalých neutrónov**. Účinnosť detekcie neutrónov závisí od ich energie, spravidla pre pomalé neutróny je vyššia ako pre rýchle neutróny, lebo účinný prierez σ exoenergetickej reakcie vyvolanej neutrónmi sa v závislosti od rýchlosti neutrónu v_n mení nepriamo úmerne $\sigma \sim 1/v_n$. Preto kvôli vyššej účinnosti detekcie rýchlych neutrónov sa tieto najprv spomalia v moderujúcom prostredí a potom sa registrujú ako pomalé neutróny.

Na detekciu pomalých neutrónov sa využívajú reakcie, ktoré majú vysoký účinný prierez. Najčastejšie sú to reakcie:



Produktmi reakcii sú ťažké nabité častice (alfa, protón, trícium, jadrá ${}^7\text{Li}$), ktoré sa ľahko registrujú ionizačnou komorou, proporcionálnym alebo scintilačným detektorom. Na registráciu kvánt gama sa používajú scintilačné detektory s kryštálom NaI(Tl).

Najbežnejšie detektory neutrónov sú proporcionálne detektory plnené plynom obsahujúci izotop ${}^{10}\text{B}$. V bórovej náplni je izotop ${}^{10}\text{B}$ viazaný v zlúčenine BF_3 alebo $\text{B}(\text{CH}_3)_3$. Zriedkavejšie sa používajú proporcionálne detektory, v ktorých bór je nanosený na katóde detektora. Na obr. 6-10 je spektrum impulzov z proporcionálneho detektora, plneného BF_3 , na ktorý dopadajú pomalé neutróny.

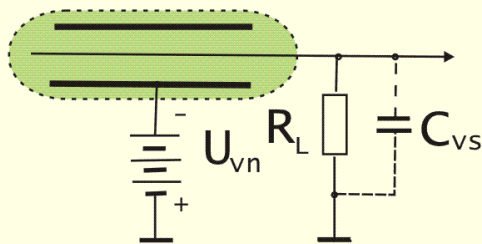


Obr. 6-10.

Spektrum impulzov z proporcionálneho detektora s bórovou náplňou. Dve maximá zodpovedajú reakciám podľa bodu (1).

6.4 GEIGEROV- MÜLLEROV DETEKTOR

Geigerove - Müllerove detektory (skrátene G-M detektory alebo aj G-M trubice) sú plynové detektory založené na ionizačnom účinku elementárnych častíc. Napätie na elektródach (v oblasti E na obr.6-1), na rozdiel od ionizačných komôr, je však také vysoké, že elektróny vytvorené ionizačným účinkom registrovaných častíc sú natoľko urýchľované, že majú **schopnosť lavínovite ionizovať plynovú náplň detektora**. Zapojenie G-M detektora do obvodu so zdrojom VN ilustruje obr. 6-11.



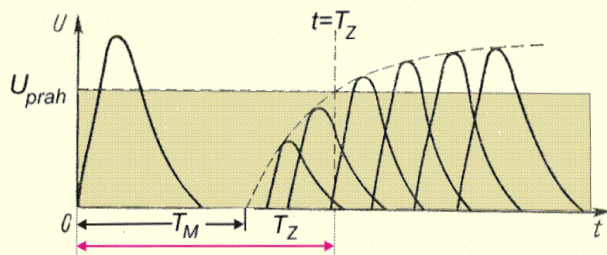
Obr. 6-11.

Pripojenie G-M detektora do obvodu so zdrojom VN.

Základom G-M trubice je systém dvoch elektród. Jednu z nich tvorí kovový, alebo pokovený sklený valec, a druhú tvorí tenké vlákno. Valcová elektróda môže byť spojená so záporným pólom zdroja vysokého napätia U_{vn} . Vlákno je pripojené cez pracovný odpor R_L na druhý, uzemnený, pól zdroja vysokého napätia U_{vn} . Vďaka takejto voľbe pripojenia zdroja U_{vn} možno použiť galvanickú väzbu na ďalšiu elektroniku, bez nutnej prítomnosti väzobného kondenzátora.

Mechanizmus výboja: Ionizujúca častica vytvorí v citlivom priestore detektora iónové páry (elektróny a kladné ióny). Elektróny sú silovým účinkom poľa priťahované k vláknu. Na svojej dráhe spôsobujú lavínovitú ionizáciu.

