

4 DETEKTOR A JEHO NÁHRADNÝ OBVOD

UČEBNÉ CIELE

Zoznámiť sa so základnými vlastnosťami detektora ako zdroja impulzov pre spektrometrické a časové merania. Na základe náhradného obvodu detektora posúdiť vplyv jeho kapacity a pracovného odporu na čo najefektívnejšiu a najrýchlejšiu registráciu ionizujúceho žiarenia. S použitím Laplaceovej operátorovej metódy vedieť zjednodušiť riešenie prechodových javov na vstupe spektrometrickej aparatúry s detektorom ionizujúceho žiarenia s cieľom objasniť vplyv pracovného odporu na integráciu náboja na výstupe detektora.

KLÚČOVÉ SLOVÁ

Detektor polovodičový, s plynovou náplňou a scintilačný. Spetrometrický a nespektrometrický detektor. Vlastnosti detektora: citlivosť, účinnosť, časové rozlíšenie (mŕtva doba), energetické (amplitúdové) rozlíšenie, selektivita, vlastný šum, veľkosť a polarita výstupného signálu a stabilita. Prístrojové a energetické spektrum. Pracovný a vnútorný odpor detektora, kapacita detektora, montážna a parazitná kapacita. Prúdový a napätový impulz z detektora. Ustálený a prechodový jav. Symbolicko – komplexná metóda riešenia obvodov s ustálenými napätiami a prúdmi. Fázor, komplexná impedancia. Laplaceova operátorova metóda. Orginál – obraz v Laplaceovej transformácii. Pracovný odpor, parazitná kapacita, kapacita detektora, integračný a derivačný článok, nábojový zosilňovač.

4.1 DETEKTOR AKO ZDROJ SIGNÁLU

Ionizujúce žiarenie sa v styku s látkovým prostredím prejavuje rôznymi fyzikálnymi javmi, z ktorých niektoré je možné využiť na detekciu alebo aj na meranie jeho charakteristík. Základnou súčasťou každého prístroja na meranie ionizujúceho žiarenia je čidlo žiarenia – **detektor**.

Niektoré detektory, ako napríklad iskrová komora alebo bublinová komora, umožňujú zviditeľniť dráhu ionizujúcich častíc, a tak ich vizuálnu alebo fotografickú registráciu. Vo väčšine detektorov sa však detekcia, alebo meranie základných parametrov ionizujúceho žiarenia, uskutočňuje **prostredníctvom elektrického signálu** (pomocou odmerania amplitúdy, tvaru a tiež aj ďalších parametrov zosilneného impulzu z detektora). Ďalším spracovaním a vyhodnotením tohto signálu v meracej elektronickej aparatúre je možné získať informáciu o skúmanom žiarení, a to tak po kvalitatívnej ako aj po kvantitatívnej stránke.

Detektory sú z elektrického pohľadu meniče energie jadrového žiarenia (nabitých alebo neutrálnych častíc, fotónov) **na elektrický náboj Q**. Táto konverzia energie na jej úmerný náboj sa uskutočňuje buď tým, že nabitá častica ionizuje plyn alebo materiál polovodičového detektora alebo sa uskutočňuje vďaka indukovanej emisii svetla alebo fotoefektu v scintilačných detektoroch. Neutrálne častice, také ako neutróny, sa môžu registrovať pomocou procesov, v ktorých sa tvoria nabité častice (interakciou s ľahkými atómami alebo jadrovými reakciami.)

Registrácia fotónov sa uskutočňuje prostredníctvom fotoefektu, Comptónovho efektu a tvorby pár.

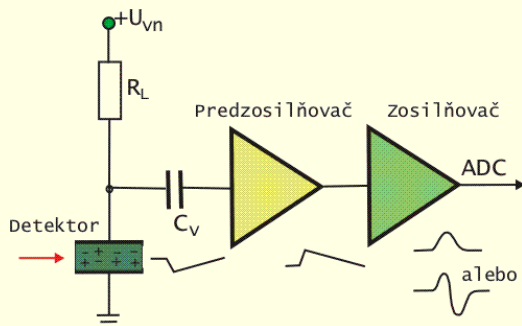
4.1.1 Spektrometrický detektor

Nehľadiac na princíp činnosti je možné pokladať detektory za zdroje náhodne sa vyskytujúcich elektrických impulzných signálov s pomerne malou amplitúdou a krátkym trvaním. Tieto signály treba zosilniť, z dôvodu nedokonalosti zosilňovačov často (obr.4-9):

- oddelene signál s informáciu o amplitúde impulzu a
- oddelene časovací signál pre získanie informácie o výskyte udalostí.

Elektronická aparátúra, ktorá umožňuje odmerať a analyzovať amplitúdu impulzov z detektorov ionizujúceho žiarenia je pomerne komplikovaná. Na rozdiel od bežných elektrických meraní, v ktorých pomocou ampérmetrov a voltmetrov možno odmerať ustálené hodnoty príslušných prúdov a napätí je pri meraní amplitúd impulzov (komplikovaného tvaru) situácia podstatne zložitejšia, pretože sa jedná vlastne o meranie prechodových javov (trvajúcich menej ako mikrosekunda). Takéto impulzy pri malých početnostiach by bolo možné napríklad fotografovať z obrazovky osciloskopu a následne, po vyriešení problémov s jednoduchým zberom a zápisom informácie analyzovať.

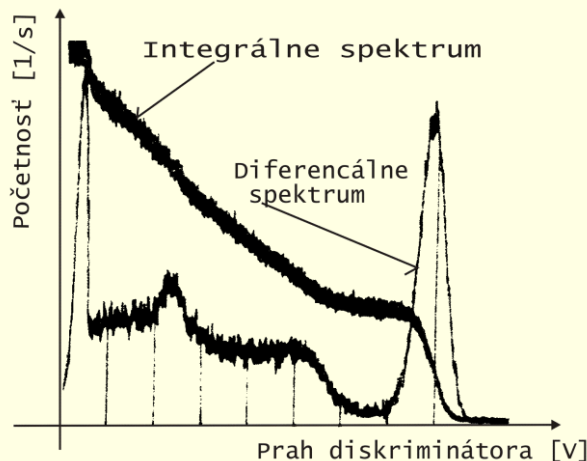
V špeciálnom zariadení na meranie amplitúdy impulzov - **amplitúdovom analyzátore** registrovaný impulz na krátky čas nabije kondenzátor na vstupe jeho amplitúdovo - číslicového prevodníka. Číslicový kód úmerný odmeranej amplitúde impulzu z prevodníka sa potom zapíše do pamäti a možno ho ďalej ako namerané spektrum impulzov, napríklad pomocou počítača, vyhodnocovať.



Obr. 4-1
Príklad spektrometrického zariadenia, pozostávajúce z:

- detektora,
- predzosilňovača -PZ,
- Zosilňovača -Zos,
- amplitúdovo - číslicového prevodníka - ADC ako súčasť mnohokanálového analyzátora.

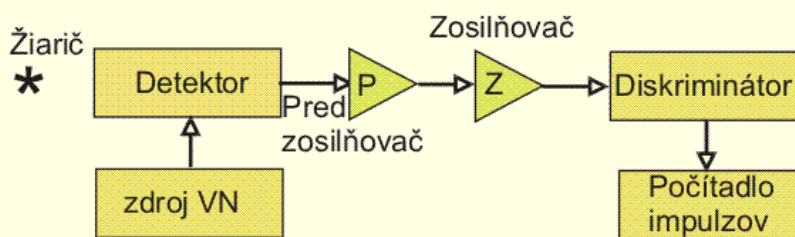
Na obr. 4-1 je ako príklad zobrazené spektrometrické zariadenie, pozostávajúce z detektora, predzosilňovača, zosilňovača a amplitúdovo číslicového prevodníka. V detektore sa na základe ionizačných účinkov častíc tvorí impulzný signál, ktorý sa po náležitom spracovaní (tvarovaní, zosilnení) vyhodnocuje zariadeniami, analyzujúcimi amplitúdy impulzov. Detektor má jednu elektródu - katódu uzemnenú a k druhej elektróde - anóde je cez pracovný odpor R_L pripojený k vysokému napätiu $+U_{vn}$. Zosilňovač je rozdelený na časť predzosilňovača - PZ a časť hlavného zosilňovača - Zos. Predzosilňovač spojuje s detektorom kvalitný oddeľovací kondenzátor C_V . Okrem zosilnenia je úlohou zosilňovača aj úprava impulzu na vhodný tvar pre ďalšie spracovanie. Amplitúdovo - číslicový prevodník ADC je ako posledná súčasť jadrovo - fyzikálneho zariadenia na amplitúdovú analýzu impulzov pomocou mnohokanálového analyzátora.



Obr. 4-2.
Diferenciálne a integrálne spektrum z rovnakého gama žiariča (^{137}Cs), odmerané za rovnakých geometrických a prístrojových podmienok. Za povšimnutie stojí porovnať polohu fotopíku diferenciálneho priebehu a inflexný bod v závere integrálnej krivky.

Detektor, v ktorom je jeho výstupný signál priamo úmerný energii, ktorú stratila častica alebo kvantum gama v jeho citlivom priestore, sa nazýva **spektrometrický**, napr. polovodičový detektor, ionizačná komora, scintilačný detektor a pod.

V **nespektrometrických detektoroch**, napr. v G-M trubici, iskrovom počítachi a pod. neexistuje úmernosť medzi energiou detegovanej častice a amplitúdou impulzu.



Obr. 4-3

Scintilačný spektrometer na báze jednonáložového analyzátora.

- Žiarič.
- Detektor - ktorého súčasťou je scintilátor a fotonásobič.
- Scintilátor, pre registráciu žiarenie gama, najčastejšie NaI(Tl).
- Fotonásobič. (Signál sa často odoberá s poslednej dynódy, lebo anóda sa používa pre rýchly výstup na časovú synchronizáciu).
- Zdroj vysokého napätia pre fotonásobič.
- Predzosilňovač. (Pri scintilačnom detektore máva zosilenie ≈ 1 a slúži len na prispôsobenie prenosu impulzov k aparátúre cez spojovací kábel).
- Zosilňovač, ktorého úlohou je zosilniť a upraviť tvar impulzov (pomocou integračných a derivačných tvarovaní) tak, aby príspevok šumu bol minimálny.
- Diskriminátor s počítadlom impulzov vo funkcii analyzátora slúžiaci na odmeranie amplitúdy registrovaného impulzu).

Signály z oboch typov detektorov môžu v závislosti od pracovných podmienok, a hlavne v závislosti od parametrov ich výstupných obvodov, nadobúdať povahu jednosmerného prúdu alebo mať diskretný, impulzný charakter.

Lacnejším, ale menej dokonalým, zariadením na identifikáciu amplitúdy impulzov je **diskriminátor**, ktorý umožňuje oddeliť menšie amplitúdy impulzov od väčších (tzv. integrálny diskriminátor), poprípade vybrať len amplitúdy impulzov z určitého amplitúdového intervalu (tzv. diferenciálny diskriminátor). Pridaním

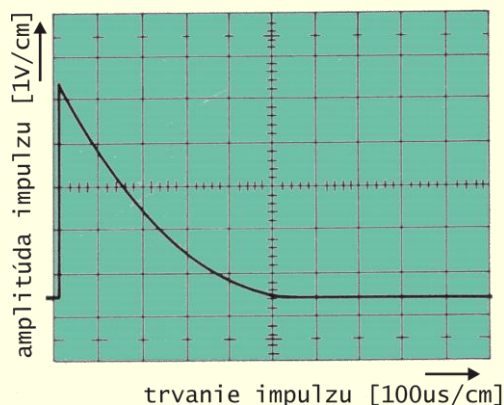
automatického posuvu diskriminačnej hladiny k diferenciálnemu diskriminátoru ho možno zdokonaľiť na tzv. **jednokanálový analyzátor**. Tvar prístrojového spektra odmeraného pomocou integrálneho a diferenciálneho diskriminátora ilustruje obr. 4-2.

4.1.2 Príklad aparatury na meranie amplitúdy impulzov

Obrázok 4-3 ilustruje jednoduché zapojenie tzv. jednokanálového analyzátoru, pomocou ktorého možno odmerať amplitúdu impulzu a pomocou nej učiť energiu ionizujúceho žiarenia. Gama žiarenie dopadajúce na scintilačný detektor sa premení v scintilátore najprv na svetelný záblesk a tento po dopade na fotokatódu a zosilnení fotonásobičom má na výstupe podobu elektrického impulzu. Celková účinnosť konverzie gama kvant na elektrický impulz závisí od niekoľkých parciálnych účinností:

- konverznej účinnosti scintilátora,
- účinnosť zberu svetla zo scintilátora na fotokatódu,
- kvantovej účinnosti fotokatódy a
- procesu zosilnenia fotonásobiča.

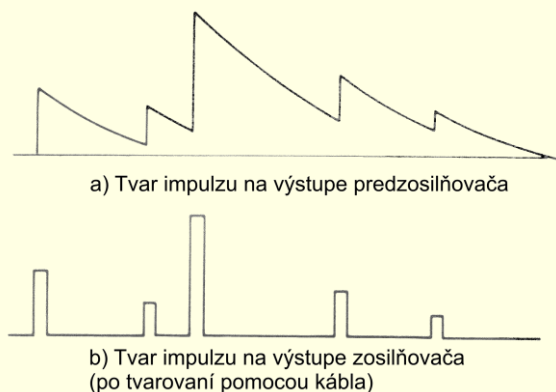
Mierou energie, odovzdanej ionizujúcou časticou alebo gama kvantom v detektore, je veľkosť náboja, ktorý sa zozbiera na výstupe detektora. Až v obvodoch nasledujúcich za detektorom dochádza k transformácii náboja na prúdový alebo napäťový impulz, ktorého amplitúda je úmerná náboju a tým aj energii, ktorú častica stratila v citlivom priestore detektora.



Obr. 4-4

Tvar impulzu z generátora, ktorý modeluje impulz scintilačného záblesku. Scintilačný záblesk je charakteristický rýchlym trvaním čela impulzu a exponenciálnym priebehom tyla. Časová konštanta spádu tyla impulzu závisí od typu scintilátora a pre scintilátor NaI(Tl) je okolo 0,5 μ s.

