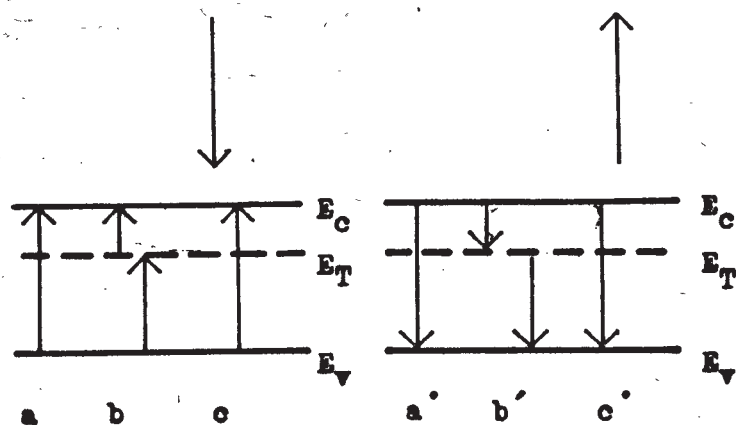


## 6. REKOMBINACE NADBYTEČNÝCH NOSITELŮ PROUDU V POLOVODIČÍCH, DOBA ŽIVOTA NOSITELŮ

Rekombinaci nadbytečných nositelů proudu v polovodičích charakterizujeme zpravidla parametrem "doba života", která má názorný význam jako střední doba existence nadbytečných nositelů (párů elektron-díra). Doba života se využívá ke kvalitativnímu posouzení čistoty polovodičových materiálů (vyšší čistotě odpovídá větší doba života), k posuzování průběhu technologických operací (např. vznik strukturních poruch vede zpravidla ke snížení doby života), a k posouzení relaxačních jevů souvisejících s existencí nadbytečných nositelů (např. injektovaných do báze tranzistoru apod.).

### GENERACE A REKOMBINACE NOSITELŮ PROUDU

Zajímáme-li se o chování nadbytečných nositelů v polovodičích je vhodné uvážit nejdříve mechanismus procesů generace a rekombinace, [5.5 , 6.1]. V procesu generace, obr. 6.1, vznikají páry elektron-díra



ra přechodem elektronů z valenčního do vodivostního pásu a to buď přímo, nebo prostřednictvím hladin v zakázaném pásu, nebo v Augerově procesu, kdy elektron přejde z vyšší na nižší hladinu ve vodivostním pásu a předá jinému elektronu ve valenčním pásu energii potřebnou k přechodu z valenčního do vodivostního pásu. Rekombinační procesy, obr. 6.1, vedou k zániku páru elek-

Obr. 6.1. Typy generačních a rekombinačních přechodů.

Generace: a) přímý přechod, b) prostřednictvím hladiny v zakázaném pásu, c) Augerův proces.

Rekombinace: a') přímá, b') prostřednictvím hladiny v zakázaném pásu, c') Augerův proces.

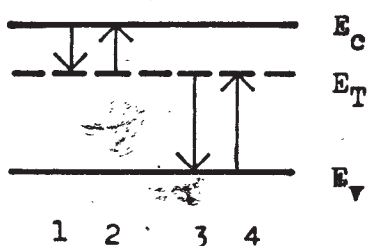
tron- díra přechodem elektronu z vodivostního do valenčního pásu buď přímo, nebo prostřednictvím hladin v zakázaném pásu, nebo v Augerově procesu, kdy přejde elektron z vodivostního do valenčního pásu a svou energii předá jinému elektronu ve vodivostním pásu. Při uvedených přechodech musí být splněny zákony zachování energie a hybnosti. I když jsou způsoby přeměny energie při generaci a rekombinaci otázky základního významu nebudeme se jimi zabývat a odkážeme na literaturu [5.5], neboť jsou to otázky složité.

Podle typů přechodů elektronů rozlišujeme následující druhy rekombinace:

1. Zářivá rekombinace. Při ní se energie přechodu uvolňuje ve formě fotonů. Uplatňuje se hlavně v polovodičích, ve kterých nastávají extrémní v pásovém schématu pro stejnou hodnotu kvaziimpilzu.
2. Augerova rekombinace probíhá prostřednictvím Augerových procesů, o kterých jsme již hovořili.
3. Rekombinace prostřednictvím rekombinačních center (rekombinačních hladin v zakázaném pásu energií) se uplatňuje u většiny polovodičů nejčastěji. Rekombinační hladiny odpovídají strukturním defektům, nebo příměsím. Protože jde o nejčastější druh rekombinace pojednáme o něm podrobněji.

#### REKOMBINACE NOSITELŮ PROSTŘEDNICTVÍM REKOMBINAČNÍCH CENTER

Uvažujme polovodič obsahující rekombinační centra jednoho druhu o koncentraci  $N_T$ , kterým odpovídá hladina v zakázaném pásu  $E_T$ , obr. 6.2. Rekombinace je zánik páru elektron- díra a je realizován přechodem elektronu z vodivostního do valenčního pásu. Je potřeba mít



Obr.6.2. Přechody nositelů při rekombinaci prostřednictvím rekombinačních center.

1. zachycení elektronu,
2. emise elektronu,
3. zachycení díry,
4. emise díry.

na zřeteli, že v polovodiči nastávají nejen přechody rekombinační, ale i přechody opačného typu v důsledku tepelné generace (bez vnější generace). Výsledná rekombinace je výsledkem přechodů obou typů.