G-M detektory sú plynové detektory, u ktorých je koeficient plynového zosilnenia M vyšší ako napr. u proporcionálneho detektora, v dôsledku voľby pracovného napätia v oblasti E charakteristiky na obr.1. Vyššia intenzita elektrického poľa v detektore má za následok zväčšenie pravdepodobnosti vzniku nárazovej ionizácie. Táto **pravdepodobnosť vzniku nárazovej ionizácie sa charakterizuje koeficientom γ** . Od určitej hodnoty tzv. **zápalného napätia** je hodnota $\gamma M \geq 1$ a každý ión jednej lavíny dá podnet ku vzniku voľného elektrónu a tým ku vzniku novej lavíny. Kladné ióny, ktoré majú omnoho menšiu pohyblivosť sa zhromaždia na valcovej ploche po dlhšom čase. Procesy v G-M trubici majú tendenciu udržať výboj a premeniť ho na trvalý. I keď táto tendencia pôsobí kladne na zosilnenie impulzu musí sa včas obmedziť, t.j. **vhodným spôsobom zhasiť výboj**, aby sa mohli zaregistrovať ďalšie častice. Čas, za ktorý počítač nie je schopný zaregistrovať ďalšiu časticu, sa nazýva vlastná doba necitlivosti - **mŕtva doba** detektora T_M (obr. 6-12). Avšak aj po uplynutí mŕtvej doby T_M sa neobnoví okamžite predošlá citlivosť plynovej náplne. **Doba zotavenia** T_Z , počas ktorej je citlivosť detektora znížená závisí aj od nastavenia prahu registrácie pripojeného diskriminátora. Mŕtva doba môže dosahovať až do stoviek mikrosekund.



Obr.6-12

Vlastná mŕtva doba T_M , počas ktorej je detektor necitlivý a doba zotavenia T_Z počas ktorej nemá G-M detektor ešte takú citlivosť akú mal pred začatím výboja. T_Z závisí aj od nastavenia prahu registrácie U_{prah} .

Na veľkosť mŕtvej doby v podstatnej miere vplýva rýchlosť zhasnutia výboja. Podľa toho, akým spôsobom sa dosahuje zhasnutie samostatného výboja existujú:

1. **Nesamozhášacie G-M detektory.** V starších typoch G-M trubíc sa včasné zhasnutie výboja docieľovalo vhodnou voľbou pracovného odporu R_L . Spád napätia, ktorý vznikol prechodom výbojového prúdu týmto odporom, spôsobil zníženie napätia medzi elektródami. Pri dostatočnej veľkosti odporu R_L bude tento úbytok taký, že zastaví výboj v trubici.
2. Detektory so zhasnutím výboja s **použitím elektronického zariadenia**, ktoré výboj preruší znížením napätia na elektródach.
3. **Samozhášacie G-M detektory.** V súčasnej dobe sa všade najviac používajú samozhášacie G-M trubice s interným zhášaním. Včasné zhasnutie výboja sa docieľuje tým, že do náplne detektorovej trubice sa primiešajú organické látky. Ich molekuly sú pri detekcii ionizujúceho žiarenia tiež ionizované, ale vzhľadom na ich veľkosť, a teda menšiu pohyblivosť, zostávajú v blízkosti anódy. Pretože sú kladne nabité, utvoria priestorový náboj, ktorý zníži gradient potenciálu v okolí elektródy, čím sa výboj preruší.

Všetky tri spôsoby zhášania výboja majú svoje nevýhody.

Prvý spôsob vedie k veľkým odporom R_L (rádovo 100M Ω). Mŕtva doba detektora je priamo úmerná odporu R_L , takže zväčšenie odporu R_L má za následok predĺženie mŕtvej doby, čo je nevýhodné a je hlavnou príčinou, prečo sa už tento spôsob zhášania nepoužíva.

Druhý spôsob si vyžaduje dodatočný elektronický obvod, a preto sa pomerne málo používa.

Nevýhodou posledného, najrozšírenejšieho spôsobu zhášania je, že molekuly zhášacej zmesi postupne disociujú, takže trubica má menšiu životnosť ako trubica zhášaná iným spôsobom.

6.4.1 Zhodnotenie vlastností G-M detektora

Prednosťou G-M detektorov je veľká amplitúda výstupných impulzov – môže dosahovať niekoľko voltov až do 100 V.