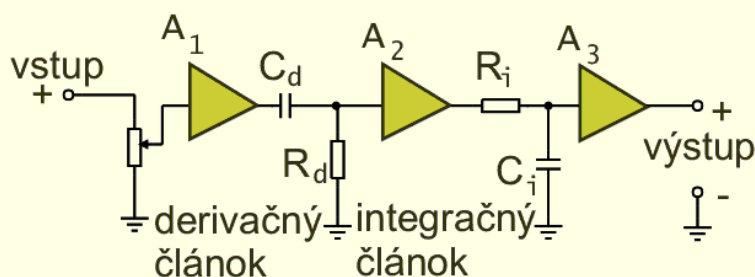
Na obrázku 4-4 je zobrazený impulz z výstupu scintilačného detektora so scintilátorom Na(Tl). Svetelný záblesk scintilátora NaI(Tl) má veľmi krátke trvanie čela impulzu (\sim ns). Tvar impulzu závisí od svetelného záblesku so scintilátora, napr. pre scintilátorom Na(Tl) má exponenciálny priebeh s časovou konštantou okolo 0,5 μ s. Impulz na výstupe scintilačného detektora, amplitúda ktorého je úmerná energii odovzdanej časticou alebo kvantom gama v citlivom objeme detektora (v tomto prípade v scintilátore), má malú amplitúdu pre priame spracovanie na analyzátoe a preto ho treba zosilniť na amplitúdu, ktorá je vhodná pre analyzátor (resp. diskriminátor). V scintilačnom detektore sa prúdový impulz zosilňuje fotonásobičom už priamo v detektore a preto je jeho amplitúda na výstupe detektora pomerne veľká – rádovo stovky mV, takže postačí aj menšie zosilnenie \sim 10 až 50 krát, aby mal vhodnú amplitúdu pre vstup na diskriminátor.



Obr.4-5
Porovnanie tvaru impulzov na výstupe:
a) predzosilňovača
b) zosilňovača
Aby nedochádzalo pri vyšších početnostiach k superpozícii impulzov, ktoré by mohli skresľovať meranie ich amplitúdy impulzy sa pri zosilňovaní aj skracujú. (Použitý obdĺžnikový tvar impulzov má len demonštratívny charakter v skutočnosti sa upravujú na tvar uvedený na obr. 4-7 alebo obr.4-8)

Obr.4-5 znázorňuje tvar impulzov na výstupe predzosilňovača, ktorých tvar ovplyvňuje predovšetkým zaťažovací odpor detektora spolu s kapacitou detektora. Výskyt impulzov nie je rovnomerne rozložený ako z generátora, ale impulzy sa vyskytujú nerovnomerne v čase, čo môže hlavne pri vysokých početnostiach spôsobovať superpozíciu impulzov a tým zhoršovať presnosť merania amplitúdy impulzu. Preto sa po určitom stupni zosilnenia impulzov skraca ich trvanie, v najjednoduchšom prípade pomocou tvarovania na derivačnom CR článku. Okrem tohto tvarovania impulzov treba ešte dodatočne prispôsobiť tvar impulzov, pomocou vhodných integračných a derivačných obvodov, na optimálny tvar s ohľadom na šum.

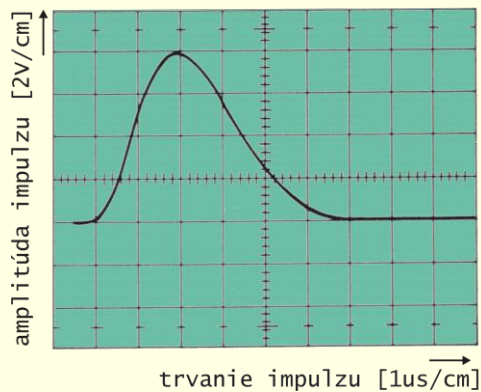
Obr.4-6 znázorňuje náhradný obvod spektrometického zosilňovača. Hlavnou požiadavkou kladenou na spektrometrický zosilňovač je vysoká linearita zosilnenia, možnosť regulácie zosilnenia a úprava tvaru impulzov pomocou tvarovacích obvodov (v náhradnom obvode pomocou integračného RC a derivačného CR článku).



Obr.4-6
Náhradný obvod spektrometického zosilňovača (A1 – A3 sú zosilňovacie, resp. oddeľovacie obvody.)

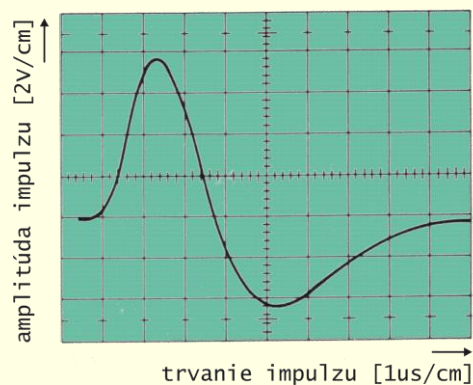
Pre optimálny pomer signál/šum by bolo vhodné nastaviť rovnaké časové konštanty integračného a derivačného obvodu, t.j. $\tau_i = \tau_d$. Avšak tvar signálu závisí aj od trvania zberu náboja v detektore a často vyžaduje $\tau_i \neq \tau_d$, takže vhodné nastavenie integračných a derivačných obvodov treba experimentálne skontrolovať.

Tvar impulzu zo scintilačného detektora (z obr. 4-4) sa zmení po vyššie spomenutom CR – RC tvarovaní v zosilňovači na tvar, ilustrovaný obrázkom 4-7. Z obrázku 4-7 vidno, že došlo k predĺženiu pôvodne veľmi krátkeho trvania čela impulzu na trvanie okolo $0,5\mu\text{s}$. Takto upravený impulz z výstupu spektrometrického zosilňovača nemá už dostatočne rýchle trvanie čela pre koincidenčné merania, cieľom ktorých je vysoké časové rozlíšenie. Avšak takýto zvonovitý tvar impulzu je optimálny z hľadiska minimálneho šumu, od ktorého závisí rozlíšenie detektora.



Obr.4-7

Unipolárny tvar impulzu na výstupe spektrometrického zosilňovača, tvar ktorý je vhodný pre merania pri nízkych početnostiach registrovaných udalostí.



Obr.4-8

Bipolárny tvar impulzu na výstupe spektrometrického zosilňovača, tvar ktorý je vhodný pre merania s veľkými početnosťami

Prítomnosť derivačného článku (resp. v najjednoduchšom variante len oddeľovacieho kondenzátora medzi zosilňovacími stupňami) pri vyšších početnostiach registrovaných udalostí môže spôsobovať, v dôsledku zostatkového náboja na tomto oddeľovacom kondenzátore, jednosmerný posuv nulovej úrovne v zosilňovači a tým posuv pracovného bodu tranzistorov. Premennivý posuv nulovej úrovne v konečnom dôsledku zhoršuje rozlíšenie spektrometra. Pri menších početnostiach impulzov k posuvu jednosmernej úrovne nedochádza a preto sa k analýze môže použiť unipolárny tvar impulzu, podobný tvaru na obrázku 4-7. Pomocou takéhoto zvonovitého tvaru impulzu sa dosahuje najväčšia presnosť merania amplitúdy impulzu. Pre vyššie početnosti je vhodnejší bipolárny tvar impulzu, podobný tvaru na obrázku 4-8, vďaka tvaru ktorého je menší posuv jednosmernej pokojovej úrovne napätia na kondenzátore. Tento posuv spôsobuje zvyškový náboj na väzobných kondenzátoroch zosilňovača. Pri bipolárnom tvare impulzu sa väzobné kapacity po nabití vybíjajú a zostatkový náboj na kondenzátore a teda aj posuv jednosmernej úrovne je minimálny. Preto v kvalitnejších spektrometrických zosilňovačoch obvykle existuje možnosť voľby tvaru výstupného impulzu.

Pri jednoduchších spektrometrických meraniach postačuje na analýzu amplitúd impulzov integrálny diskriminátor, ktorý umožňuje oddeliť menšie amplitúdy impulzov od väčších amplitúd alebo diferenciálny diskriminátor, ktorý umožňuje vybrať amplitúdy impulzov len z určitého amplitúdového intervalu.

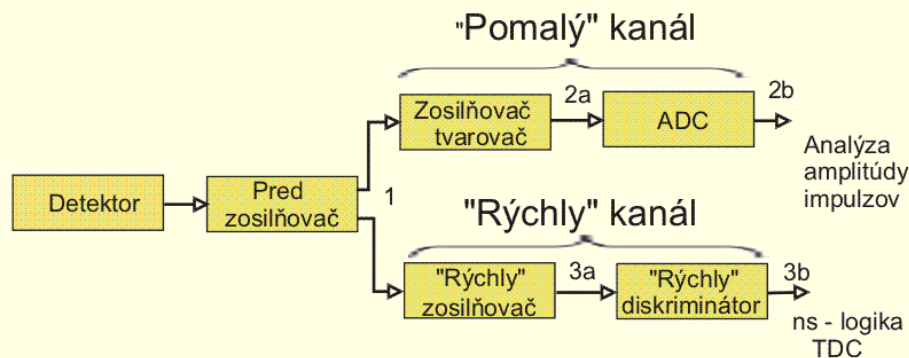
Na výstupe **integrálneho diskriminátora** sa objaví impulz len vtedy, ak amplitúda skúmaného signálu, ktorý sa privádza na vstup diskriminátora, je väčšia ako nastavená tzv. **prahová hladina** A_p . Ak sa prahová hladina A_p pri meraní bude postupne meniť v rozmedzí celého spektra amplitúd od A_{min} po A_{max} a pri každej hodnote A_p sa bude merať početnosť impulzov na výstupe integrálneho diskriminátora (vždy za rovnaký časový interval), potom zodpovedajúca závislosť

početnosti impulzov od prahovej hladiny A_p sa nazýva **integrálne amplitúdové spektrum impulzov** (obr. 4-2). V súčasnosti sa integrálna analýza používa zriedka, pretože je pomerne pracná pri ďalšom spracovaní experimentálnych výsledkov.

Na výstupe **diferenciálneho diskriminátora** sa objaví impulz len vtedy, ak amplitúda skúmaného signálu je väčšia ako tzv. dolná hladina A_d , ale zároveň nepresahuje ďalšiu vyššie nastavenú tzv. hornú hladinu A_h . Počítadlo impulzov, pripojené na výstup diferenciálneho diskriminátora, bude teda registrovať impulzy, amplitúda ktorých spadá do rozmedzia amplitúd od A_d po A_h (do tzv. kanála). Ak budeme posúvať interval $\Delta=A_h-A_d$ (so stálou šírkou kanálu Δ) cez celé rozmedzie amplitúd a zároveň po každom posuve merať početnosť impulzov (vždy za rovnaký časový interval T), potom zodpovedajúca závislosť početnosti impulzov od amplitúdy sa nazýva **diferenciálne amplitúdové spektrum impulzov** (obr. 4-2).

V špeciálnom zariadení na meranie amplitúdy impulzov – **mnohokanálovom amplitúdovom analyzátore** sa amplitúda impulzu odmeria pomocou amplitúdovo - číslicového prevodníka. Číslicový kód úmerný odmeranej amplitúde impulzu určuje kanál, do ktorého sa potom zapíše do pamäti výskyt udalosti ako +1. Po skončení merania možno uložené početnosti výskytov udalostí v meraných kanáloch zobrazit' alebo ďalej, napríklad pomocou počítača, vyhodnocovať.

Je zrejmé, že čím je jemnejšie delenie amplitúdového rozsahu (čím je viac kanálov), tým viac sa diskretný, schodovitý tvar diferenciálneho spektra impulzov (histogram z jednokanálového analyzátora) blíži svojim tvarom k skoro spojitému spektru, odmeraného pomocou mnohokanálového amplitúdového analyzátora. Najväčšia prednosť mnohokanálového analyzátora v porovnaní s jednokanálovým spočíva v tom, že v mnohokanálovom analyzátore sa registrujú impulzy naraz vo všetkých kanáloch.



Obr.4-9

Príklad experimentálneho zariadenia, pozostávajúce s časového kanála (**rýchleho kanála**, z ktorého impulzy postupujú na časovo – číslicový prevodník TDC, alebo na logiku z koincidenčných obvodov) a spektrometrického kanála (**pomalého kanála**, kde sa na základe amplitúdy určuje energia).

Obr. 4-9 ako príklad ilustruje zložitejšie zapojenie detektora do experimentálneho zariadenia, ktoré má analyzovať len vybrané udalosti, ktoré zodpovedajú určitým časovým koreláciám udalostí. Zariadenie je rozdelené na 2 časti, nakoľko je technicky obtiažne uskutočniť časovú a amplitúdovú analýzu pomocou rovnakých elektronických modulov. **Rýchly kanál** pre časovú analýzu udalostí pozostáva zo zosilňovača a diskriminátora s vysokou operačnou rýchlosťou, ktoré upravujú impulzy pre vstup na koincidenčné obvody, poprípade na časovo - číslicový prevodník TDC (na obr. 4-9 cesta 1-3a-3b). V **pomalom kanále** sa na základe zosilnenej a tvarovo upravenej amplitúdy impulzu, pomocou analógovo –

číslicového prevodníka ADC, určuje amplitúda impulzu a po prekalibrovaní aj energia ionizujúceho žiarenia (na obr. 4-9 cesta 1-2a-2b). Experimentálne zariadenie z oblasti fyziky vysokých energií často pozostávajú z podsystémov, ktoré obsahujú podobné elementy.

4.2 ZÁKLADNÉ VLASTNOSTI DETEKTOROV.

Medzi základné parametre detektorov patrí citlivosť, účinnosť, časové rozlíšenie (mŕtva doba), energetické (amplitúdové) rozlíšenie, selektivita, vlastný šum, veľkosť a polarita výstupného signálu a stabilita.

Pod **citlivosťou** detektora rozumieme vzťah medzi výsledným meraným údajom detektora (napr. amplitúdou impulzov) a určitým parametrom ionizujúceho žiarenia (napr. energiou častice). Je zrejmé, že citlivosť ako veličina má rozmer, ktorý závisí od druhu meracieho prístroja (rádiometrický, dozimetrický) a podmienok merania. Preto pri údají o citlivosti je potrebné vždy udať k akému typu detektora a druhu žiarenia sa nameraný údaj vzťahuje a za akých podmienok je údaj platný.