Jako dostatečné se ukázalo přiblížení, podle kterého je počet

přechodů mezi dvěma hladinami úměrný počtu částic ve výchozím stavu a počtu neobsazených míst v konečném stavu. Konstanta úměrnosti vyjadřuje pravděpodobnost přechodu. Pro jednotlivé typy přechodů našeho případu rekombinace můžeme tedy vyjádřit intenzitu přechodů (počet přechodů za 1 s v jednotkovém objemu)

1.  $K_n \cdot n \cdot p_T$  pro zachycení elektronu,

2.  $K_n \cdot n_1 \cdot n_T$  emise elektronu,

3.  $K_p \cdot p \cdot n_T$  zachycení díry (emise elektronu do valenčního pásu),

4.  $K_p \cdot p_1 \cdot p_T$  emise díry,

kde  $K_n, K_p$  jsou pravděpodobnosti přechodu elektronů, resp. děr,  $n, p$  jsou nerovnovážné koncentrace elektronů a děr v páscech ( $n = n_0 + \Delta n$ ,  $p = p_0 + \Delta p$ ,  $n_0, p_0$  jsou rovnovážné koncentrace nositelů,  $\Delta n, \Delta p$  jsou koncentrace nadbytečných nositelů),  $n_T, p_T$  jsou koncentrace elektronů, resp. děr v rekombinačních centrech (hladinách),  $n_1, p_1$  jsou koncentrace elektronů a děr v páscech v případě, že Fermiova hladina splývá s hladinou rekombinačních center. Zavedení  $n_1, p_1$  je zdůvodněno např. v [5.5, 6.1].

Pravděpodobnosti přechodu lze vyjádřit pomocí tepelné rychlosti elektronů, resp. děr, a účinného zachytného průřezu  $A_n, A_p$

$$K_n = c_n \cdot A_n, \quad K_p = c_p \cdot A_p \quad (6.2)$$

Rekombinační proces lze chápat jako zachycení elektronu centrem a pak zachycení díry centrem. Z tohoto hlediska lze vyjádřit celkovou intenzitu zachycení elektronů centrem (zachycení minus emise)

$$U_n = K_n \cdot (n \cdot p_T - n_1 \cdot n_T),$$

a intenzitu zachycení děr

$$U_p = K_p \cdot (p \cdot n_T - p_1 \cdot p_T).$$

Omezíme-li se na stacionární případ, pak zřejmě musí být intenzita zachycení elektronů a děr stejná (obsazení rekombinační hladiny se nemění), tedy  $U_n = U_p = U$ .

Po vyjádření nakonec dostaneme

$$U = n_T \cdot K_n \cdot K_p \cdot \frac{p \cdot n - p_0 \cdot n_0}{K_p \cdot (p + p_1) + K_n \cdot (n + n_1)} \quad (6.3)$$

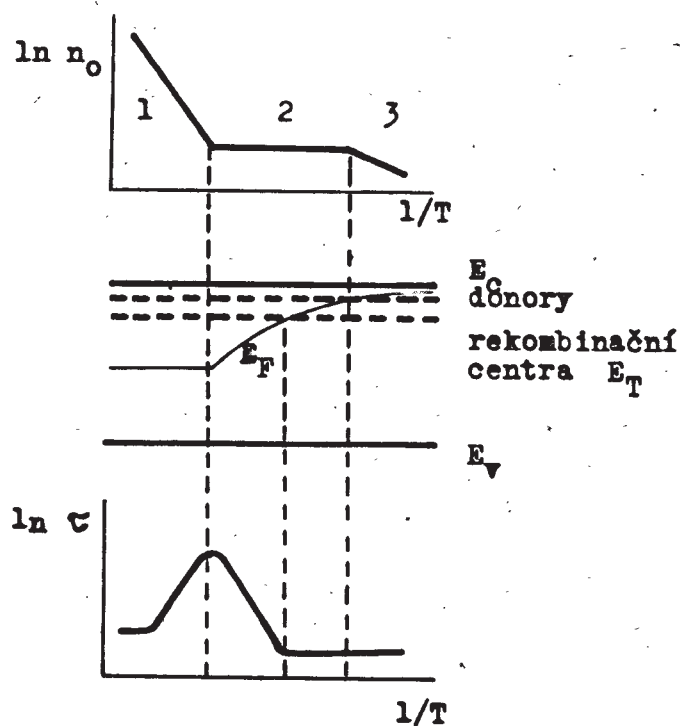
Abychom snadno ilustrovali proces rekombinace omezíme se na jednoduchý případ malých koncentrací nadbytečných nositelů (případ slabé injekce), tj.  $\Delta n = \Delta p \ll n_0 + p_0$ . Rovnost  $\Delta n = \Delta p$  plyne z podmínky tzv. nábojové neutrality (podrobnější zdůvodnění je uvedeno v úloze č. 10) a odpovídá případu, kdy se nevyskytují oblasti prostorového náboje a nedochází k zachycení v pastech [5.5]. V tomto případě lze vyjádřit intenzitu rekombinace ve tvaru

$$U = \frac{\Delta p}{\tau}, \quad (6.4)$$

kde

$$\tau = \frac{\Delta p}{U} = \frac{1}{K_n \cdot N_T} \cdot \frac{p_0 + p_1}{n_0 + p_0} + \frac{1}{K_p \cdot N_T} \cdot \frac{n_0 + n_1}{n_0 + p_0} \quad (6.5)$$

je konstantou charakterizující rekombinaci a je nazývána dobou života nositelů. Jak uvidíme dále má  $\tau$  význam střední doby existence páru nadbytečných nositelů. Jak je vidět z vyjádření (6.5) závisí doba života na poloze Fermiovy hladiny (koncentrace  $n_0, p_0$ ) a tedy např. na teplotě polovodiče. Ilustraci této závislosti uvádíme na obr. 6.3.



Obr. 6.3. Závislost doby života nositelů na poloze Fermiovy hladiny (teplotě).