Impulzný napäťový signál má stálu amplitúdu, ktorá závisí len od voľby pracovného napätia, takže detektor sa nedá použiť na meranie energie dopadajúceho žiarenia, hovoríme preto, že to **nie je spektrometrický detektor**.

Pri detekcii nabitých častíc alfa a beta je detekčná účinnosť takmer 100%, avšak pri detekcii žiarenia gama len 0,1 - 1%.

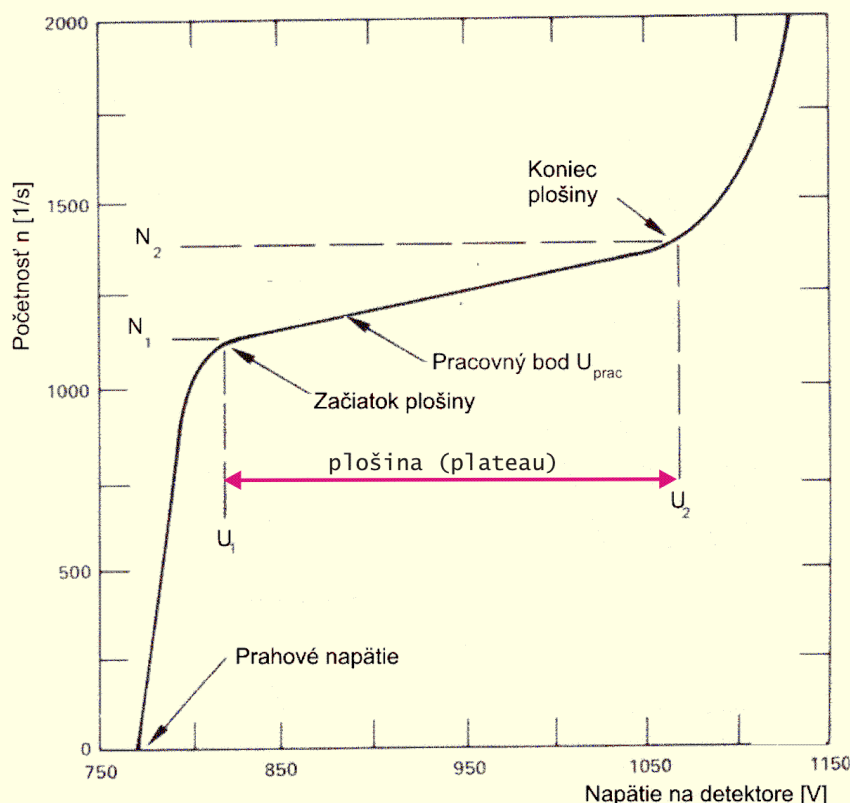
Nevýhodou G-M detektora je, že amplitúda impulzov z jeho výstupu nie je úmerná energii častice, ktorú odovzdala plynovej náplni a ďalej malá časová rozlišovacia schopnosť. Na charakterizovanie časového rozlíšenia sa používa **mŕtva doba** T_M , počas ktorej je detektor necitlivý a **doba zotavenia** T_Z , počas ktorej je

citlivosť detektora znížená (obr.6-12). Mŕtva doba môže dosahovať až do stoviek mikrosekund.

6.4.2 Pracovná charakteristika G-M detektora

Pracovná charakteristika alebo napäťová charakteristika G-M detektora je závislosť početnosti impulzov od napätia medzi elektródami (obr. 6-13). Táto charakteristika je dôležitá pre voľbu vhodného pracovného napätia.

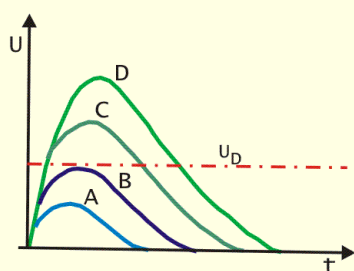
Experimentálne sa dá overiť tak, že keď umiestnime v blízkosti G-M trubice monoenergetický zdroj žiarenia a pomaly zvyšujeme od nuly napätie medzi elektródami tak, pri istej hodnote (pri tzv. prahovom napätí) začne detektor registrovať žiarenie, čo sa prejaví pomocou zaregistrovania impulzov. Pri ďalšom zvyšovaní napätia počet impulzov pomerne rýchlo rastie po istú hodnotu napätia U_1 , pri ktorej začína tzv. **plošina** ("plateau") detektora. Na plošine počet impulzov málo závisí od napätia. Rozličné trubice (dokonca i rovnakého typu) nemusia mať rovnako dlhú plošinu. Ak zvýšime napätie $U_{vn} > U_2$ nad túto úroveň, počet impulzov začne prudko stúpať a môže vzniknúť výboj. Oblasť pracovných napätí ležiacich medzi U_1 a U_2 sa nazýva **pracovnou plošinou** ("plateau") detektora. Z hľadiska stability merania pre G – M detektore je najvhodnejším pracovným bodom v oblasť v prvej tretine nájdenej plošiny po stred plošiny.