Podiel počtu zaregistrovaných impulzov k počtu častíc, ktoré sa dostali do citlivého objemu detektora, nazývame **účinnosťou** detektora - udáva nám pravdepodobnosť registrácie jednotlivéj častice, prelietavajúcej cez detektor. Účinnosť je teda veličina bez rozmerná.

Na vyjadrenie závislosti, citlivosti a účinnosti detektora od energie ionizujúceho žiarenia sa často zavádza pojem spektrálnej citlivosti a spektrálnej účinnosti.

4.2.1 Rozlišovacia schopnosť detektora

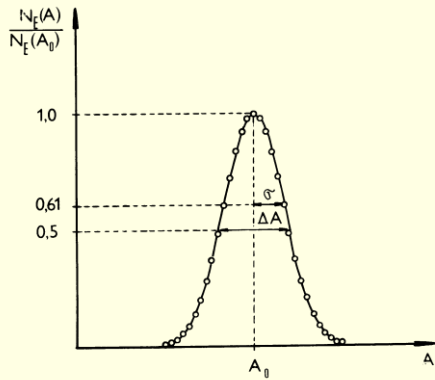
Tvar fotopíku v diferenciálnom energetickom (amplitúdovom) rozdelení impulzov je v ideálnom prípade blízky Gaussovmu rozdeleniu, nehľadiac na to, že podnetom na jeho vyvolanie bolo monoenergetické žiarenie. Najdôležitejším parametrom spektrometrického detektora je jeho **energetická rozlišovacia schopnosť**. Proces transformácie energie častice na amplitúdu impulzu má pravdepodobnostný charakter. Jednotlivé etapy tohto procesu - ionizácia alebo vzbudenie, plynové zosilnenie v proporcionálnom počítači, zosilnenie primárneho elektrónového toku vo fotonásobiči - to je postupnosť interakcií častíc, ktoré sa podriaďujú pravdepodobnostným zákonom. Preto ak aj je energia registrovaných častíc rovnaká, zodpovedajúce impulzy na výstupe detektora majú rôzne amplitúdy, t.j. amplitúdy sú rozdelené podľa určitého pravdepodobnostného zákona. Tvar amplitúdového rozdelenia sa často blíži k tvaru Gaussovho rozdelenia (obr. 4-10.) :

$$N_E(A) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(A - A_0)^2}{\sigma^2}\right],$$

kde:

- $N_E(A)$ je pravdepodobnosť toho, že pri energii registrovanej častice E bude mať amplitúda impulzu na výstupe detektora hodnotu A ;
- A_0 - pravdepodobná hodnota amplitúdy;
- σ - stredná kvadratická (štandardná) odchýlka.

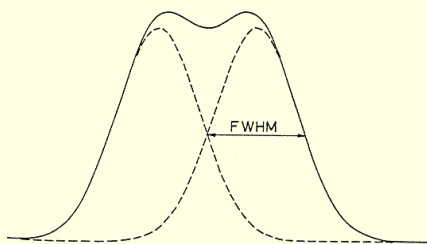
Toto rozdelenie má tvar píku so stredom pri $A=A_0$, šírka píku je charakterizovaná parametrom σ .



Obr. 4-10

Gaussovo rozdelenie:

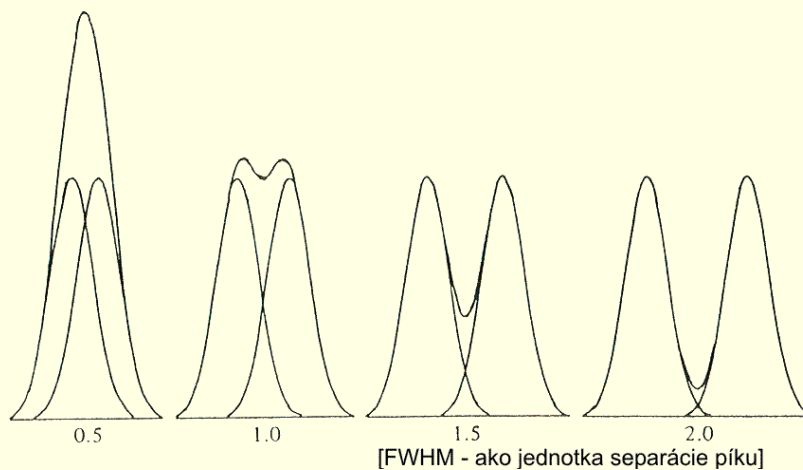
- A_0 – stredná hodnota amplitúdy,
- σ - stredná kvadratická odchýlka ,
- ΔA (FWHM) - celková šírka píku meraná v polovičnej výške píku Gaussovoho rozdelenia.



Obr.4-11

Objasnenie energetického rozlíšenia. Dva píky obecné sú rozlíšiteľné, ak sú od seba vzdialené viac ako FWHM (anglická skratka FWHM – Full Width at Half Maximum). Plná čiara zobrazuje obálku dvoch identických Gaussových píkov, práve takto vzdialených.

Ak sú dve energie skúmaného žiarenia E_1 a E_2 natoľko blízko (obr.4-11 a obr. 4-12), že vzdialenosť medzi im odpovedajúcimi amplitúdovými píkmí A_{01} a A_{02} je podstatne menšia ako σ , potom spektrometer, s takýmto detektorom nemôže rozlíšiť (rozoznať) tieto energie. V spektrometri sa ako miera rozlišovacej schopnosti detektora používa iná veličina ako σ , ktorá je na obr. 4-10 označená ako **šírka píku ΔA** na úrovni polovičnej výšky maximálnej hodnoty rozdelenia. (V anglickej literatúre sa ΔA označuje **FWHM**–Full Width at Half Maximum.)



Obr.4-12

Superpozícia dvoch Gaussových píkov vzdialených o 0,5; 1,0; 1,5; a 2,0 FWHM.

Aby sme našli súvis medzi ΔA a σ uvažujeme nasledovne. Maximum píku rozdelenia je pri amplitúde $A=A_0$, tomu zodpovedá amplitúda rozdelenia $N_E(A_0)$. Hľadáme také $(A-A_0)$, pre ktoré bude hodnota Gaussovoho rozdelenia rovná polovici maximálnej hodnoty Gaussovoho rozdelenia, t.j. $N_E(A)=(1/2)N_E(A_0)$. Po dosadení a

úprave (obr. 4-10) dostaneme: $A - A_0 = \sqrt{2 \ln 2} \sigma$. Ale pretože $\Delta A = 2 \cdot (A - A_0)$, bude $\Delta A = 2 \sqrt{2 \ln 2} \sigma \doteq 2,35 \sigma$. Poznnamenávame ešte, že pre $A - A_0 = \sigma$ bude:

$$\frac{N_E A}{N_E A_0} = \exp\left(-\frac{1}{2}\right) = 0,606.$$

Energetické rozlíšenie R_E je definované pomerom šírky píku ΔA , odmeranej v polovičnej výške píku ($n_{\max}/2$ na obr. 4-10) diferenciálneho energetického (amplitúdového) rozdelenia impulzov, vyvolaného monoenergetickým žiarením k polohe maxima tohto píku A_0 :

$$R_E = \frac{\Delta A}{A_0}.$$

Obvykle sa R_E udáva v percentách, pričom je potrebné vždy uviesť, k akému žiareniu a k akej energii sa hodnoty R_E vzťahujú.

Obrázok 4-13 ilustruje ako možno postupovať pri určení plochy pod píkom, ktorý je nasuperponovaný na iné spojité rozdelenie impulzov. Ide teda o **korigovanie počtu impulzov v píku na časť spektra, ktoré má charakter pozadia**. Toto pozadie nemožno jednoducho namerať ako počet impulzov bez vzorky, ale treba toto spojité rozdelenie pozadia pod píkom vhodne aproximovať. Exaktne riešiť túto úlohu je obtiažne. Predpokladáme preto, že pozadie pod píkom sa dá aproximovať priamkou. Podľa obr. 4-13 plocha korigovaného píku (P-B), ktorého hranice sú i, j a im odpovedajúce početnosti sú B_i a B_j sa určí podľa vzťahu:

$$A = \sum_{k=i}^j N_k - \frac{B_i + B_j}{2} (j - i + 1)$$

Pozadie sa nahrádza plochou lichobežníka a táto metóda výpočtu pozadia pod píkom sa volá **lichobežníková metóda**.

Pri výpočte chyby $\sigma(A)$ na obrázku 4-13 je nedostatočné použiť vzťah pre chybu rozdielu ($A = \sum P_i - B$). Treba uvažovať, že plocha bola odmeraná nepriamo pomocou počtov udalostí v jednotlivých kanáloch N_1, N_2, \dots, N_n , takže takto odmeranú plochu $A = f(N_1, N_2, \dots, N_n)$ sme určili s neistotou:

$$\sigma(A) = \sqrt{\left(\frac{\delta f}{\delta N_1}\right)^2 (\sigma(N_1))^2 + \left(\frac{\delta f}{\delta N_2}\right)^2 (\sigma(N_2))^2 + \dots + \left(\frac{\delta f}{\delta N_n}\right)^2 (\sigma(N_n))^2} =$$

$$\sqrt{P_1 + P_2 + \dots + P_n + \left(\frac{n}{2}\right)^2 [(\sqrt{B_1})^2 + (\sqrt{B_2})^2]} = \sqrt{\sum P_i + \left(\frac{n}{2}\right)^2 (B_1 + B_2)};$$

Vhodnosť použitia detektora len pre určitý druh žiarenia sa posudzuje podľa jeho **selektivity**, ktorá udáva pomer citlivosti detektora pre registráciu požadovaného (skúmaného) druhu žiarenia k citlivosti detektora na ostatné druhy žiarenia.

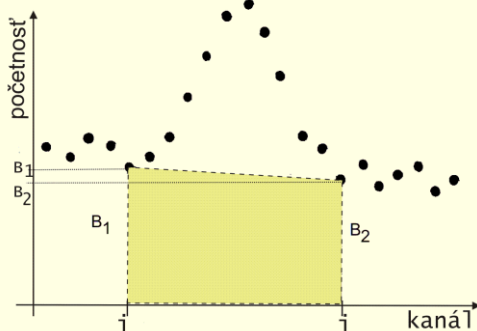
Pomocou amplitúdového analyzátoru (spektrometra) nezískame priamo energetické, ale **amplitúdové (resp. prístrojové) spektrum. Energetické spektrum**, t.j. závislosť početnosti impulzov od energie častíc (alebo kvánt gama) dostaneme **až po prekalibrovaní** spektrometra. Za predpokladu, že závislosť medzi amplitúdou impulzu z detektora a energiou registrovaných častíc je lineárna, môžeme energiu častíc určiť pomocou vzťahu: $E = a + b \cdot k$

kde

- k je amplitúda, udávaná číslom kanála amplitúdového analyzátoru, ktorá určuje polohu píku;
- a, b sú konštanty prístroja. Určíme ich pomocou dvoch (alebo radšej pomocou viacerých) etalónových žiaričov.

Vďaka zautomatizovaniu merania, zberu a vyhodnocovaniu informácie pomocou počítačov v súčasnosti, sa takmer výhradne používa viac žiaričová metóda s následným vyhodnotením kalibrácie **pomocou metódy najmenších štvorcov**.

Časové rozlíšenie detektora závisí od jeho typu, od vlastností výstupného obvodu detektora a v niektorých detektoroch aj od druhu žiarenia. Udáva sa obvykle ako minimálny časový interval medzi dvoma za sebou nasledujúcimi impulzmi, ktoré je možné (za určitých podmienok) vyhovujúcim spôsobom vyhodnotiť. Často býva zhodný s dobou, počas ktorej detektor nie je schopný zaznamenať ďalšiu časticu - mŕtvou dobou detektora. Obvykle časová rozlišovacia schopnosť elektroniky, (napr. rozlišovacia doba koincidenčných obvodov a diskriminátorov) je vyššia ako časové rozlíšenie detektorov.



Obr. 4-13

Plocha pod píkom
 $A = P - (n/2) \cdot (B_1 + B_2)$,
 ktorá vznikne po odpočítaní lichobežníka reprezentujúceho pozadie (o stranách B_1 , B_2 a výške $n = (\frac{1}{2})(j-i+1)$ s počtom kanálov medzi B_1 a B_2) od celkovej plochy $P = \sum N_k$. Plocha A reprezentuje počet zaregistrovaných udalostí, ktoré sme „očistili“ od pozadia.

4.2.2 Porovnanie vlastností niektorých detektorov

Polovodičový detektor má okrem vysokej citlivosti aj vysokú energetickú rozlišovaciu schopnosť a je preto najpoužívanejším detektorom v oblasti fyziky nízkych energií.

Hrúbka citlivej oblasti detektora musí byť dostatočne veľká na to aby sa častica daného typu a energie úplne zabrzдила v tejto oblasti (**E- detektor**). V niektorých prípadoch (**dE/dx – detektory**), napríklad pre identifikáciu častíc, môže postačiť malá hrúbka detektora na odovzdanie len malej časti energie, bez jej zabrzdenia vo vnútri detektora.

Trvanie nárastu signálu (**trvanie čela impulzu**) závisí predovšetkým **od trvania zberu** nosičov náboja. U malo rozmerných polovodičových detektorov trvá zber elektrónov a dier niekoľko nanosekúnd. U veľkorozmerných detektorov býva až desiatky nanosekúnd.

V plynových detektoroch (ionizačných komorách a proporcionálnych detektoroch) nemajú nosiče náboja rovnakú pohyblivosť – ióny sú 1000 krát menej pohyblivejšie ako elektróny. Doba zberu elektrónov, ktoré sa používajú na spektrometriu **v ionizačnej komore s mriežkou**, je okolo 1us.