Poznamenejme, že obecně nemusí být doba života nezávislá na  $\Delta n, \Delta p$ . Je vhodné si uvědomit, že i když se v učebnicích uvažuje pro jednoduchost zpravidla doba života nezávislá na koncentraci nadbytečných nositelů  $\Delta n, \Delta p$ , je tomu tak ve skutečnosti jen v jednoduchém, speciálním, případě.

Pokud je v polovodiči více rekombinačních hladin, nebo se uplatňuje více rekombinačních mechanismů je výsledná doba života určena dobami života charakterizujícími jednotlivé případy rekombinace takto

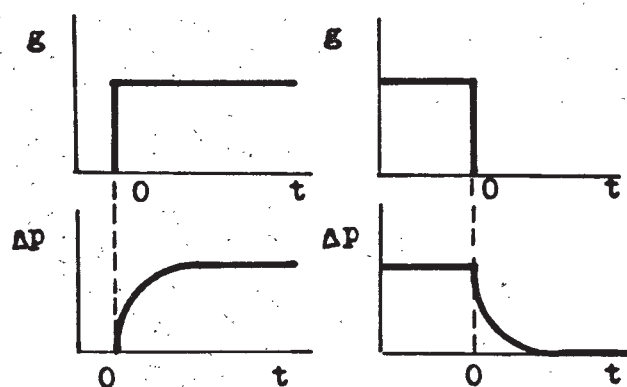
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots, \quad (6.6)$$

což znamená, že se sčítají jednotlivé pravděpodobnosti rekombinací.

#### RELAXACE KONCENTRACE NADBYTEČNÝCH NOSITELŮ

Skupina metod pro měření doby života využívá relaxace koncentrace nadbytečných nositelů. Vyjádříme proto změny koncentrace nadbytečných nositelů po skokovém vzniku a zániku generace nositelů, obr. 6.4. Pro

jednoduchost uvažujme generaci rovnoměrnou v celém vzorku, např. zářením o malém koeficientu absorpce  $k$ ,  $g = \beta \cdot k \cdot g_0$ , kde  $\beta$  je kvantový výtěžek,  $g_0$  je hustota proudu fotonů. Chování nositelů vystihuje řešení rovnice kontinuity, která má tvar



Obr. 6.4. Relaxace koncentrace nadbytečných nositelů.

$$\frac{d \Delta n}{d t} = \beta \cdot k \cdot g_0 - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (6.7)$$

kde  $\tau$  je doba života. Je-li pro  $t = 0$   $\Delta n = 0$ , pak má řešení rovnice kontinuity tvar

$$\Delta n = \tau \cdot \beta \cdot k \cdot g_0 \cdot (1 - e^{-t/\tau}). \quad (6.8)$$

Koncentrace nadbytečných nositelů exponenciálně narůstá s časem (nárůst je určen dobou života  $\tau$ ) a za dostatečně dlouhou dobu ( $t \rightarrow \infty$ ) nabude stacionární hodnoty

$$\Delta n_{st} = \tau \cdot \beta \cdot k \cdot g_0. \quad (6.9)$$

Po skončení generace má rovnice kontinuity tvar

$$\frac{d \Delta n}{d t} = - \frac{\Delta n}{\tau}, \quad (6.10)$$

neboť bez generace je  $g_0 = 0$ . Ustane-li generace skokem pro  $t = 0$ , kdy je  $\Delta n = \Delta n_{st}$ , má řešení rovnice kontinuity tvar

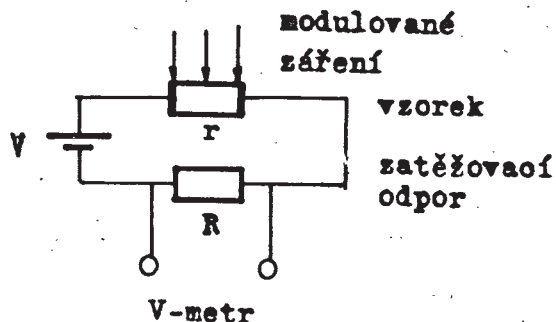
$$\Delta n = \Delta n_{st} \cdot e^{-t/\tau}. \quad (6.11)$$

Koncentrace nadbytečných nositelů klesá exponenciálně s časem, pokles je opět určen dobou života  $\tau$ .

Závěrem shrneme, že koncentrace nadbytečných nositelů nesleduje bezprostředně (bez setrvačnosti) změny generace nositelů, ale vykazuje relaxace jejichž trvání je určeno dobou života nositelů.

### MĚŘENÍ FOTOVODIVOSTI

Při měření fotovodivosti vycházíme ze skutečnosti, že se při ozáření vzorku mění jeho vodivost a tedy i jeho odpor. Zapojíme-li vzorek do obvodu s odporem a stejnosměrným zdrojem elektrické energie, pak změna odporu vzorku způsobuje změnu napětí jak na vzorku tak na odporu  $R$ , obr. 6.5. Tyto změny napětí měříme a z jejich velikosti usuzujeme na velikost fotovodivosti.



Vztah mezi fotovodivostí a měřeným napětím nalezneme vyjádříme-li proud obvodem v případě, že vzorek je a není ozářen, tedy

$$I_z = \frac{V}{R + r_0 - \Delta r},$$

$$I_t = \frac{V}{R + r_0}.$$

Obr. 6.5. Principiální schéma obvodu pro měření fotovodivosti.