Obr. 6-13.
Napäťová charakteristika G-M detektora s plošinou (oblasť medzi U_1 až U_2),
 U_{prac} je doporučené pracovné napätie

Je veľmi dôležité si uvedomiť, že pracovná charakteristika nie je vlastnosťou len samotného detektora, ale celého súboru detektor - vyhodnocovacie zariadenie

(diskriminátor s počítadlom impulzov). Obr. 6-14 ilustruje spôsob zaregistrovania impulzu na vstupe diskriminátora. Diskriminátor má nastavenú vždy istú základnú diskriminačnú úroveň U_D , ktorú musí prichádzajúci impulz „prekročiť“, aby bol zaregistrovaný. Pokiaľ bude napájacie napätie na detektore U_{vn} nízke, signál (napäťový impulz) z detektora bude menší než U_D a vyhodnocovacie zariadenie nebude registrovať žiadne impulzy. Napr. impulzy A, B na obr. 6-14 majú amplitúdu menšiu ako nastavená diskriminačná úroveň U_D , ktorú musí prichádzajúci impulz prekročiť, aby bol zaregistrovaný. Pri určitej vyššej hodnote napätia U_{vn} na detektore už amplitúda niektorých impulzov prevýši prahové napätie U_D a budú zaregistrované. Napr. impulzy C a D na obr. 6-14 majú amplitúdu väčšiu ako nastavená diskriminačná úroveň U_D a budú zaregistrované. Cieľom voľby pracovného napätia U_{vn} v oblasti plošiny je zabezpečiť vysokú účinnosť registrácie.



Obr. 6-14.

Ilustrácia registrácie impulzov z G-M detektora pomocou diskriminátora a počítadla. Pri voľbe nízkeho napájacieho napätia U_{vn} majú impulzy A, B amplitúdu menšiu ako nastavená diskriminačná úroveň U_D , ktorú musí prichádzajúci impulz prekročiť, aby bol zaregistrovaný. Impulzy C a D majú amplitúdu už väčšiu ako nastavená diskriminačná úroveň U_D a budú zaregistrované.

6.4.3 Mŕtva doba G-M detektora

6.4.3.1 Korekcia počet zaregistrovaných častíc na mŕtvu dobu

G-M detektor má obmedzenú rýchlosť registrovania udalostí. Podľa obr. 6-12, keď nastane v G-M trubici výboj, tak G-M trubica istý čas nemôže registrovať ďalšie častice. Až po zhasnutí výboja sa začína „zotavovať“. Napätie na elektródach detektora sa obnoví len postupne na svoju pôvodnú hodnotu. Ionizované molekuly rekombinujú. Medzi preletom dvoch častíc musí teda uplynúť istý minimálny čas, aby G-M trubica mohla každú z nich osobitne registrovať. Tento čas charakterizuje podľa obrázku 6-12 mŕtva doba T_M , alebo o niečo dlhšia doba zotavenia T_Z . Mŕtva doba G-M trubice býva rádovo 10^{-4} až 10^{-3} s a závisí od konštrukcie, plynovej náplne trubice a od vlastností elektronickej aparatúry na ktorú je trubica pripojená. Ak :

T je mŕtva doba G-M trubice;

N_0 - počet častíc, ktoré dopadnú do G-M trubice za jednotku času;

N - počet zaregistrovaných častíc za jednotku času;

Potom počet nezaregistrovaných častíc G-M trubicou bude: $N_0 - N = N_0 NT$;

$$\text{odkiaľ } N_0 = \frac{N}{(1 - NT)}$$

Pomocou tohto vzťahu môžeme na základe známej mŕtvej doby T **korigovať počet zaregistrovaných impulzov N** a vypočítať skutočný počet častíc N_0 , ktoré prenikli do detektora (ak predpokladáme 100 % účinnosť detektora).