V proporcionálnych detektoroch sa využíva pomalšia iónová zložka náboja. V dôsledku existencie plynového zosilnenia ($M \sim 1000-100000$) majú impulzy veľkú amplitúdu, takže ich možno pomocou derivačného obvodu skrátiť (a tým aj zmenšiť ich amplitúdu – čo vďaka plynovému zosilneniu M neznamená prílišnú redukciu), takže proporcionálny detektor môže byť rovnako rýchly ako ionizačná komora s mriežkou (pomalá iónová zložka sa ďalej už nezosilňuje a impulz bude mať tvar podobný ako na obr. 4-18b).

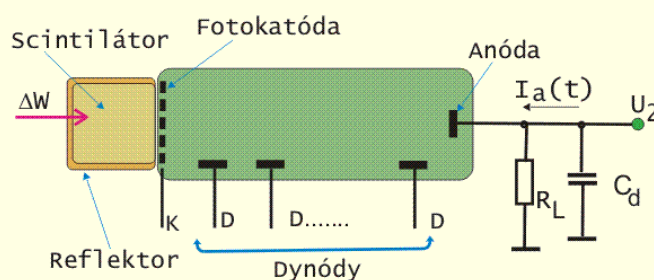
V Geigerovom – Müllеровom detektore má impulz na výstupe detektora stálu amplitúdu, pretože neexistuje závislosť energie od náboja, takže impulz sa len impedančne prispôsobuje pre počítadlo impulzov a preto môže slúžiť len pre indikáciu v lacnejších dozimetrických prístrojoch.

Fotonásobiče reprezentujú vákuové prístroje na registráciu fotónov (napr. pre použitie v Čerenkovových **detektoroch** a scintilačných detektoroch). Najpodstatnejšou časťou fotonásobiča je fotoelement v tvare fotokatódy, v ktorom prostredníctvom vonkajšieho fotoefektu kvantá vyrážajú elektróny (fotoelektróny). Tieto elektróny sa nezberajú priamo ale usmerňujú sa urýchľujúcim poľom na systém vhodne za sebou usporiadaných elektród (dynód), kde po dopade vyrážajú sekundárne elektróny. Takto dochádza k násobeniu náboja. Zosilnený prúd (nábojový impulz) sa zbiera z anódy.

V **scintilačnom detektore** sa umiestňuje na fotokatódu scintilátor, ktorý konvertuje stratu energie častice alebo gama – kvantu na jej úmerný svetelný záblesk. Tento svetelný záblesk potom dopadá na fotokatódu. Tvar svetelného impulzu (predovšetkým trvanie tyla) závisí od objemu a materiálu scintilátora. Pre spektrometru gama sa obyčajne používajú kryštály NaI(Tl) aktivované táliom, pre rýchle časové merania sa používajú scintilátory z plastickej látky (plexiskla).

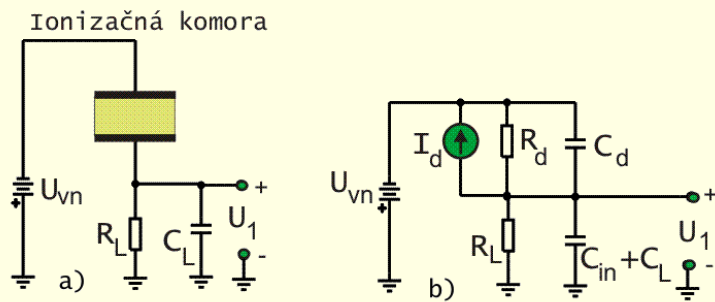
4.3 NÁHRADNÝ OBVOD DETEKTORA

Detektory ionizujúceho žiarenia majú, nehladiac na rôzne princípy funkcie, analogický spôsob zapojenia. Detektory potrebujú napájací zdroj VN, na zabezpečenie zberu nosičov náboja a vhodne zapojený **pracovný alebo zaťažovací odpor R_L** . Odpor R_L môže byť pripojený buď tak ako na obr. 4-1, kde pre spojenie so zosilňovačom potom treba použiť oddeľovací kondenzátor, alebo tak ako na obr. 4-14, čo umožňuje pripojiť nasledujúci stupeň zosilňovača priamo, bez kondenzátora. Prúd, ktorý preteká cez zaťažovací odpor R_L detektora prakticky nezávisí od odporu záťaže, nakoľko vnútorný odpor detektora R_d je veľmi veľký a prakticky celé napätie zdroja VN je na detektore. Zdroje signálu s vysokým vnútorným odporom majú vlastnosti prúdového zdroja. Preto možno pokladať, že aj impulzný prúd $i_d(t)$ pri zbere náboja, vytvoreného ionizujúcim žiarením, je vytvorený prúdovým zdrojom, tak ako na obrázku 4-15b.

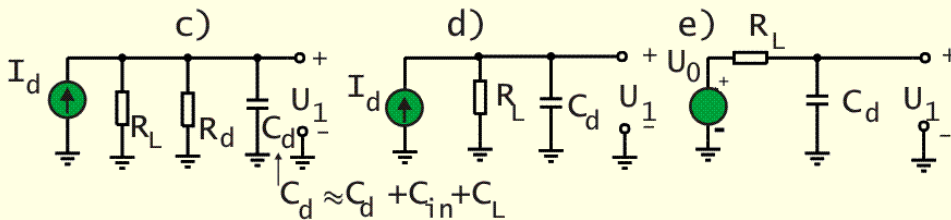


Obr. 4-14
Zapojenie scintilačného detektora. (ΔW je časť energie odovzdaná ionizujúcou časticou v scintilátore). Katóda K a dynódy D fotonásobiča sú pripojené k deliču napätia VN.

V danom prípade je na katóde $-U_{vn}$ a druhý koniec deliča je uzemnený, takže signál na zosilňovač by mohol byť pripojený priamo s jednosmernou väzbou, bez oddeľovacieho kondenzátora.



Obr. 4-15
Postup pri tvorbe náhradného obvodu detektora
a) Ionizačná komora IK
b) náhrada IK prúdovým zdrojom $i_d(t)$ s vnútorným odporom R_d a kapacitou C_d .



Obr. 4-15.
c) časť náhradného obvodu po odstránení jednosmerného zdroja U_{vn} .
d) úprava obvodu za predpokladu, že $R_L \parallel R_d \sim R_L$ a $C_d + C_{in} + C_L \sim C_d$
e) pretransformovanie obvodu zo zdrojom prúdu na ekvivalentný napäťový obvod.

Prakticky všetky spektrometrické **detektory sú teda prúdové zdroje** s vnútorným odporom $R_d \gg R_L$, s náhradným obvodom podľa obr. obr. 4-15d . Nakoľko amplitúda prúdu, ktorý preteká cez zaťažovací odpor R_L detektora prakticky nezávisí od odporu záťaže R_L , treba z hľadiska dosiahnutia maximálnej amplitúdy napätia na zaťažovacom odpore zvoliť čo najvyšší odpor R_L . Tomuto režimu ($R_L \approx \infty$) zodpovedá **maximálna amplitúda napäťového impulzu**

$$U_{\max} = Q / (C_d + C_{in} + C_L) \sim Q / (C_d),$$

kde kapacita $C_d + C_{in} + C_L \sim C_d$ je reprezentovaná kapacitou detektora C_d , kapacitou vstupu zosilňovača C_{in} a kapacitou montáže C_L .

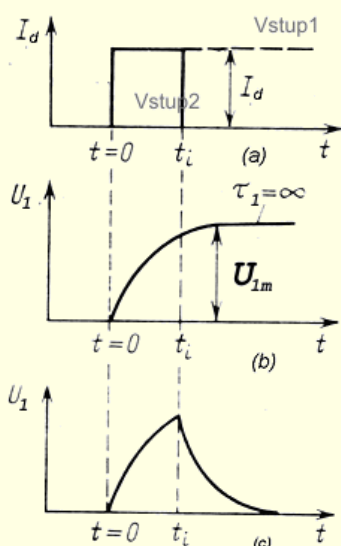
Z hľadiska získania čo najväčšej amplitúdy by malo byť **snahou minimalizovať kapacitu C_d** . Pri vysokom odpore R_L sa ale pomaly vybíja kondenzátor $C_d + C_{in} + C_L \sim C_d$ a detektor môže byť použitý len na meranie amplitúdy riedko sa vyskytujúcich impulzov. **Pri použití menšieho odporu R_L sa činnosť detektora môže zrýchliť**, ale dôjde k zmenšeniu amplitúdy impulzu.

4.4 VPLYV ZAŤAŽOVACIEHO ODPORU NA AMPLITÚDU

Na výstupe detektora treba vykonať integráciu prúdového impulzu $i_d(t)$, nakoľko chceme určiť energiu ΔW , ktorú odovzdala ionizujúca častica citlivému objemu detektora a ktorá je úmerná zozbieranému náboju:

$$\Delta W \approx Q = \int i_d dt .$$

Z hľadiska tejto integrácie by mal byť pracovný odpor $R_L \sim \infty$ v náhradnom obvode detektora na obr. 4-15d nekonečne veľký. Potom by bola na výstupe detektora amplitúda napätia $U_{1m} \sim Q / (C_d)$.



Obr. 4-16

a) Tvar prúdového impulzu $i_d(t)$

1) v tvare skoku $i_d(t)$;

2) v tvare obdĺžnikového impulzu o trvaní t_i .

b) Prechodový jav ako reakcia na prúdový skok s amplitúdou I_d . - amplitúda napätia $u_1(t)=i_d(t)R_L$ sa ustáli na U_{1m} , tak ako v prípade s nekonečne veľkým R_L .

c) Tvar impulzu napätia na výstupe detektora ako reakcia na obdĺžnikový prúdový impulz o trvaní t_i :

- v intervale $0 < t < t_i$, počas trvania impulzu, je $u_1(t) = I_d R_L [1 - \exp(-t/\tau_1)] = (U_{1m} \tau_1 / t_i) [1 - \exp(-t/\tau_1)]$;
- po skončení impulzu keď $t > t_i$ je $u_1(t) = [I_d R_L] [(1 - \exp(-(t-t_i)/\tau_1)) - (1 - \exp(-t/\tau_1))] = (t_i U_{1m} / \tau_1) [(\exp(-(t-t_i)/\tau_1) - \exp(-t/\tau_1))]$;

Reálne však neidentifikujeme energiu len jedinej častice, ale energiu častíc s určitou početnosťou, takže náboj z kondenzátora C_d pred ďalšou registráciou treba vybiť. Musí sa preto použiť pracovný odpor $R_L \neq \infty$, cez ktorý sa kondenzátor C_d bude môcť vybiť. Tým sa ale obmedzia podmienky pre integráciu na trvania vstupných impulzov $t_i \ll \tau_1 = R_L C_d$, poprípade dôjde k zmenšeniu amplitúdy impulzu z detektora. Rozličné typy detektorov sa odlišujú podľa spôsobu zberu náboja, podľa energie, ktorá je potrebná na vytvorenie páru elektrón – ión, elektrón – diera, alebo svetelný záblesk. Amplitúda a tvar prúdu $i_d(t)$ závisí tiež od smeru pohybu ionizujúceho žiarenia v detektore. Aby sme zistili nakoľko vplyva odpor R_L na tvar a amplitúdu výstupného impulzu náhradného obvodu detektora predpokladajme, že prúdový impulz má:

- obdĺžnikový tvar o trvaní t_i , podľa obrázku 4-16, čo imituje proces zberu náboja v plynových a v polovodičových detektoroch,
- tvar podľa obr.4-19a, ktorý kopíruje tvar svetelného záblesku scintilačných detektorov.

4.4.1.1 Prúdový impulz obdĺžnikového tvaru

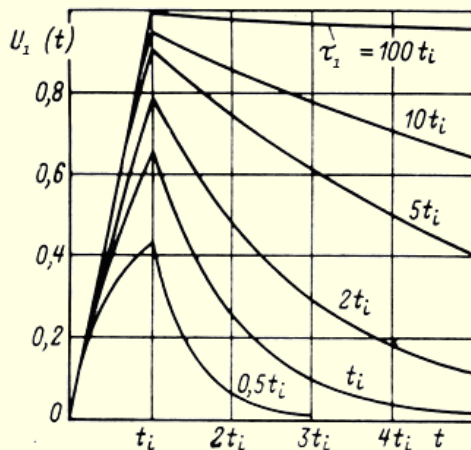
Prúdový impulz obdĺžnikového tvaru o trvaní t_i , podľa obrázku 4-16 môže vzniknúť pri prelete nabitej častice cez doskovú ionizačnú komoru. Trvanie prúdového impulzu z detektora t_i závisí od typu detektora a od podmienok realizácie experimentu, napr. pre ionizačnú komoru s mriežkou $t_i \sim 1 \mu s$, závisí od doby zberu náboja elektrónovej zložky prúdu.

Pri konštrukcii detektora je snahou dosiahnuť minimálnu kapacitu detektora C_d , aby amplitúda napätového impulzu bola čo najväčšia, čo najviac blížiac sa maximálne možnej amplitúde napätového impulzu $U_{1m} \sim Q/C_d$. Maximálne možnú amplitúdu napätového impulzu $U_{1m} \sim Q/C_d$ možno dosiahnuť len v idealizovaných podmienkach registrácie ojedinelej udalosti, pomocou nekonečného odporu R_L - teda pri časovej konštante $\tau_1 = R_L C_d = \infty$. **Prakticky teda možno optimalizovať pomer τ_1/t_i len zmenou pracovného odporu R_L detektora.**

Pre názornejšie predstavu o vplyve odporu R_L možno s použitím výsledku z príkladu 4-4 skonštruovať závislosť amplitúdy na výstupe detektora $u_1(t) = f(\tau_1/t_i)$ od pomeru časovej konštanty $\tau_1 = R_L C_d$ ku trvaniu impulzu t_i .