Na odporu  $R$  naměříme změnu napětí

$$v = (I_z - I_t) \cdot R = V \cdot R \cdot \frac{r}{(R + r_0 - \Delta r) \cdot (R + r_0)},$$



ze které určíme změnu odporu vzorku způsobenou ozářením vzorku

$$\Delta r = \frac{v \cdot (R + r_0)^2}{V \cdot R + v \cdot (R + r_0)} \quad (6.12)$$

nebo změnu vodivosti vzorku s ozářením, čili fotovodivost

$$\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0 = \frac{1}{r_0 - \Delta r} - \frac{1}{r_0} = \frac{\Delta r}{r_0 \cdot (r_0 - \Delta r)} \quad (6.13)$$

Jednoduché vyjádření fotovodivosti dostaneme v následujících případech:  
Konstantní elektrické pole, tj.  $R \ll r_0 - \Delta r$ ,

$$\Delta \sigma = \frac{v}{V \cdot R} \quad (6.14)$$

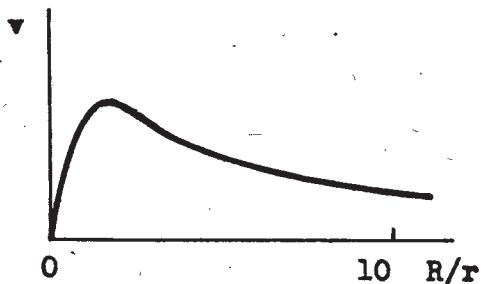
Konstantní proud vzorkem, tj.  $R \gg r_0$ ,

$$\Delta \sigma = \frac{v \cdot R}{r \cdot (V \cdot r - v \cdot R)} \quad (6.15)$$

Je-li relativní fotovodivost malá, tj.  $\Delta \sigma \ll \sigma$ , což je častý případ, pak dostáváme v obecném případě

$$\Delta \sigma = (1 + R/r_0)^2 \cdot \frac{v}{R \cdot V} = \text{konst. } v \quad (6.16)$$

fotovodivost je úměrná změnám napětí na odporu R.



Obr. 6.6.. Závislost napětí při měření fotovodivosti na hodnotě zatěžovacího odporu.

Je vhodné mít na zřeteli skutečnost, že napětí odpovídající fotovodivosti závisí na poměru zatěžovacího odporu a odporu vzorku  $R/r$ , obr. 6.6, a pro hodnotu poměru  $R/r = 1$  dosahuje maxima. V tomto případě dosahujeme největší citlivosti při měření fotovodivosti.

V dalším výkladu pojednáme o dvou metodách měření doby života v polovodičích založených na relaxaci fotovodivosti, která je vlastně podmíněna relaxací koncentrace nadbytečných nositelů.

#### METODA FÁZOVÉ KOMPENZACE

Princip metody vysvětlíme v případě sinusové modulace záření budícího fotovodivost v polovodiči. Ozařujeme-li vzorek zářením jehož intenzita je sinusově modulována

$$g = g_m \cdot (1 - \cos \omega t) , \quad (6.17)$$

kde  $g_m$  je největší hodnota intenzity záření, pak má rovnice kontinuity tvar

$$\frac{d \Delta n}{d t} = \beta \cdot k \cdot g_m \cdot (1 - \cos \omega t) - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (6.18)$$

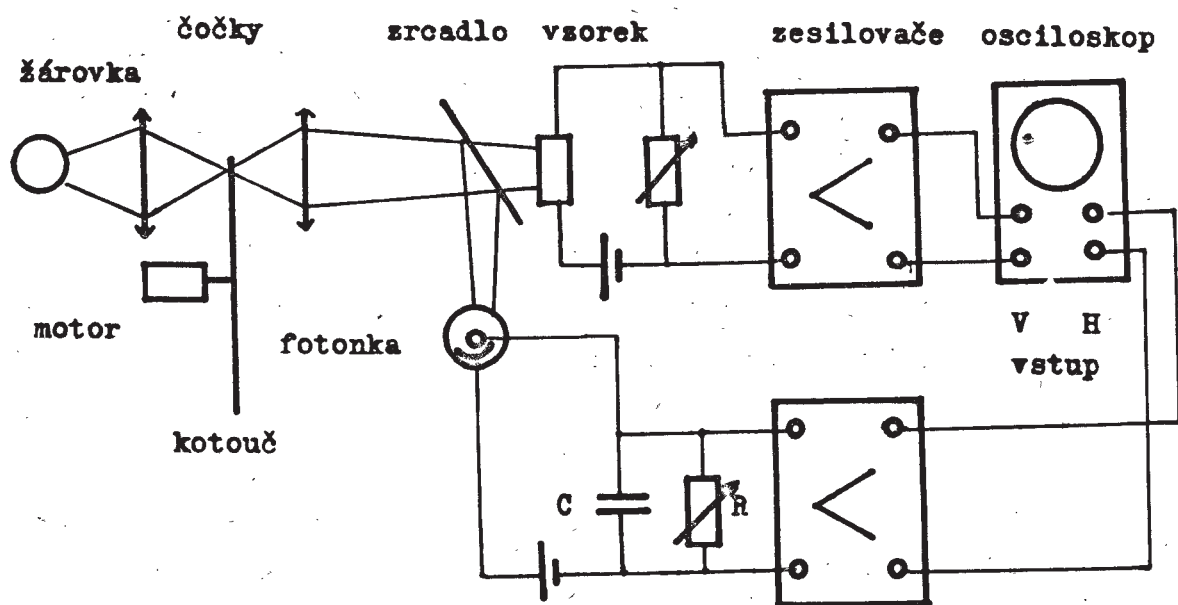
a její řešení lze pro ustálený stāv (za dostatečně dlouhou dobu po zapnutí záření) uvést do tvaru [5.5]

$$\Delta n = \frac{\beta \cdot k \cdot g_m \cdot \tau}{\sqrt{1 + (\tau \cdot \omega)^2}} \cdot \cos [\omega \cdot t - \arctg (\tau \cdot \omega)] . \quad (6.19)$$

Z vyjádření je zřejmé, že střídavá složka koncentrace nadbytečných nositelů a tedy i fotovodivost má sinusový průběh, avšak s frekvencí se mění jak amplituda tak fáze průběhu oproti fázi generujícího záření, při čemž změna fáze činí  $\varphi = \arctg (\omega \cdot \tau)$ .