6.4.3.2 Určenie mŕtvej doby metódou dvoch zdrojov žiarenia

Mŕtvu dobu T možno stanoviť **metódou dvoch zdrojov žiarenia**, ktoré si zvolíme tak, aby dávali približne rovnaký počty impulzov (niekoľko tisíc až desiatok tisíc impulzov za min).

Pretože stanovenie mŕtvej doby sa zakladá na určení pomerne malých rozdielov medzi veľkými číslami treba na dosiahnutie dostatočnej presnosti merať pomerne dlhý čas (5-10 min). Hodnoty mŕtvej doby pre rozličné trubice toho istého typu nemusia byť presne rovnaké.

Najskôr odmeriame počet impulzov N_1 , vyvolaných prvým zdrojom, potom k prvému zdroju pridáme druhý zdroj rádioaktívneho žiarenia tak, aby sme nepohli prvý zdroj a zistíme počet impulzov N_{12} , vyvolaných obidvomi zdrojmi. Nakoniec odstránime prvý zdroj tak, aby sme nepohli druhým zdrojom a zistíme počet impulzov N_2 , vyvolaných druhým zdrojom. Časové intervaly, počas ktorých uskutočňujeme jednotlivé merania musia byť rovnaké.

Príslušné skutočné počty častíc dopadajúcich na detektor označme N_{01} , N_{02} , N_{012} . Potom

$$N_{01} = \frac{N_1}{(1 - N_1 T)}; \quad N_{02} = \frac{N_2}{(1 - N_2 T)}; \quad N_{012} = \frac{N_{12}}{(1 - N_{12} T)};$$

Je zrejmé, že $N_{012} = N_{01} + N_{02}$ takže:

$$\frac{N_{12}}{(1 - N_{12} T)} = \frac{N_1}{(1 - N_1 T)} + \frac{N_2}{(1 - N_2 T)};$$

odkiaľ mŕtva doba

$$T \approx \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{2N_1 N_2}$$

6.5 STREAMEROVÉ TRUBICE

V Geigerových - Müllerových detektoroch je typický pomer medzi počítacím plynom a zhášacím plynom 90:10. Anódové vlákno má priemer 30 μm a anódové napätie je okolo 1kV

Streamerové trubice pracujú s hrubými anódovými vláknami s rozmermi medzi 50 μm a 100 μm . Ak sa výrazne zvýši podiel zhášacieho plynu (oproti GM trubiciam), môže byť úplne potlačené priečne vytváranie výboja pozdĺž anódového vlákna. Takto sa znovu získa, tak ako v proporcionálnom detektore, lokalizovaný výboj s výhodou veľkého signálu (pre dostatočne vysoké anódové napätie plynové zosilnenie $\geq 10^{10}$), ktorý môže byť spracovaný bez akéhokoľvek dodatočného predzosilňovača. Môže byť použitá zmes plynov obsahujúca $\leq 60\%$ argónu a $\geq 40\%$ izobutánu. Boli tiež skúšané streamerové trubice pracujúce s čistým izobutánom a fungovali dobre. V tomto móde činnosti prechody z proporcionálnej oblasti do streamerového módu prebiehajú obídením Geigerovho výboja. Streamerový mód sa môže vyvinúť z proporcionálneho módu nespojitým prechodom v dôsledku veľkého počtu produkovaných fotónov, ktoré sú následne reabsorbované v bezprostrednej blízkosti počiatkovej lavíny cez fotoelektrický jav a stávajú sa štartovacím bodom nových sekundárnych a terciálnych lavín, ktoré sa spájajú s počiatkovou lavínou.

Ak je použité „hrubé“ anódové vlákno (okolo 100 μm), lavína je vytváraná prevažne len primárnymi elektrónmi a jej vývoj je lokalizovaný na tú stranu anódového vlákna na ktorú prichádzajú elektróny. Alternatívne je možné registrovať

signál indukovaný na katóde. Segmentácia katódy umožňuje určiť polohu stopy pozdĺž anódového vlákna. Poloha stopy častice pozdĺž anódového vlákna môže byť tiež určená konštrukciou katódy ako oneskorovacej linky. Streamerové trubice pracujú pri vysokom napätí (~5000V). Sú charakterizované extrémne dlhými účinnosťnými platô (~1kV), čo umožňuje získať stabilný pracovný bod.