Pre obdĺžnikový prúdový impulz s amplitúdou I_d , o trvaní t_i možno pri časovej konštante $\tau_1 = \infty$ zozbierať náboj $Q = U_{1m} \cdot C_d = I_d \cdot t_i$, v dôsledku čoho bude maximálne možná amplitúda napäťového impulzu $U_{1m} \sim Q/C_d$. Ak z tohto vyjadrenia vyplývajúcu amplitúdu prúdového impulzu, $I_d = U_{10} t_i / C_1$ dosadíme do výsledného vzťahu z príkladu 4-4 pre napätie $u_C(t)$ dostaneme:

$$u_1(t) = \frac{U_{1m} R_1 C_1}{t_i} [(1 - e^{-t/R_1 C_1}) \cdot \mathbf{1}(t) - (1 - e^{-(t-t_i)/R_1 C_1}) \cdot \mathbf{1}(t - t_i)].$$



Obr. 4-17

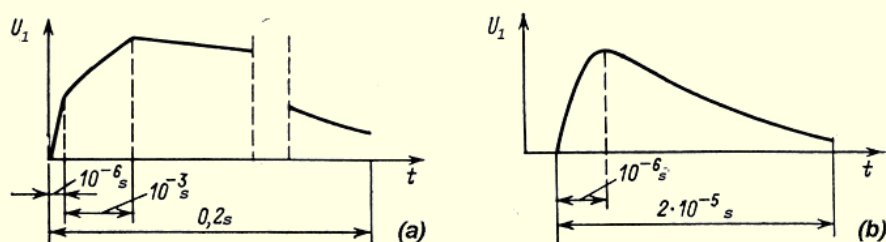
Na základe výsledku z príkladu 4-4 zhotovená závislosť napäťového impulzu $u_1(t)$ na výstupe detektora od časovej konštanty $\tau_1 = R_1 C_1$ a trvania impulzu t_i .

Uzáver: Pri $\tau_1/t_i \sim 100$ je amplitúda prakticky 100% $U_{1m} \sim Q/(C_d)$

Na základe zobrazenia napätia $u_1(t)$ na výstupe detektora v závislosti od trvania impulzu t_i na obr. 4-17 vidno, že:

- na dosiahnutie amplitúdy U_{1m} priebehu $u_1(t)$, tak ako pri $R_L \sim \infty$, treba splniť podmienku ($\tau_1 \gg t_i$) čo najväčšieho pomeru τ_1/t_i . Pri $\tau_1/t_i \sim 100$ je amplitúda prakticky 100% z maximálne možnej amplitúdy $U_{1m} \sim Q/C_d$. So znižovaním pomeru τ_1/t_i sa znižuje amplitúda impulzu.
- ak je potrebné získať napäťový impulz $u_1(t)$ tvarovo blízke vstupnému prúdovému impulzu, bez ohľadu na malú amplitúdu, treba použiť voľbu $\tau_1 < t_i$.
- pre potreby **spektrometrie** si možno zvoliť $\tau_1 \sim t_i$, poprípade prihliadnuť na želaný typ nosičov náboja pre:
 - impulznú ionizačnú komoru, v ktorej je trvanie T_i zberu kladných iónov približne 1000 krát dlhšie ako trvanie zberu elektrónov T_e použiť pre zber celkového náboja voľbu $\tau_1 = 10T_i$ (obr. 4-18a).
 - impulznú ionizačnú komoru s mriežkou na zrýchlenie jej operačnej rýchlosti vzdať sa iónovej zložky náboja a pracovný odpor voliť s ohľadom na podmienku $\tau_1 = 10T_e$ pre zber elektrónovej zložky náboja (obr. 4-18b).
 - polovodičový detektor trvá zber náboja (elektrónov a dier) od niekoľko nanosekúnd (pri malo rozmerných detektoroch) po mnoho desiatok nanosekúnd (pri rozmernejších detektoroch). Z dôvodov jednoduchšieho zosilňovania dlhších impulzov sa často volí časová konštanta $\tau_1 \sim 1 \mu s$. Z dôvodu udržania stálej kapacity detektora sa používajú nábojové predzosilňovače (obr. 4-24).
 - proporcionálny detektor sa prihliada na podmienky experimentu. V dôsledku plynového zosilnenia je amplitúda impulzu 100 - 10000 krát väčšia ako v ionizačnej komore. Pri celkovom zbere náboja by tvar impulzu bol podobný tvaru na obr. 4-18a. Pri vysoko rýchlostných

proporcionálnych detektoroch sa v ďalšom spracovaní signálu (pomocou derivačného článku na vstupe zosilňovača – obr. 6-9) potlačuje iónová zložka náboja. Pre elektrónovú zložku náboja možno potom použiť voľbu $\tau_1 = 10T_e \sim 1-5 \mu s$. Tvar impulzu potom bude podobný na obrázku 4-18b, avšak s podstatne väčšou amplitúdou ako v ionizačnej komore.



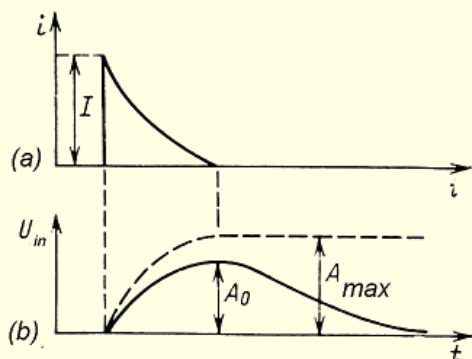
Obr. 4-18

Tvar signálu $u_1(t)$ na výstupe:

a) impulznej ionizačnej komory pri zbere celkového náboja;

b) impulznej ionizačnej komory s mriežkou pri zbere elektrónovej zložky náboja.

Vhodnú veľkosť pracovného odporu R_L sa volí podľa požiadaviek experimentu ako optimum pre získanie čo najväčšej amplitúdy na výstupe detektora a dostatočnou operačnou rýchlosťou detektora. Pre spektrometrické merania kvôli dosiahnutiu dokonalej integrácie prúdového impulzu požadujeme, aby časová konštanta vstupného obvodu detektora $\tau_1 = R_1 C_1 \gg t_i$ bola omnoho dlhšia ako trvanie prúdového impulzu z detektora t_i .



Obr. 4-19

a) Typický tvar impulzu $i_S(t) = I \exp(-t/T_S)$, iniciovaného svetelným záblesku v scintilátore NaI(Tl).

T_S – dosvit scintilátora

$A_{max} = U_{max} = Q/C_d$ – maximálna možná

amplitúda na výstupe fotonásobiča

b) Tvar napätového impulzu, resp. pokles jeho amplitúdy na A_0 v prípade, že odpor $R_L \neq \infty$.

4.4.1.2 Prúdový impulz vyvolaný scintilačným zábleskom

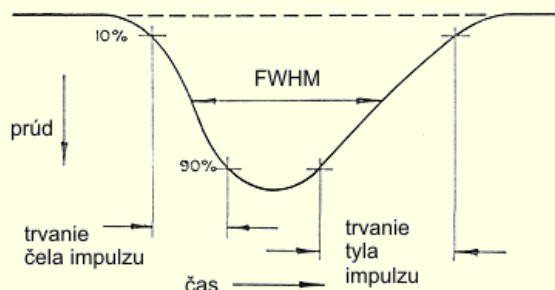
V detektoroch s fotonásobičom (scintilačných a čerenkovských) tvar prúdového impulzu väčšinou kopíruje tvar svetelného záblesku. Na obr. 4-19a je nakreslený typický tvar prúdového impulzu $i_S(t) = I \exp(-t/T_S)$ pri scintilačnom záblesku v kryštále NaI(Tl), ktorého trvanie určuje dosvit scintilátora T_S . Maximálna hodnota napätia na výstupe fotonásobiča $U_{max} = Q/C_d$ určuje maximálnu amplitúdu, ktorú možno v ideálnom prípade dosiahnuť:

$$A_{max} = U_{max} = \frac{Q}{C_d} = \frac{1}{C_d} \int_0^{\infty} I \cdot \exp\left(-\frac{t}{T_S}\right) dt = \frac{I \cdot T_S}{C_d}$$

V dôsledku veľkého zosilnenia fotonásobiča možno aj pri voľbe malého pracovného odporu odoberať dostatočne veľký napätový signál, ktorý bude podľa

obrázku 4-20 tvarovo a trvaním blízky prúdovému impulzu. Pre tento prípad by mala byť časová konštanta $\tau_1 \ll T_S$ omnoho kratšia ako trvanie svetelného záblesku T_S . Napríklad pri kapacite $C_d \sim 5\text{pF}$ by mohla byť záťaž $R_L \sim 50 - 1000\Omega$.

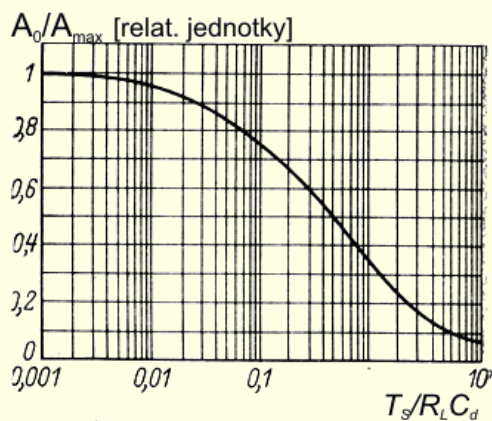
V prípade, že nie je prvoradá otázka vysokého časového rozlíšenia a je snaha získať čo najvyššiu amplitúdu signálu, treba použiť vysoký odpor R_L (rádovo $R_L \sim 1\text{M}\Omega$), určený z podmienky $\tau_1 = R_L C_d = 10T_S$.



Obr. 4-20

Príklad prúdového impulzu z výstupu scintilačného detektora. Čelo impulzu je závislé od procesu zberu a urýchlenia elektrónov vo fotonásobiči. Trvanie tyla určuje tvar svetelného záblesku (obr. 4-19).

Pre určenie poklesu amplitúdy impulzu $\Delta A = A_{max} - A_0$ v reálnom detektore s odporom $R_L \neq \infty$ voči maximálne možnej amplitúde A_{max} pri $R_L \approx \infty$ podľa obrázku 4-19b možno s použitím náhradného obvodu detektora na obrázku 4-15d tak, ako v príklade 4-6 a vypočítať amplitúdu A_0 pri reálnej voľbe pracovného odporu R_L detektora s kapacitou C_d . Z grafickej interpretácie vypočítanej závislosti $A_0/A_{max} = f(T_S/R_L C_d)$ na obr. 4-21 plynie, že pokiaľ nechceme podstatne strácať na amplitúde nemá zmysel voliť časovú konštantu τ_1 kratšiu ako $10T_S$. Teda napríklad pre aplikáciu so scintilátorom NaI(Tl), ktorý má trvanie záblesku $T_S = 0,3\mu\text{s}$ a detektor má napr. kapacitu $C_d \sim 5\text{pF}$ možno splniť podmienku: $\tau_1 = R_L C_d \geq 10T_S = 3\mu\text{s}$ voľbou pracovného odporu $R_L > 0,6\text{M}\Omega$.



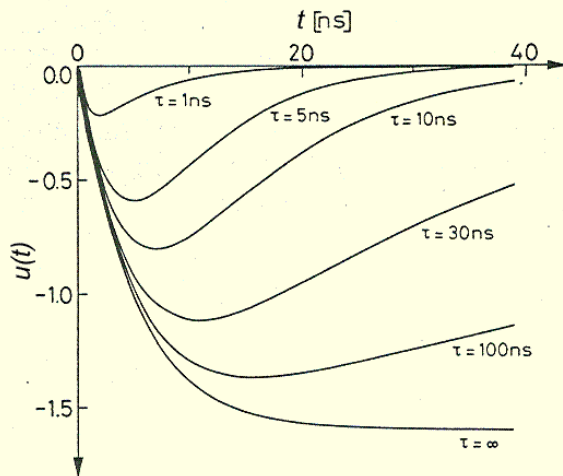
Obr. 4-21

Ilustrácia relatívnej zmeny amplitúdy impulzu $A_0/A_{max} = f(T_S/R_L C_d)$ od pomeru $T_S/(R_L C_d)$, teda vlastne od pracovného odporu R_L , nakoľko trvanie záblesku T_S je stále a vo výraze pre časovú konštantu $\tau_1 = R_L C_d$ je kapacita detektora C_d , určená konštrukciou detektora, tiež konštantná. (Význam A_0 a A_{max} objasňuje obr. 4-19). Závislosť $A_0/A_{max} = f[T_S/(R_L C_d)]$ slúži na odhad poklesu amplitúdy $\Delta A = (A_{max} - A_0)$ pri reálnej voľbe pracovného odporu R_L detektora s kapacitou C_d .

Obrázok 4-22 ilustruje časové priebehy impulzov na výstupe fotonásobiča s plastickým scintilátorom pri rôznej voľbe pracovného odporu R_L , resp. voľbe časovej konštanty $\tau = C_d R_L$.

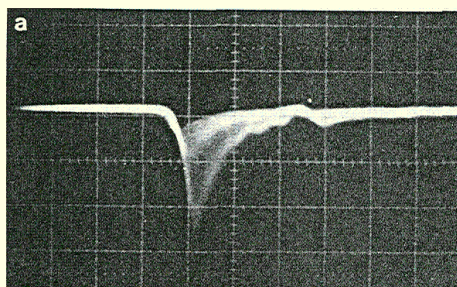
- Pri $\tau = C_d R_L \ll T_S$ reprodukuje tvar signálu tvar scintilačného záblesku, amplitúda signálu je malá a táto voľba sa volá **prúdový mód** a používa sa v prípade ak chceme minimalizovať vplyv superponovania impulzov pri vysokých početnostiach.
- Pre $\tau_1 \gg T_S$ je amplitúda signálu väčšia, avšak tylo impulzu predlžuje vplyv väčšieho odporu R_L . Takáto voľba sa volá **napätový mód**. V limitnom prípade

$\tau=C_d R_L \sim \infty$ možno dosiahnuť maximálnu amplitúdu napäťového impulzu
 $U_{max}=Q/C_d$.



Obr. 4-22
 Výstupný signál pri rôznej voľbe pracovného odporu R_L , resp. časovej konštanty $\tau=C_d R_L$. Záblesk z plastického (umelohmotného) scintilátora má dosvit $\tau_S=5ns$, $C_d=10pF$ reprezentuje kapacitu výstupu fotonásobiča spolu s montážnou a parazitnou kapacitou.

Obrázok 4-23 umožňuje porovnať impulzy na výstupe scintilačného detektora s rôznym typom scintilátora. Oscilogramy okrem rôzneho trvania a tvaru impulzov ukazujú aj rozptyl amplitúd meraných impulzov v reálnom experimente, v dôsledku ktorého nie je energetické spektrum čiarové ale namerané amplitúdy sú rozdelené podľa určitého pravdepodobnostného zákona.