Závislosti fázového posunu fotovodivosti oproti budícímu záření na době života využíváme ke stanovení doby života v uspořádání znázorněném na obr. 6.7. Sinusově modulovaným zářením o určité frekvenci budíme jednak fotovodivost v polovodičovém vzorku, jednak ozařujeme vakuovou fotonku zapojenou do obvodu s paralelní kombinací odporu  $R$  a kondenzátoru  $C$ . Záření budí ve vzorku fotovodivost, jejíž časový průběh má fázový posun  $\varphi$  oproti budícímu záření. Fotoproud vakuové fotonky sleduje bez setrvačnosti průběh záření, avšak na členu  $RC$  dochází k fázovému posunutí napětí vůči proudu  $\varphi_{RC}$ , při čemž  $\varphi_{RC} = \arctg \omega \cdot R \cdot C$ . Dosáhneme-li změnou hodnoty  $RC$  toho, že napětí na vzorku i členu  $RC$  mají stejný časový průběh a tedy i stejný fázový posun, pak je časová konstanta obou průběhů stejná a tedy platí  $\tau = R \cdot C$ . Shodnost fázových posunů  $\varphi$  a  $\varphi_{RC}$  zjistíme pomocí osciloskopu,





Obr. 6.7. Schéma zapojení pro měření doby života metodou fázové kompenzace.

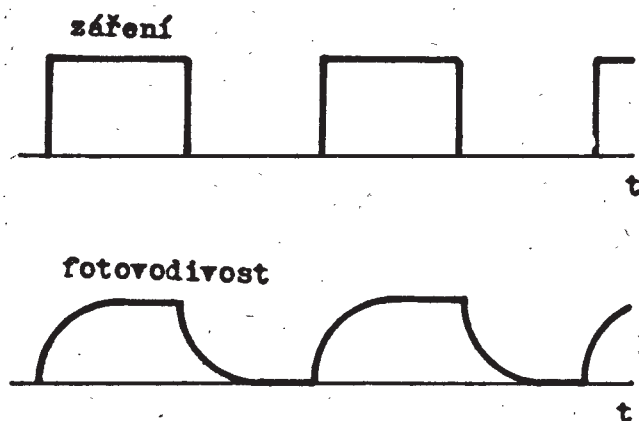
kdě na jedno vychylování přivádíme střídavé napětí na vzorku, na druhé vychylování přivádíme napětí na členu RC. Tato dvě k sobě kolmá napětí se skládají a proto na obrazovce osciloskopu pozorujeme Lissajousovy obrazce obecně ve tvaru elipsy, v případě  $\varphi = \varphi_{RC}$  ve tvaru úsečky.

Metodu fázového posunu lze realizovat i s nesinusovým průběhem generujícího zařízení. Dá se ukázat, že Lissajousovy obrazce mají v případě obdélníkového nebo trapezoidálního průběhu záření tvar uzavřených smyček, při čemž v případě  $\tau = R \cdot C$  přejde smyčka v úsečku.

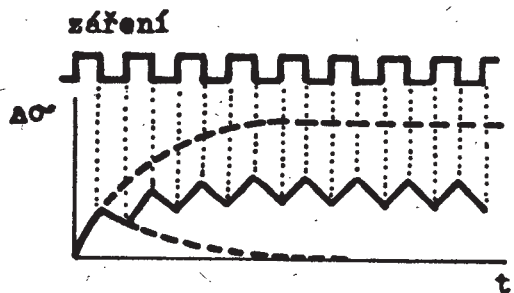
Při měření postupujeme tak, že měníme hodnotu odporu členu RC tak, až na obrazovce osciloskopu přejde stopa ve tvaru smyčky v úsečku. Pro tento případ platí  $\tau = R \cdot C$ .

#### METODA FREKVENČNÍHO POKLESU FOTOVODIVOSTI

Relaxace koncentrace nadbytečných nositelů podmiňuje závislost fotovodivosti na frekvenci. Ozařujeme-li polovodičový vzorek přerušovaným zářením ve tvaru pravouhlých symetrických pulzů, bude koncentrace nadbytečných nositelů a tedy i fotovodivost probíhat tak, jak je znázorněno v obr. 6.8, 6.9. Pro nízké frekvence přerušování záření,



Obr. 6.8. Relaxace fotovodivosti při pulzní generaci nadbytečných nositelů, nízká frekvence opakování pulzů.



Obr. 6.9. Relaxace fotovodivosti při pulzní generaci nadbytečných nositelů, vysoká frekvence opakování pulzů.

frekvenci přerušování záření odečteme frekvenci pro hodnotu fotovodivosti rovnou  $0.76 \Delta\sigma_{st}$ . Pro tuto hodnotu frekvence je  $f = 1/4\tau$  a tedy

$$\tau = \frac{1}{4 \cdot f}$$

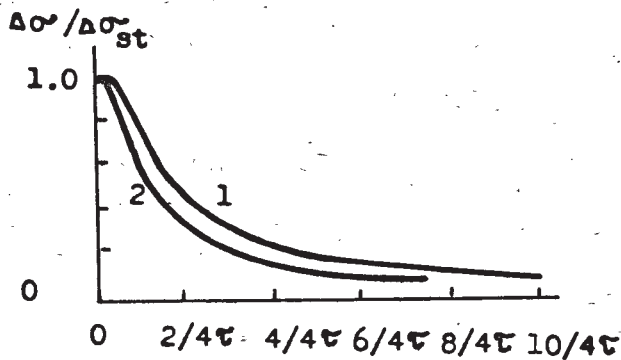
tj. pro  $1/f = t_0 \gg \tau$  dosáhne fotovodivost prakticky svou stacionární hodnotu a poklesne na nulu v každém cyklu. V případě vyšších frekvencí přerušování, kdy  $1/f = t_0 < \tau$ , ustane generace nadbytečných nositelů dříve než fotovodivost dosáhne stacionární hodnoty a pokles fotovodivosti neproběhne až do nuly. Z těchto důvodů se ustálí stav s menšími změnami fotovodivosti než v předchozím případě, obr. 6.9. Je zřejmé, že čím bude vyšší frekvence přerušování tím menší změny fotovodivosti budeme pozorovat. Výpočtem lze nalézt, že frekvenční závislost fotovodivosti má vyjádření