Pracovný mód streamerových trubíc má tiež mnohé aplikácie v úplne rozdielnych plynových detektoroch. V streamerových komorách streamery vznikajú vo veľmi silných homogénnych impulzných elektrických poliach.

Pre extrémne vysoké napätie, paradoxne, účinnosť môže dosahovať hodnoty ≥ 1 , pretože pri takýchto vysokých intenzitách poľa sa môže vyskytnúť následný výboj (after-discharges), ktoré niekedy môžu vytvoriť dva signály na jednu incidentnú časticu.

Ionizačné stopy vytvárané nabitými časticami dopadajúcimi pri pravých uhloch vzhľadom na elektrické pole sú plynovo zosilnené a stanú sa viditeľné ako následok streamerov. Pre šikmý dopad ($\pm 30^\circ$ vzhľadom na pole), streamery sa budú spájať do jedného a vytvárať plazmový kanál pozdĺž dráhy (**dráhová iskrová komora**).

Tiež komory s odporovou platňou môžu pracovať v streamerovom móde, produkujú tak veľké signály, ktoré je možné ľahko spracovať. Toto je možné aj pri **zobrazovacích komorách** (imaging chambers) kde streamerový mód umožňuje vysoké svetelné výťažky.

Kvôli jednoduchému módu činnosti a možnosti mnohočasticovej registrácie na jednom anódovom vlákne, streamerové trubice sú ideálnym kandidátom pre samplingové prvky v **kalorimetroch pre oblasť fyziky vysokých energií**.

KONTROLNÉ OTÁZKY

1. Na základe obrázku 6-1 voltamperovej charakteristiky ukážte, že ionizačná komora je spektrometrický detektor.
2. Porovnajte vlastnosti ionizačnej komory bez mriežky a s mriežkou pri registrácii veľmi nízkych a vysokých početností.
3. Porovnajte rýchlosť činnosti ionizačnej komory s mriežkou a rýchlosť činnosti proporcionálneho detektora.
4. Objasnite prečo sa pokladá cylindrický tvar plynového detektora za ideálny na skúšanie?
5. Objasnite rozdiel trvania impulzu v plošnej ionizačnej komore s mriežkou pri registrácii alfa častice, ktorá sa pohybuje paralelne s elektródami a smerom kolmo na dosky elektród?
6. Vysvetlite ako možno registrovať časticu bez náboja – neutrón pomocou proporcionálneho detektora?
7. Objasnite zmysel skracovania trvania impulzov z proporcionálneho detektora pomocou tvarovania výstupných impulzov článkom CR .
8. Určite odhadom zosilnenie zosilňovača, ktoré potrebujete na to, aby ste v meracej aparatúre s rôznymi typmi plynových detektorov mohli, pomocou amplitúdového analyzátora, analyzovať spektrum meraných žiaričov.
9. Objasnite meranie mŕtvej doby detektora metódou dvoch zdrojov žiarenia.
10. Objasnite prečo je dôležité mať správne zvolené pracovné napätie u G-M detektora.
11. Bolo by možné použiť metódou dvoch zdrojov žiarenia na meranie časového rozlíšenia aj iných zariadení, napríklad časového rozlíšenia koincidenčných obvodov a diskriminátorov?

SÚHRN

Rozdiel medzi jednotlivými druhmi plynových detektorov závisí od voľby veľkosti napätia na elektródach.

Nabitá častica, ktorá vletí do priestoru medzi elektródami, stráca svoju energiu na ionizáciu a excitáciu atómov plynovej náplne a na svojej dráhe vytvorí istý počet párov elektrón - ión. Tieto sa v elektrickom poli pohybujú v smere ku odpovedajúcim elektródam, čím vzniká elektrický prúd. Ak momenty vstupu jednotlivých častíc sú oddelené relatívne veľkými časovými intervalmi, počas ktorých ióny vytvorené predchádzajúcou časticou stačili prejsť na elektródy, je prúd prechádzajúci obvodom komory impulzný.

Ionizačné komory a proporcionálne detektory pracujú v oblasti pracovných napätí kde sa zachováva úmernosť medzi amplitúdami výstupných impulzov a energiou častíc a nazývajú sa **spektrometrické zariadenia**. **Geigerove - Müllerove detektory, korónové a iskrové detektory nie sú spektrometrické detektory**, pretože pracujú pri napätiach na elektródach, pri ktorých už nezávisí veľkosť odozvy na počte pôvodne vytvorených iónových párov.