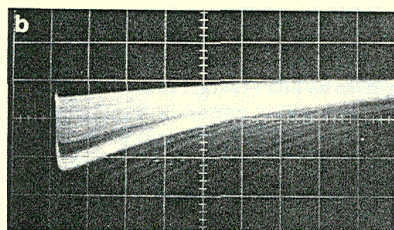
Plastikový

vert. stupn.: 0.2 V/cm
 hor. stupn.: 10 ns/cm
 žiarič : ^{207}Bi 10 μCi

Obr. 4-23

Reálny signál z anódy fotonásobiča:

a) s plastickým (umelohmotným) scintilátorom
 b) a kryštálom NaI(Tl).



NaI(Tl)

vert. stupn.: 0.2 V/cm
 hor. stupn.: 5 $\mu s/cm$
 žiarič : ^{137}Cs 10 μCi

4.4.1.3 Voľba odporu R_L : uzávery

Pracovný odpor $R_L \neq \infty$ obmedzuje trvanie prúdových impulzov detektora, počas ktorých sa s vyhovujúcou presnosťou integruje prúdový impulz $i_d(t)$:

- obdĺžnikového tvaru na trvanie vstupného impulzu $t_i \ll \tau_1 = R_L C_d$. Ak teda v náhradnom obvode detektora na obr. 4-15d bude $\tau_1 = R_L C_d \sim 100 t_i$ bude amplitúda napätia na výstupe U_1 prakticky 100% z $U_{1m} \sim Q/(C_d)$, tak ako ilustruje obr. 4-17.
- tvaru svetelného záblesku tak, aby dosvit scintilátora $T_S \ll \tau_1 = R_L C_d$. Ak časová konštantka $\tau_1 = R_L C_d \sim 100 T_S$ náhradného obvodu detektora na obr. 4-15d

bude 100 krát dlhšia ako trvanie záblesku, charakterizované časovou konštantou T_S prúdového impulzu $i_d(t) = I \exp(-t/T_S)$, bude amplitúda napätia na výstupe U_1 prakticky 100% z $U_{1m} \sim Q/(C_d)$, tak ako ilustruje obr. 4-21.

4.4.2 Nábojový zosilňovač

Pre presnejšie integrovanie sa namiesto jednoduchých $R_L C_d$ článkov náhradného obvodu detektora používajú **integračné zosilňovače**, v ktorých sa vplyvom spätnej väzby zväčší integračný vplyv efektívnej kapacity. V jadrovej elektronike sú takéto integrátory tiež známe pod názvom **nábojové predzosilňovače**.

V nábojovom predzosilňovači na obrázku 4-24 je základom spätnoväzobnej impedancie $1/(pC_{sv}) \parallel R_{sv} \sim 1/(pC_{sv})$ kondenzátor C_{sv} . Odpor R_{sv} slúži len na nastavenie zosilnenia operačného zosilňovača $A_u = -U_2/U_1 \sim -R_{sv}/R_L$ pomocou jednosmernej spätnej väzby.

Podľa obr.4-24, za predpokladu, že celkový náboj Q zozbieraný detektorom sa delí na náboje $Q_d = C_d U_1$ a $Q_{sv} = C_{sv}(U_1 - U_2)$ na príslušných kapacitách C_d a C_{sv} (rádovo porovnateľných), a pri vysokom zosilnení A_u ($A_u \approx 100-1000$), bude výstupná amplitúda impulzu U_2 :

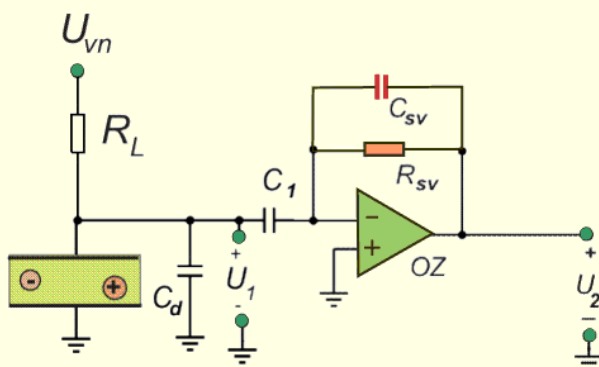
$$U_2 = \frac{-A_u}{C_d} \int i_d(t) dt = \frac{-A_u \cdot Q}{C_d + C_{sv}(1 + A_u)} = \frac{-Q}{\frac{C_d}{A_u} + \frac{C_{sv}(1 + A_u)}{A_u}} \approx -\frac{Q}{C_{sv}};$$

nakoľko:

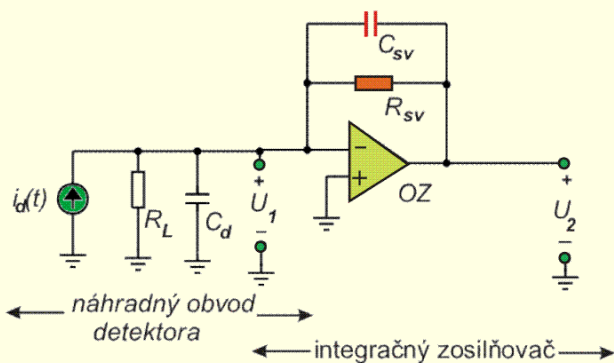
$$Q = \int i_d(t) \cdot dt = Q_d + Q_{sv}; \quad Q_d = C_d \cdot U_1; \quad A_u = -\frac{U_2}{U_1};$$

$$Q_{sv} = C_{sv}(U_1 - U_2) = U_1 C_{sv} \left(1 - \frac{U_2}{U_1}\right) = U_1 C_{sv}(1 + A_u);$$

Dôsledkom pôsobenia integrátora je, že efektívna kapacita $C_{sv}(1 + A_u) \gg C_d$, na základe čoho možno (v menovateli) zanedbať vplyv kapacity detektora C_d na výstupnú amplitúdu impulzu U_2 .



Obr.4-24a
Detektor s integračným
(nábojovým)
predzosilňovačom.



Obr.4-24b
 Náhradný obvod detektora s
 integračným (nábojovým)
 predzosilňovačom.
 R_L - pracovný odpor
 detektora,
 C_d kapacitu detektora.
 R_{sv} slúži len na nastavenie
 zosilnenia
 $A_u = -U_2/U_1 \approx -R_{sv}/R_L$ pomocou
 jednosmernej spätnej väzby.
 Pre integrovanie má
 rozhodujúci vplyv časová
 konštanta $\tau_f = R_L C_{sv} (1 + A_u)$.

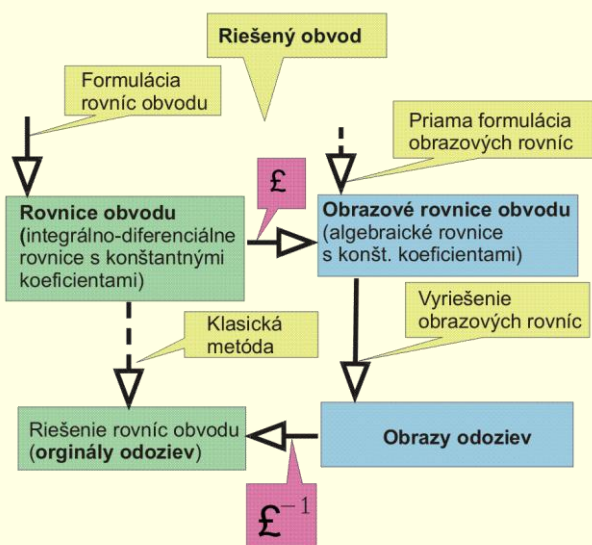
Na výstupe nábojového predzosilňovača je teda **amplitúda** $U_2 \sim Q/C_{sv}$ **už nezávislá od kapacity detektora** C_d a tým aj od jednosmerného predpätia na polovodičovom detektore.

Pre integrovanie má **rozhodujúci vplyv dlhšia časová konštanta** $\tau_f = R_L C_{sv} (1 + A_u)$.

4.5 LAPLACCEOVA TRANSFORMÁCIA

Pri analýze elektronických obvodov s ustálenými priebehmi harmonických prúdov a napätí sa často používa **symbolicko - komplexná metóda**, v ktorej namiesto pôvodného časového priebehu funkcie, napr. $u(t) = U_m \cos(\omega t + \varphi)$ sa použije reálna zložka funkcie

$\text{Re}[U_m \cdot \exp(j(\omega t + \varphi))] = U_m \cdot \exp(j\varphi) \cdot \exp(j\omega t) = \underline{U}_m \exp(j\omega t)$,
 s **komplexnou amplitúdou – fázorom** \underline{U}_m . Pri použití tejto metódy sa v rovniach popisujúcich obvodu, formálne namiesto derivácie vyskytuje násobenie $j\omega$ a namiesto integrálu delenie $j\omega$. Napr. komplexná impedancia zložená z R , L , a C má tvar:
 $\underline{Z} = R + j\omega L + 1/(j\omega C)$.



Obr. 4-25
 Postup pri riešení diferenciálnych rovníc prechodových javov v obvode klasickou a operátorovou metódou.

Podobne pri riešení diferenciálnych rovníc s konštantnými koeficientmi, ktoré popisujú prechodové javy v elektronických obvodoch, po sformulovaní rovníc pre prúdy a napätia možno použiť:

- Klasickú metódu riešenia lineárnych diferenciálnych rovníc s konštantnými koeficientmi;
- Laplaceovu operátorovu metódu, založenú na vytvorení obrazových (algebraických) rovníc z lineárnych diferenciálnych rovníc s konštantnými koeficientmi. Po vyriešení algebraických obrazových rovníc treba vykonať spätnú Laplaceovu transformáciu obrazového tvaru riešenia na získanie originálu časového priebehu prúdu alebo napätia.

Výhodou operátorovej metódy je, že odpadá určovanie integračných konštánt. Prednosťou klasickej metódy je jednoduchšia fyzikálna interpretácia výsledku, nakoľko získané riešenie pozostáva z obecného riešenia homogénnej rovnice, ktoré charakterizuje prechodný jav, a partikulárneho riešenia nehomogénnej rovnice, ktoré charakterizuje ustálený stav.

V obrazovom obore sa matematický popis obvodu zjednoduší, nakoľko analytické operácie (derivovanie, integrovanie) sú nahradené algebraickými (násobenie, delenie). Okrem toho existuje analógia medzi obrazovými rovnicami obvodu a medzi jeho rovnicami pre ustálený stav, vyjadrený symbolicko – komplexným zobrazením.

Laplaceova transformácia má pre teóriu obvodov hlbší význam, než len ako obyčajná matematická metóda. V obore komplexnej premennej p – v obrazovom obore, platí medzi obrazom napätia a prúdu operátorové vyjadrenie Ohmovho zákona. Platia tiež Kirchhoffove zákony v operátorovom tvare. Tiež možno použiť známe metódy analýzy obvodov, napr. Theveninovu vetu a pod. Napr. obrazová impedancia - operátorový tvar impedancie Z , zloženej z R , L a C má tvar:

$$Z(p) = R + pL + 1/(pC).$$

Operátorová metóda je pre prax výhodná nakoľko nahradzuje derivovanie násobením p a integrovanie delením p (analogicky ako pri analýze ustáleného stavu obvodov s harmonickým napätím alebo prúdom, v ktorej $p = j\omega$).

4.5.1 Originál–obraz v Laplaceovej transformácii

Funkcia $f(t)$, závislá od času t , sa nazýva **originál**. Operátorový tvar funkcie $F(p)$ komplexnej premennej $p = \sigma + j\omega$ je jej obraz.

Pre funkciu $f(t)$, ktorá je definovaná tak, že pre $t < 0$ je $f(t) = 0$ (čo sa môže zapísať, že je definovaná ako $f(t) \cdot \mathbf{1}(t - t_0)$) a je konvergentná, t.j. ak pre nejaké σ existuje limita - $\lim_{t \rightarrow \infty} [e^{-\sigma t} f(t)]$, je jej **obraz**:

$$F(p) = L\{f(t)\} = \int_0^{\infty} f(t) e^{-pt} dt$$

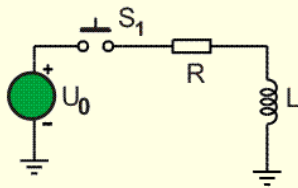
Napríklad obrazom funkcie e^{-at} je $1/(p-a)$, nakoľko:

$$F(p) = \int_0^{\infty} e^{at} \cdot e^{-pt} \cdot dt = \frac{1}{-(p-a)} [e^{-t(p-a)}]_0^{\infty} = \frac{1}{p-a} .$$

4.5.1.1 "Slovník" Laplaceovej transformácie.

Obr. 4-26 Laplaceova transformácia pre niektoré často používané funkcie

Originál $f(t)$	Obraz $F(p)$
jednotkový skok $1(t)$	$\Leftrightarrow 1/p$
konštanta k	$\Leftrightarrow k/p$
Diracova funkcia $\delta(t)$	$\Leftrightarrow 1$
e^{-at}	$\Leftrightarrow \frac{1}{p+a}$
$\frac{1}{a-b}(e^{-bt} - e^{-at})$	$\Leftrightarrow \frac{1}{(p+a)(p+b)}$
te^{-at}	$\Leftrightarrow \frac{1}{(p+a)^2}$
$\sin \omega t$	$\Leftrightarrow \frac{\omega}{(p^2 + \omega^2)}$
$\cos \omega t$	$\Leftrightarrow \frac{p}{(p^2 + \omega^2)}$
$\frac{1}{a^2}(1 - e^{-at} - ate^{-at})$	$\Leftrightarrow \frac{1}{p(p+a)^2}$
$\frac{1}{ab} + \frac{1}{ab(a-b)}(be^{-at} - ate^{-bt})$	$\Leftrightarrow \frac{1}{p(p+a)(p+b)}$
$e^{-at} \sin \omega t$	$\Leftrightarrow \frac{\omega}{(p+a)^2 + \omega^2}$
$e^{-at} \cos \omega t$	$\Leftrightarrow \frac{p+a}{(p+a)^2 + \omega^2}$
$f(t-a)$, kde konštanta $a \geq 0$	$\Leftrightarrow F(p)e^{-pa}$
$\frac{t^2}{2} e^{-at}$	$\Leftrightarrow \frac{1}{(p+a)^3}$
t	$\Leftrightarrow \frac{1}{p^2}$
t^n , (pre prirodzené číslo n)	$\Leftrightarrow \frac{n!}{p^{n+1}}$
$e^{-at}(1-at)$	$\Leftrightarrow \frac{p}{(p+a)^3}$
$e^{-at}(1 - \frac{at^2}{2})$	$\Leftrightarrow \frac{p}{(p+a)^4}$



Obr. 4-27
K príkladu 4-1

Príklad 4-1

K sériovému RL článku na obr. 4-27 je v okamihu $t=0$ pripojený zdroj jednosmerného napätia U_0 . Nájdite odozvu prúdu $i(t)$?