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_{st} \cdot \operatorname{th} \frac{t_0}{4\tau} = \Delta\sigma_{st} \cdot \operatorname{th} \frac{1}{4 \cdot \tau \cdot f} \quad (6.20)$$

a závislost je znázorněna na obr. 6.10, křivka 1.

Dobu života stanovíme tak, že ze závislosti střídavé složky fotovodivosti na

$$(6.21)$$

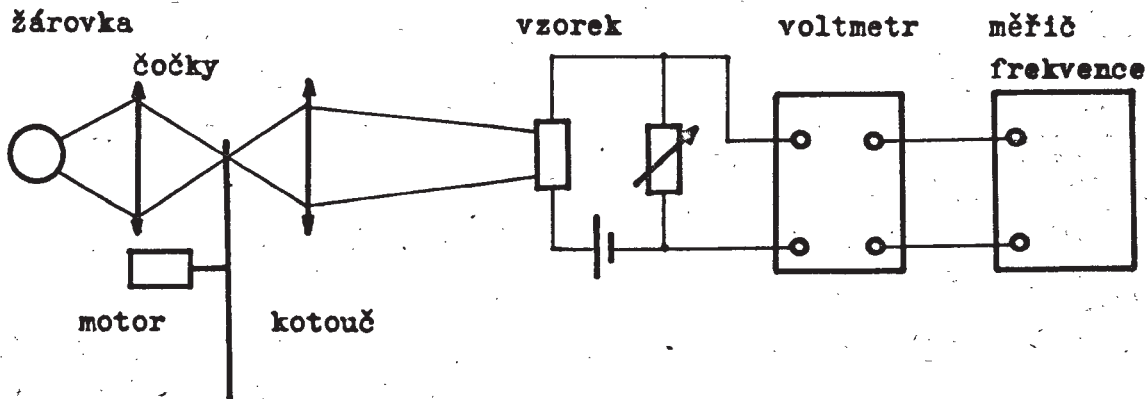


Obr. 6.10. Frekvenční závislost relativní fotovodivosti,

- 1 generace obdélníkovými pulzy
- 2 generace sinusová

Kdybychom volili sinusovou modulaci generujícího záření probíhala by závislost střídavé složky fotovodivosti na frekvenci tak, jak je to znázorněno na obr. 6.10, křivka 2. Hodnota fotovodivosti  $0.71 \Delta\sigma_{st}$  odpovídá frekvenci  $f = 1 / 2\pi \cdot \tau$  a tedy doba života  $\tau = 1 / 2\pi f$ .

Schéma zapojení pro měření doby života touto metodou je na obr. 6.11.



Obr. 6.11. Schéma zapojení pro měření doby života metodou frekvenčního poklesu fotovodivosti.

Záření dopadající na vzorek přerušujeme kotoučem s výřezy, při čemž jsou otáčky motoru měnitelné a tak lze měnit i frekvenci přerušování záření. Napětí na zatěžovacím odporu měříme střídavým voltmetrem, který má výstupní svorky spojeny s měřičem frekvence. To umožňuje odečíst současně hodnotu fotovodivostního napětí a příslušné frekvence přerušování záření.

#### ÚKOL

Změřte dobu života nositelů daného polovodičového vzorku metodou fázové kompenzace pro několik různých hodnot odporu a kapacity členu

RC.

Stanovte dobu života nositelů stejného vzorku na základě naměřené frekvenční závislosti fotovodivosti.

LITERATURA

- [6.1] J.S. Blackmore, Statistika elektronov v poluprovodnících, rus. překl., Mir, Moskva 1964, str. 185.

## 7. FOTOELEKTRICKÁ METODA MĚŘENÍ

### DIFÚZNÍ DÉLKY

Generujeme-li nadbytečné nositele v určitém místě polovodiče, pak nositelé z místa generace difundují. Nadbyteční nositelé však ve všech místech rekombinují (podrobněji viz úlohu č. 6.). Proto v materiálu o nízké rekombinaci dodifundují nadbyteční nositelé dále od místa generace než v materiálu o vysoké rekombinaci. Prostorové rozložení koncentrace nadbytečných nositelů souvisí s jejich rekombinací. Na této skutečnosti je založena fotoelektrická metoda měření difúzní délky, případně doby života. V dalším výkladu rozebereme nejdříve otázku rozložení koncentrace nadbytečných nositelů podrobněji.