Rýchlosť detektora závisí od trvania zberu nosičov náboja a od časovej konštanty tvorenej kapacitou detektora a pracovným odporom. Reálna časová konštanta sa volí s ohľadom na registrovanú početnosť častíc a väčšinou sa využíva len zber elektrónovej zložky. V proporcionálnom detektore rozhodujúcou mierou na tvar a trvanie prúdového impulzu vplývajú kladné ióny. Na rozdiel od ionizačnej komory na jeho výstupe bude vďaka plynovému zosilneniu podstatne väčšia amplitúda impulzu.



Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

Úplný zber náboja v plošnej ionizačnej komore.

Kvôli zjednodušeniu budeme uvažovať komoru s rovinnými elektródami, medzi ktorými je potenciálový rozdiel U_0 . V takejto komore je konštantné elektrické pole $E = U_0/d$. Budeme predpokladať, že **častica alfa preletela rovnobežne** s rovinnou elektródou na vzdialenosti x od elektródy s kladným potenciálom (► obr. 6.3).

Odvodíme **tvár impulzu** vychádzajúc zo zákona zachovania energie. Nech časová konštanta vonkajšieho obvodu je dostatočne veľká (v porovnaní s dobou zberu iónov). Energia potrebná na pohyb nábojov sa odčerpáva z elektrostatickej energie nahromadenej v kondenzátore C, kde C je sumárna kapacita komory a obvodov nadväzujúcich na komoru. Po čase t ióny sa premiestnia na vzdialenosť $v^+ t$ smerom ku katóde a elektróny na vzdialenosť $v^- t$ smerom k anóde. Symbol v^+ , resp. v^- označuje **driftovú rýchlosť** iónov, resp. elektrónov. Zmena polohy nábojov do oblasti s nižšou hodnotou potenciálu reprezentuje energiu rovnú $Q \Delta U$, kde $Q = n_0 e$ a n_0 je počet elektrónov, ktorý v danom prípade je rovný počtu iónov, $\Delta U = E x$, kde x je vzdialenosť, na ktorú sa premiestnili elektróny, resp. ióny. V danom prípade zákon zachovania energie môže byť zapísaný v tvare:

Energia nahromadená v kondenzátore	=	Energia absorbovaná iónmi	+	Energia absorbovaná elektrónami	+	Zostatková energia kondenzátora
--	---	---------------------------------	---	---------------------------------------	---	---------------------------------------

$$\frac{1}{2} C U_0^2 = n_0 e E v^+ t + n_0 e E v^- t + \frac{1}{2} C U_z^2$$

alebo

$$\frac{1}{2} C U_0^2 - U_z^2 = n_0 e E v^+ + v^- t$$

$$\frac{1}{2} C U_0 + U_z U_0 - U_z = n_0 e \frac{U_z}{d} v^+ + v^- t$$

Typické hodnoty $U_0 \sim 1 \text{ kV}$ a $U_0 - U_z \sim 1 \text{ mV}$. Preto

$$U_0 + U_z = 2U_0, \quad U_0 - U_z = \Delta U = U_R \quad \text{a} \quad \frac{U_z}{d} = \frac{U_0}{d}.$$

Potom

$$\frac{1}{2} C 2 U_0 U_R = n_0 e \frac{U_0}{d} v^+ + v^- t$$

$$U_R = \frac{n_0 e}{d C} v^+ + v^- t, \quad (\text{ik.1})$$

tzn. **amplitúda impulzu sa mení lineárne s časom.**

V čase $t^- = \frac{x}{v^-}$ elektróny dosiahnu anódu a ďalej už nebudú vplývať na veľkosť amplitúdy impulzu. V nasledujúcej dobe budú driftovať len ióny, lebo $v^+ \ll v^-$, a časová závislosť amplitúdy impulzu bude popisovať výraz

$$U_R = \frac{n_0 e}{d C} v^+ t + x \quad (\text{ik.2})$$

V dobe $t^+ = \frac{d-x}{v^+}$ amplitúda impulzu dosiahne maximálnu hodnotu.

$$U_R^{\max} = \frac{n_0 e}{d C} (d-x) + x = \frac{n_0 e}{C} \quad (\text{ik.3})$$

Vidíme, že **amplitúda impulzu v jednoduchej ionizačnej komore nezávisí od miesta vzniku, len vtedy, keď sa úplne zozbierajú nielen elektróny ale aj ióny.**



Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←