Riešenie :

Na základe 2 Kirchoffovho zákona platí:

$$u_R + u_L = U_0, \quad Ri + L \frac{di}{dt} = U_0 \quad .$$

1) Klasický postup

“Klasické” riešenie $i(t) = i_0(t) + i_p(t)$ pozostáva z riešenia homogénnej rovnice $i_0(t) = Ke^{\lambda t}$ a partikulárneho riešenia $i_p(t) = A$.

Riešením charakteristickej rovnice $R + \lambda L = 0$ je $\lambda = -R/L$.

Po dosadení $\lambda = -R/L$ do rovnice je konštanta $A = U_0/L$.

Potom odozva $i(t) = \frac{U_0}{R}(1 - e^{-t/\tau})$.

2) Operátorový postup

Operátorové riešenie plynie z rovnice: $R \cdot I(p) + p \cdot L(p) - L \cdot i(0) = U_0 / p$,

pri prúde $i(0)=0$ je $I(p) = \frac{U_0}{R} \frac{1}{(p + 1/\tau)}$, a po “odlplacovaní”

$i(t) = \frac{U_0}{R}(1 - e^{-t/\tau})$, kde časová konštanta $\tau = L/R$.

4.5.1.2 Počiatočná podmienka v obvode s indukčnosťou a kondenzátorom

Pri aplikovaní Laplaceovej transformácie na prechodový jav v obvode:

- **s indukčnosťou** - treba definovať počiatočnú podmienku - prúd $i_L(0)$ cez indukčnosť v čase $t=0$:

$$u_L(t) = L \frac{di(t)}{dt} \Rightarrow L\{pI(p) - i_L(0)\} = U_L(p);$$

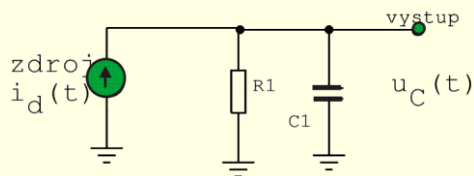
$$i_L(t) = \frac{1}{L} \int u_L(\tau) \cdot d\tau + i_L(0) \Rightarrow \frac{1}{pL} U_L(p) + \frac{i_L(0)}{p} = I_L(p)$$

- **s kondenzátorom** - treba definovať počiatočnú podmienku - napätie $u_C(0)$ na kondenzátore v čase $t=0$:

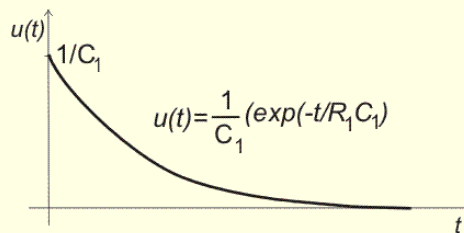
$$u_C(t) = \frac{1}{C} \int i_C(\tau) \cdot d\tau + u_C(0) \Rightarrow \frac{1}{pC} I_C(p) + \frac{u_C(0)}{p} = U_C(p);$$

$$i_C(t) = C \frac{du(t)}{dt} \Rightarrow C\{pU_C(p) - u_C(0)\} = I_C(p) \quad .$$

4.5.1.3 Príklady aplikovania Laplaceovej transformácie



Obr. 4-28
Náhradný obvod detektora so zdrojom $i(t)$ prúdových impulzov. Odpor R_1 predstavuje pracovný odpor detektora, kondenzátor C_1 kapacitu detektora.



Obr.4-29
Výsledný priebeh $u_C(t)$ z príkladu 4-2.

Príklad 4-2

Obvod na obrázku 4-28 reprezentuje náhradný obvod detektora vnútorným odporom R_1 a s kapacitou C_1 . Napätia $u_{C_1}(t)$ na kondenzátore má význam odozvy na vstupný podnet v tvare veľmi krátkeho prúdového impulzu $i(t)=\delta(t)$. Určite priebeh napätia $u_C(t)$ na kondenzátore v obvode na obrázku 4-28, ako reakciu na veľmi krátky prúdový impulz $\delta(t)$, za predpokladu, že pred pôsobením impulzu bol kondenzátor C vybitý a jeho napätie $U_C(t)=0$.

Riešenie:

Náhradný obvod detektora zo vstupným impulzom v tvare krátkeho prúdového impulzu $i(t)=\delta(t)$

Podľa 1. Kirchhoffovho zákona:

$$C_1 \frac{du(t)}{dt} + \frac{u(t)}{R_1} = \delta(t) \Rightarrow C_1[pU(p) - u_C(0)] + \frac{U(p)}{R_1} = 1; \quad \text{a po úprave:}$$

$$U(p) = \frac{1/C_1}{p + 1/R_1C_1}; \Rightarrow u(t) = u_C(t) = \frac{1}{C_1} e^{-t/R_1C_1}.$$

Impulz v tvare delta funkcie $\delta(t)$ nie je možné technicky realizovať. Možno však použiť predstavu, že kondenzátor C bol nabitý jednotkovým nábojom $Q = \int i(t).dt = \int \delta(t).dt = 1$ v čase $t=0$ tak, že sa na ňom okamžite ustálilo napätie $U=Q/C=1/C$. Napätie na kondenzátore sa však môže okamžite zmeniť len vtedy, ak je nabíjací prúd nekonečne veľký. Výsledný priebeh $u_C(t)$ z príkladu 4-2 je na obr.4-29.

Príklad 4-3

Obvod na obrázku 4-28 reprezentuje náhradný obvod detektora vnútorným odporom R_1 a s kapacitou C_1 . Napätia $u_{C_1}(t)$ na kondenzátore má význam odozvy na vstupný podnet v tvare prúdového skoku $i(t)=I_d \mathbf{1}(t)$. Určite priebeh napätia na výstupe obvodu na obrázku 4-28 ako reakciu na prúdový impulz v tvare skoku $I_d \mathbf{1}(t)$, za predpokladu, že pred pôsobením impulzu bol kondenzátor vybitý a jeho napätie $U_C(t)=0$.

Riešenie:

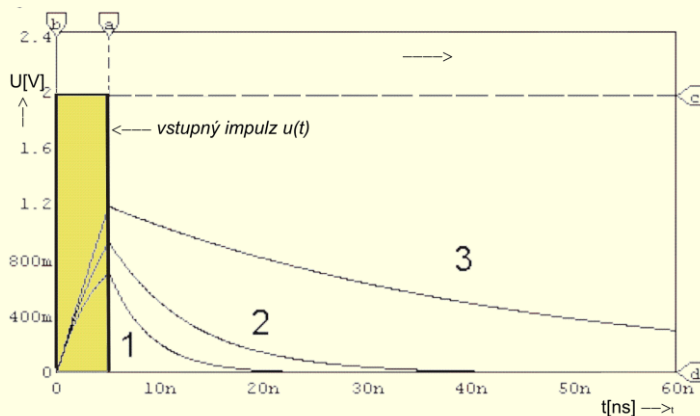
Náhradný obvod detektora zo vstupným impulzom v tvare prúdového skoku $i(t)=I_d \mathbf{1}(t)$

Podobne ako v predošlom príklade podľa 1. Kirchhoffovho zákona (zmenila sa len pravá strana rovnice):

$$C_1 \frac{du(t)}{dt} + \frac{u(t)}{R_1} = I_d \mathbf{1}(t) \Rightarrow C_1[pU(p) - u_C(0)] + \frac{U(p)}{R_1} = \frac{I_d}{p} \quad \text{a po úprave:}$$

$$U(p) = \frac{I_d/C_1}{p(p + 1/R_1C_1)}; \Rightarrow u(t) = u_C(t) = R_1 I_d (1 - e^{-t/R_1C_1}).$$

Časový priebeh riešenia $u_C(t)$ je zhodný s nárastom $u_C(t)$ v intervale $0 \leq t$, na obr. 4-30.



Obr. 4-30
 Časový priebeh napätia na kondenzátore $u_c(t)$ v integračnom RC článku pri trvaní vstupného impulzu $t_i=30\text{ns}$, voľbe: kondenzátora $C_1=100\text{pF}$ a rôznom odpore
 1) $R_{11}=40\Omega$;
 2) $R_{12}=80\Omega$;
 3) $R_{13}=400\Omega$.

Príklad 4-4

Obvod na obrázku 4-28 reprezentuje náhradný obvod detektora vnútorným odporom R_1 a s kapacitou C_1 . Napätia $u_{C_1}(t)$ na kondenzátore má význam odozvy na vstupný podnet v tvare obdĺžnikového impulzu $i(t)=I_d[\mathbf{1}(t)-\mathbf{1}(t-t_i)]$ o trvaní t_i a s amplitúdou I_d . Určite priebeh napätia na výstupe obvodu na obrázku 4-28, ako reakciu na prúdový impulz obdĺžnikového tvaru o trvaní t_i a s amplitúdou I_d , za predpokladu, že pred pôsobením impulzu bol kondenzátor vybitý a jeho napätie $U_C(t)=0$. Prúdový impulz obdĺžnikového tvaru o trvaní t_i s amplitúdou I_d realizujte pomocou 2 jednotkových skokov, s opačnou amplitúdou, vzájomne posunutých o trvanie $t_i \Rightarrow I_d[\mathbf{1}(t) - \mathbf{1}(t-t_i)]$.

Riešenie:

Náhradný obvod detektora zo vstupným impulzom v tvare obdĺžnikového impulzu $i(t)=I_d[\mathbf{1}(t)-\mathbf{1}(t-t_i)]$ o trvaní t_i a s amplitúdou I_d

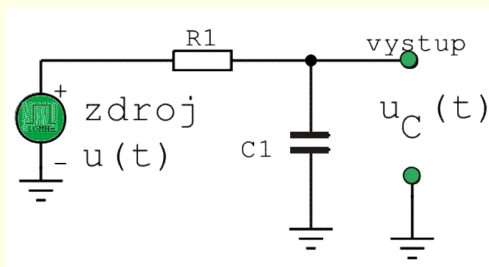
Podobne ako v predošlom príklade podľa 1. Kirchhoffovho zákona (so zmeneným tvarom napätia na pravej strane rovnice):

$$C_1 \frac{du(t)}{dt} + \frac{u(t)}{R_1} = I_d[\mathbf{1}(t) - \mathbf{1}(t-t_i)] \Rightarrow C_1[pU(p) - u_c(0)] + \frac{U(p)}{R_1} = \frac{I_d}{p}(1 - e^{-t_i p});$$

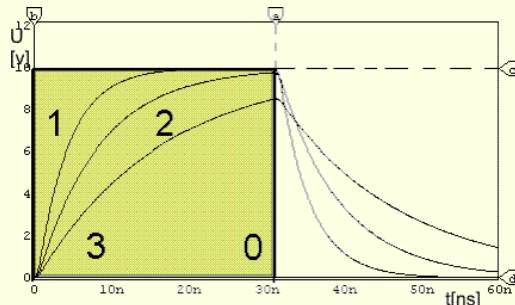
$$U(p) = \frac{I_d/C_1}{p(p+1/R_1C_1)}(1 - e^{-t_i p}) \text{ a po „odlplacceovaní“}$$

$$u(t) = u_c(t) = R_1 I_d [(1 - e^{-t/R_1 C_1}) \cdot \mathbf{1}(t) - (1 - e^{-(t-t_i)/R_1 C_1}) \cdot \mathbf{1}(t-t_i)].$$

Prvá časť riešenia popisuje tvar výsledného impulzu $u_c(t)$ v intervale $0 \leq t \leq t_i$ (nárast na obr. 4-30), druhá časť vystihuje riešenie pre $t > t_i$ (pokles na obr. 4-30).



Obr.4-31
 Zdroj $u(t)$ generuje napäťový impulz obdĺžnikového tvaru o trvaní t_i s amplitúdou $U_d \Rightarrow u(t) = U_d [\mathbf{1}(t) - \mathbf{1}(t-t_i)]$.



Obr. 4-32
 Časový priebeh napätia na kondenzátore $u_c(t)$ v integračnom RC článku pri trvaní vstupného impulzu $t_i=30\text{ns}$ (0 - vstupný impulz), voľbe kondenzátora $C_1=100\text{pF}$ a rôznom odpore
 1) $R_{11}=40\Omega$; 2) $R_{12}=80\Omega$; 3) $R_{13}=160\Omega$.

Príklad 4-5

Určite priebeh prúdu $i(t)$ v obvode a napätia $u_C(t)$ na výstupe obvodu na obr.4-31 ako reakciu na krátky obdĺžnikovitý napät'ový impulz o trvaní t_i s amplitúdou U_d , za predpokladu, že pred pôsobením impulzu bol kondenzátor vybitý a jeho napätie $U_{C_1}(t)=0$. Napät'ový impulz obdĺžnikového tvaru o trvaní t_i a s amplitúdou U_d realizujte pomocou 2 jednotkových skokov, s opačnou amplitúdou, vzájomne posunutých o trvanie $t_i \Rightarrow u(t) = U_d[1(t) - 1(t - t_i)]$. (Príklad je len obmenou príkladu 4-4 po eventuálnom pretransformovaní prúdového zdroja na napät'ový.)