### ROZLOŽENÍ KONCENTRACE NADBYTEČNÝCH NOSITELŮ V POLOVODIČÍCH

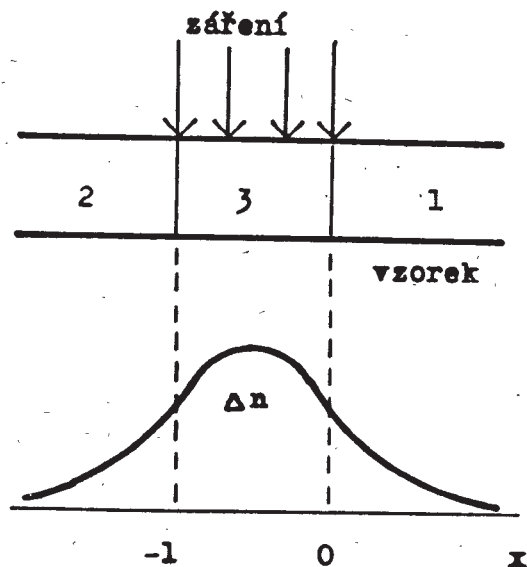
Abychom vystihli podstatu problému uvažujme dlouhou desku polovodiče ozářenou v místech od  $x = 0$  do  $x = -l$  zářením o malém absorpčním koeficientu, které generuje nositele zhruba rovnoměrně napříč vzorkem, obr. 7.1. Deska je homogenní a rekombinační vlastnosti jsou ve všech místech stejné, charakterizované dobou života nositelů  $\tau$ . Pro výpočet nadbytečné koncentrace je vhodné rozdělit desku na tři oblasti podle obr. 7.1. Chování nositelů v desce poplňuje řešení rovnice kontinuity (podrobnější zdůvodnění je uvedeno v úloze č. 9.), která má tvar

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = k \cdot \beta \cdot g_0 - \frac{\Delta n}{\tau} - \frac{1}{q} \frac{\partial I_n}{\partial x}, \quad (7.1)$$

kde  $k$  je koeficient absorpce záření,  $\beta$  je kvantový výtěžek (počet nositelů generovaných jedním kvantem záření),  $g_0$  je proudová hustota dopadajících fotonů a hustota elektronového proudu je dána vztahem

$$I_n = q \cdot D \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial x} + q \cdot \mu \cdot \mathcal{E}_x, \quad (7.2)$$

kde  $D$  je koeficient ambipolární difúze (viz úlohu č. 10.),  $\mu$  je ambipolární pohyblivost (viz úlohu č. 10.),  $\mathcal{E}_x$  je intenzita elektrického pole ve vzorku. První člen pravé strany rovnice kontinuity vyjadřuje generaci nositelů, druhý člen jejich rekombinaci, třetí vyjadřuje přítok nositelů (difúzí a driftem) a je to vlastně divergence proudové hustoty.



Obr. 7.1. Průřez ozářeným polovodičovým vzorkem a odpovídající rozložení koncentrace nadbytečných nositelů.

Rovnici lze upravit pro stacionární případ (tj.  $\partial \Delta n / \partial t = 0$ ) do tvaru

$$D \cdot \frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \mu \cdot \mathcal{E} \cdot \frac{d \Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{\tau} = -k \cdot \beta \cdot g_0$$

a zavedeme-li označení  $L = \sqrt{D \cdot \tau}$ ,  $L_{\mathcal{E}} = \tau \cdot \mu \cdot \mathcal{E}$ , můžeme nakonec napsat

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{L_{\mathcal{E}}}{L} \frac{d \Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{L^2} = \frac{\tau \cdot \beta \cdot k \cdot g_0}{L^2} \quad (7.3)$$

V oblastech 1 a 2 je  $g_0 = 0$ . Okrajové podmínky mají tvar:  $\Delta n \rightarrow 0$  pro  $x \rightarrow \pm \infty$  a na hranicích oblasti 3, tj. pro  $x = 0$  a  $x = -1$ , se musí koncentrace a proudy měnit spojitě. Řešení rovnice (7.3) mají v jednotlivých oblastech tvar:

1. oblast,  $+\infty \geq x \geq 0$ ,

$$\Delta n = \tau \cdot \beta \cdot k \cdot g_0 \cdot \frac{L_1}{L_1 + L_2} (1 - e^{-1/L_1}) \cdot e^{-x/L_1} = \text{konst.} \cdot e^{-x/L_1} \quad (7.4)$$

2. oblast,  $-\infty \leq x \leq -1$ ,

$$\Delta n = \tau \cdot \beta \cdot k \cdot g_0 \cdot \frac{L_2}{L_1 + L_2} \cdot (e^{1/L_2} - 1) \cdot e^{x/L_2} = \text{konst.} \cdot e^{x/L_2} \quad (7.5)$$

3. oblast,  $-1 \leq x \leq 0$ ,

$$\Delta n = \tau \cdot \beta \cdot k \cdot g_0 \cdot \frac{1}{L_1 + L_2} [L_1 \cdot (1 - e^{(-1+x)/L_1}) + L_2 \cdot (1 - e^{x/L_2})] \quad (7.6)$$

Při tom je



$$L_1 = \frac{2 L^2}{\sqrt{L_\xi^2 + 4 L^2} - L_\xi}, \quad L_2 = \frac{2 L^2}{\sqrt{L_\xi^2 - 4 L^2} + L_\xi}.$$

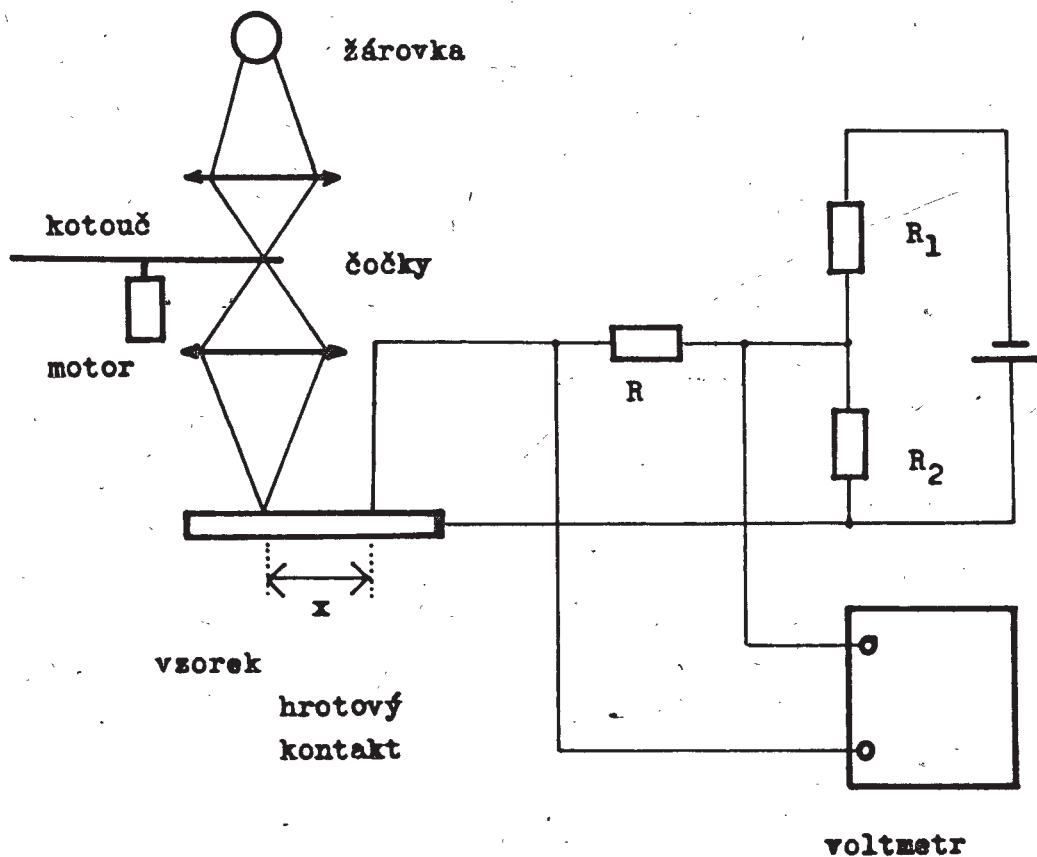
Z uvedených řešení vyplývá, že v neosvětlených oblastech (1 a 2) klesá koncentrace nadbytečných nositelů  $\Delta n$  exponenciálně se vzdáleností od osvětlené oblasti. V případě, že je  $\xi_x = 0$  vychází

$$L_1 = L_2 = L = \sqrt{D \cdot \tau}, \quad (7.7)$$

tj. pokles koncentrace nadbytečných nositelů je charakterizován difúzní délkou  $L$ . V případě, že je  $\xi_x \neq 0$  není rozložení nositelů symetrické.

#### FOTOELEKTRICKÁ METODA MĚŘENÍ DIFÚZNÍ DÉLKY

Metoda je založena na výše uvedené skutečnosti, že v neosvětlených oblastech je pokles koncentrace nadbytečných nositelů exponenci-



Obr. 7.2. Schéma zapojení pro měření difúzní délky fotoelektrickou metodou.

ální, při čemž charakteristickou konstantou poklesu je difúzní délka. V experimentu jde o to, jakým způsobem rozložení koncentrace nadbytečných nositelů stanovit. K tomu využíváme jevu popsaného v úloze č. 5, že totiž proud tekoucí usměrňujícím kontaktem polarizovaným v závěrném směru je úměrný koncentraci nadbytečných nositelů v bezprostředním okolí kontaktu.

Princip metody je realizován tak, jak je znázorněno na obr. 7.2. Zářením o malém absorpčním koeficientu generujeme v oblasti ve tvaru pásku napříč vzorkem nadbytečné nositele, kteří difundují do neosvětlených míst. Ke vzorku přiložíme hrotový kontakt (vytvořený hrotem z vhodného materiálu tak, aby byl kontakt usměrňující) do různých vzdáleností od osvětlené oblasti a měříme odpovídající fotoproud kontaktem. Ten kopíruje průběh koncentrace nadbytečných nositelů a proto naměřená závislost fotoproudu na souřadnici má vyjádření

$$I = I_0 \cdot e^{-x/L} \quad (7.8)$$

Odtud stanovíme difúzní délku  $L$ , případně i dobu života nositelů  $\tau$  na základě znalosti koeficientu ambipolární difúze  $D$ .

#### EXPERIMENT

Schéma uspořádání při měření je na obr. 7.2. Vzorek ozařujeme svazkem záření ve tvaru úzkého proužku. Ten vytváříme pomocí optické soustavy se štěrbinou: vlákno žárovky zobrazíme na štěrbinu a štěrbinu zobrazíme na vzorek. Záření přerušujeme otáčejícím se kotoučem s výřezy. Vzorek je umístěn na stolku komparátoru, který zabezpečuje posun vzorku ve směru kolmém k proužku záření. Z experimentálního hlediska je výhodnější neměnit vzdálenost usměrňujícího hrotového kontaktu vůči ozářené oblasti, ale naopak zhotovit kontakt v určitém místě a měnit polohu ozářené oblasti. Tím jsou zaručeny stálé usměrňovací vlastnosti kontaktu. V obvodu kontaktu je pracovní odpor kterým prochází fotoproud a způsobuje na něm napětí, které měříme střídavým voltmetrem. Kontakt je polarizován v závěrném směru nastavitelným napětím z děliče.

Při experimentu postupujeme tak, že nejdříve vytvoříme kontakt ke vzorku. Vzorek s kontaktem pak posunujeme vůči svazku záření a měříme závislost fotoproudu na vzdálenosti mezi ozářenou oblastí a kontaktem. Závislost  $\ln I$  na souřadnici  $x$  je přímková

$$\ln I = \text{konst.} - \frac{x}{L} \quad (7.9)$$

a ze směrnice této přímky určíme difúzní délku  $L$  a výpočtem i dobu života nositelů  $\tau$ .

#### ÚKOL

Naměřte závislost fotoproudu tekoucího kontaktem na vzdálenosti od osvětlené oblasti a z této závislosti stanovte difúzní délku a dobu života nositelů.