Riešenie:

Pretransformovaný náhradný obvod detektora zo vstupným impulzom v tvare obdĺžnikového impulzu $u(t) = U_d [1(t) - 1(t - t_i)]$ o trvaní t_i a s amplitúdou U_d

Podľa 2. Kirchhoffovho zákona:

$$R_1 \cdot i(t) + \frac{1}{C_1} \int_0^t i(t) \cdot dt + u_C(0) = U_d [1(t) - 1(t - t_i)];$$

$$R_1 \cdot I(p) + \frac{I(p)}{pC_1} + u_C(0) = \frac{U_d}{p} (1 - e^{-t_i p}).$$

a hľadaný prúd:

$$I(p) = \frac{U_d}{R_1} \frac{1}{(p + 1/R_1 C_1)} (1 - e^{-t_i p});$$

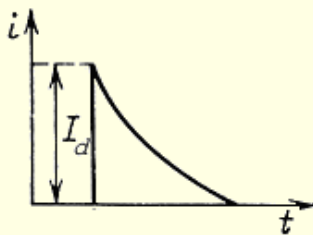
$$i(t) = \frac{U_d}{R_1} 1(t) [(1 - e^{-t/R_1 C_1}) - 1(t - t_i) (1 - e^{-(t-t_i)/R_1 C_1})].$$

resp. hľadané napätie:

$$U_C(p) = \frac{U_d}{pC_1 R_1 (p + 1/R_1 C_1)} (1 - e^{-t_i p});$$

$$u_C(t) = \frac{U_d}{R_1 C_1} [(1 - e^{-t/R_1 C_1}) \cdot 1(t) - (1 - e^{-(t-t_i)/R_1 C_1}) \cdot 1(t - t_i)].$$

Prvá časť riešenia popisuje tvar výsledného impulzu $u_C(t)$ v intervale $0 \leq t \leq t_i$ (nárast), druhá časť vystihuje riešenie pre $t > t_i$ (pokles), obdobne ako v príklade 4-3 a na obr.4-30. Výsledný priebeh napätia $u_C(t)$ pre rôzne časové konštanty $\tau = R_1 C_1$ je uvedený na obr. 4-32.



Obr. 4-33

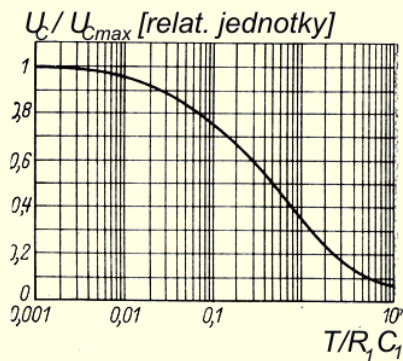
Tvar prúdového impulzu z výstupu scintilačného detektora

$$i_d(t) = I_d \cdot \exp(-t/T)$$

o trvaní svetelného záblesku, určenom časovou konštantou T.

Príklad 4-6

Obvod na obrázku 4-28 reprezentuje náhradný obvod detektora vnútorným odporom R_1 a s kapacitou C_1 . Napätia $u_{C_1}(t)$ na kondenzátore má význam odozvy na vstupný podnet v tvare $i(t) = I_d \cdot \exp(-t/T)$. Určite priebeh napätia na výstupe náhradného obvodu detektora z obr. 4-28, ako reakciu na scintilačný záblesk, ktorý vyvolá prúdový impulz $i(t) = I_d \cdot \exp(-t/T)$ s amplitúdou I_d a trvaním závislým od časovej konštanty záblesku T (obr. 4-33), za predpokladu, že pred pôsobením impulzu bol kondenzátor C_1 (reprezentujúci kapacitu detektora) vybitý a jeho napätie $U_{C_1}(t) = 0$.



Obr. 4-34

Výsledná závislosť $U_C/U_{Cmax}=f(T/R_1C_1)$ na odhad poklesu amplitúdy

$\Delta U=(U_{Cmax}-U_C)$ pri reálnej voľbe pracovného odporu R_1 detektora s kapacitou C_1 .

Riešenie:

Náhradný obvod detektora zo vstupným impulzom v tvare prúdového impulzu $i(t)=I_d \cdot \exp(-t/T)$ s amplitúdou I_d a trvaním závislým od časovej konštanty záblesku T .

Podobne ako v predchádzajúcich príkladoch, použijúc na pravej strane rovnice impulz $I_d \cdot \exp(-t/T)$ a jeho Laplaceov obraz $1/(p+1/T)$ bude podľa 1. Kirchhoffovho zákona:

$$\frac{du_C(t)}{dt} = I_d e^{-t/T};$$

$$\frac{U_C(p)}{R_1} + C_1[p \cdot U_C(p) - u_C(0)] = \frac{I_d}{(p+1/T)}; \text{ kde}$$

$$U_C(p) = \frac{\frac{I_d}{C_1}}{\left(p + \frac{1}{T}\right)\left(p + \frac{1}{R_1 C_1}\right)};$$

$$u_C(t) = \frac{I_d}{C_1} \frac{(R_1 C_1 T)}{(T - R_1 C_1)} (e^{-t/T} - e^{-t/R_1 C_1}).$$

Amplitúda $u_C(t)$ dosiahne maximálnu hodnotu U_C v okamihu t_{max} ,

$$t_{max} = \frac{I_d}{C_1} \frac{(R_1 C_1 T)}{(T - R_1 C_1)} \ln(T / R_1 C_1);$$

$$U_C = \frac{I_d}{C_1} \frac{(R_1 C_1 T)}{(T - R_1 C_1)} \left[\exp\left(-\frac{(R_1 C_1 T)}{(T - R_1 C_1)}\right) \ln\left(\frac{T}{R_1 C_1}\right) - \exp\left(-\frac{T}{(T - R_1 C_1)}\right) \ln\left(\frac{T}{R_1 C_1}\right) \right].$$

Pre porovnanie v ideálnom prípade pri $R_1 = \infty$ sa zozbiera náboj Q_{Cmax} , takže na kondenzátore bude maximálna amplitúda napätia U_C :

$$Q_{Cmax} = \int_0^{\infty} (I_d \cdot e^{-t/T}) \cdot dt = I_d \cdot T;$$

$$U_{Cmax} = \frac{Q_{Cmax}}{C_1} = \frac{I_d \cdot T}{C_1}.$$

Pri voľbe $R_1 \neq \infty$ bude amplitúda napätia menšia o $\Delta U=(U_{Cmax}-U_C)$ ako je maximálne možná amplitúda v ideálnom prípade s $R_1 = \infty$. Zo závislosti $U_C/U_{Cmax}=f(T/R_1C_1)$ na obr. 4-34 vidno, že pri voľbe časovej konštanty $R_1C_1 \geq 10T$, bude amplitúda výstupného impulzu menšia o viac ako 25% ako maximálne možná.

KONTROLNÉ OTÁZKY

1. Špecifikujte základné vlastnosti polovodičového, scintilačného, proporcionálneho a G-M detektora, potrebné pre spektrometrické meranie.
2. Porovnajzte rozlišovacia schopnosť a rýchlosť plynových, polovodičových a scintilačných detektorov.
3. FWHM ako miera amplitúdového rozlíšenia detektora v prípade superpozície pík, resp. píku a pozadia
4. Ako vplýva zaťažovací odpor a kapacita detektora na amplitúdu impulzu z detektora?
5. Špecifikujte podmienky za ktorých možno použiť operátorovú metódu riešenia diferenciálnych rovníc.
6. Za akých podmienok je vhodné použiť pasívny RC článok na integráciu prúdových impulzov z detektora?
7. Charakterizujte vlastnosti nábojového zosilňovača.
8. Objasnite vplyv pracovného odporu na vlastnosti detektora ionizujúceho žiarenia.
9. Vplyv kapacity detektora a parazitnej kapacity na rýchlosť detekcie ionizujúceho žiarenia.

ÚLOHY

Pre ionizačnú komoru s mriežkou so vzduchovou náplňou, ktorá má kapacitu 100pF navrhните vhodný pracovný odpor, umožňujúci registráciu početností impulzov 50 000/s? Pri návrhu predpokladajte, že impulzy detektora majú obdĺžnikovitý tvar a že doba zberu elektrónov v komore je okolo 1 μ s.

Pre voľbu pracovného odporu z úlohy 1.1 učíte veľkosť amplitúdy na výstupe detektora pri zaregistrovaní častice alfa s energiou 1MeV. Porovnajzte túto amplitúdu s maximálne možnou amplitúdou, ktorá vznikne úplným zozbieraním náboja, ktorý bol vytvorený ionizáciou v komore.

Odhadnite o koľko % musíte zvýšiť zosilnenie, aby ste pri pracovnom odpore 100k Ω získali na výstupe scintilačného detektora rovnakú amplitúdu ako je hodnota dosažiteľná teoreticky pri nekonečne veľkom pracovnom odpore . Kapacita detektora je 50pF a záblesk zo scintilátora má trvanie 0,25 μ s.

Navrhните vhodný pracovný odpor pre scintilačný detektor s NaI(Tl) pre registráciu 100 000 udalostí za sekundu, ak kapacita detektora je 100pF.

Odhadnite o koľko sa zmenší amplitúda impulzu z detektora pri voľbe pracovných podmienok z úlohy 1.1 voči ideálnemu prípadu s nekonečne veľkým pracovným odporom.

SÚHRN

Základnou súčasťou každého prístroja na meranie ionizujúceho žiarenia je snímač žiarenia–detektor. Detektory sú z elektronického pohľadu **meniče energie** jadrového žiarenia (nabitých alebo neutrálnych častíc, fotónov) **na elektrický náboj** Q . Detektor, v ktorom je jeho výstupný signál priamo úmerný energii, ktorú stratila častica alebo kvantum gama v jeho citlivom priestore, sa nazýva **spektrometrický**, napr. polovodičový detektor, ionizačná komora, scintilačný detektor a pod. Najdôležitejším parametrom spektrometrického detektora je jeho **energetická rozlišovacia schopnosť**. Na základe odmerania amplitúdového spektra možno po prekalibrovaní spektrometra získať **energetické spektrum**. Detektory potrebujú zdroj vysokého napätia na zabezpečenie zberu nosičov náboja a vhodne zapojený pracovný alebo zaťažovací odpor R_L . Z hľadiska dosiahnutia maximálnej amplitúdy napätia z detektora treba zvoliť čo najvyšší odpor R_L . Časové rozlíšenie detektora závisí okrem od typu detektora a od vlastností výstupného obvodu detektora – predovšetkým od kapacity detektora a od voľby pracovného odporu. Pri použití menšieho odporu R_L sa činnosť detektora môže zrýchliť ale dôjde k zmenšeniu amplitúdy impulzu.

Laplaceova operátorová metóda je založená na vytvorení obrazových (algebraických) rovníc z lineárnych diferenciálnych rovníc s konštantnými koeficientmi. Po vyriešení algebraických obrazových rovníc treba vykonať spätnú Laplaceovu transformáciu obrazového tvaru riešenia na originál. Výhodou operátorovej metódy je zjednodušenie riešenia prechodových javov v elektronických obvodoch bez potreby určovania integračných konštánt. Laplaceova transformácia má pre teóriu obvodov hlbší význam, než len ako obyčajná matematická metóda. V obore komplexnej premenej p – v obrazovom obore, platí medzi obrazom napätia a prúdu operátorové vyjadrenie Ohmovho zákona. Platia tiež Kirchhoffove zákony v operátorovom tvare. Tiež možno použiť známe metódy analýzy obvodov, napr. Theveninovu vetu a pod. Operátorová metóda je pre prax výhodná nakoľko nahradzuje derivovanie násobením p a integrovanie delením p (analogicky ako pri analýze ustáleného stavu obvodov s harmonickým napätím alebo prúdom, v ktorej $p=j\omega$).



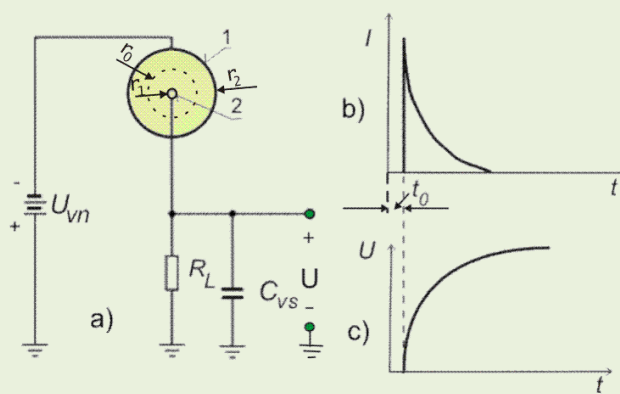
Návrat z acrobat readera -  (zatvorením okna)

Zrýchlenie proporcionálneho detektora

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):

- elektrické zapojenie ;
- prúdový impulz z detektora $i_k(t)$;
- napätový impulz $u(t)$ pri časovej konštante výstupného obvodu

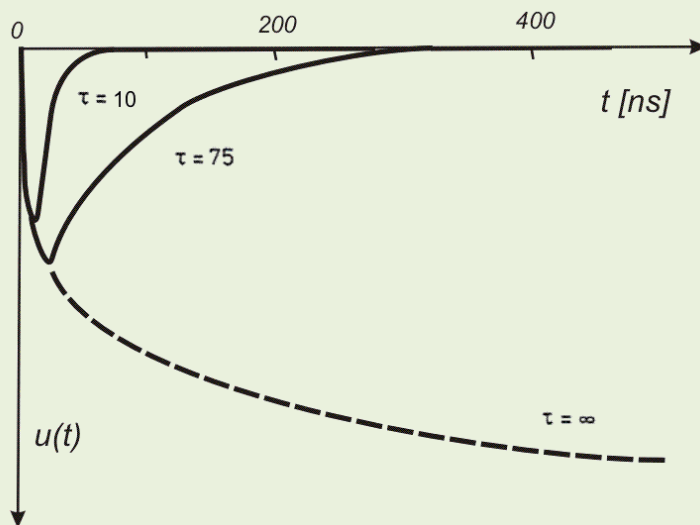
$$\tau = R_L(C_{det} + C_{vs}) = R_L C = \infty.$$

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 lónov. 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 amplitúdu impulzu**.

Obrázok 6-9 ilustruje použitie 2 časových konštánt na skrátenie trvania impulzu a tiež sprievodný 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. Sprievodným javom je zmenšenie amplitúdy takto vytvarovaného impulzu.



Návrat z prílohy pomocou: Alt + ←