

KONCENTRÁCIA VOENÝCH NOSIČOV NÁBOJA V NEHOMOGÉNNOM POLOVODIČI S JEDNÝM TYPOM VODIVOSTI

JÚLIUS KREMPÁSKÝ, Bratislava

Úvod

Teoretickí fyzici v svojich prácach spravidla vždy požadujú prísne homogénne vzorky polovodičov, hoci pri bežných spôsoboch výroby možno túto požiadavku len veľmi ťažko splniť. Polovodičové vzorky typu n alebo typu p pripravené ťahaním monokryštálu z taveniny alebo zónovou tavbou bývajú znečistené tak, že v ich vnútri existuje spojitý gradient koncentrácie atómov nečistoty (alebo prímies).

Gradient koncentrácie nečistoty (alebo prímies) zapríčňuje, že vo vzorke vznikne aj gradient iných fyzikálnych veličín, ktorými polovodič charakterizujeme; napr. vodivosť, odporu atď. Samozrejme, že gradient týchto veličín závisí od gradienta nečistoty, no jeho priebeh všeobecne je od neho odlišný, pretože sa na vytvorení ustáleného stavu vo vzorke značnou mierou podieľa difúzia elektrónov a dier z miest o väčšej koncentrácii do miest s menšou koncentráciou. V ustálenom stave je vzorka polovodiča charakterizovaná koncentráciou elektrónov a dier, ktoré nezodpovedajú koncentráciám atómov nečistoty v tepelnej rovnováhe v homogénnej vzorke, pretože tepelne rovnovážny stav porušila difúzia. Tieto nové ustálené koncentrácie nazývame nerovnovážne koncentrácie¹⁾ a práve ony určujú gradienty všetkých ostatných charakteristických veličín polovodiča. Poznať tieto nerovnovážne koncentrácie je preto základným problémom.

Z iného hľadiska je výpočet nerovnovážnych koncentrácií dôležitý napr. vo vzorkách vedome nehomogénne znečistených za účelom, aby sa v nich realizovali rôzne efekty, napr. usmerňovacie alebo fotovoltaiický efekt, ktorý študoval Tauc [1]. Teoretický rozbor týchto efektov predpokladá znalosť týchto ustálených hodnôt koncentrácií nositeľov náboja.

¹⁾ Názvami „rovnovážna“ a „nerovnovážna“ koncentrácia označujeme koncentráciu pred, resp. po difúzii, preto vo všeobecnosti nemajú taký význam ako v termodynamike.

1. Formulácia problému

V tejto práci sa budeme zaoberať len prípadom polovodiča s jedným typom vodivosti. Budeme teda predpokladať takú koncentráciu donorových, resp. akceptorových hladín, aby vlastná vodivosť materiálu bola oproti prímesej vodivosti zanedbateľne malá. Výsledky budeme preto môcť aplikovať hlavne na polovodiče so širším zakázaným pásmom. Avšak aj v germánii pri izbových teplotách pri koncentracii atómov nečistoty $N = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ je už vlastná vodivosť tisíckrát a v kremíku dokonca 10^9 krát menšia ako prímeseň vodivosti. Nech naša vzorka je napr. typu n (pre vzorky typu p boli by úvahy úplne analogické) a nech je nehomogénne znečistená v smere osi X . Podľa [2] a [3] sa koncentrácia atómov prímеси v bežne zónovou tavbou pripravených vzorkách dá v podstate vyjadriť vzťahom

$$N(x) = N_0 e^{\alpha x},$$

kde exponent α je podiel tzv. segregácie konštanty a dĺžky zóny. Podľa údajov [4] a [5] majú segregácie konštanty nečistôt v germánii a v kremíku hodnoty okolo jednotky a menšie, takže budeme môcť požadovať, aby odchýlky od rovnovážnej koncentrácie neprevyšili samotné rovnovážne koncentrácie nositeľov náboja. Dokážeme si však, že tento predpoklad je splniteľný i pri oveľa väčších nehomogenitách.

Hraničné podmienky na styku polovodiča s iným prostredím sú neobvyčajne zložitité [6]. Aby sa zložitosť matematického výpočtu s rešpektovaním týchto podmienok nezmenšila, jednoducho interpretácia výsledkov, budeme predpokladať, že naša vzorka je nehomogénna len v intervale $\langle 0, l \rangle$ a naľavo i napravo od tejto oblasti má koncentrácia prímеси konštantnú hodnotu. Znečistenie nech je teda určené týmito vzťahmi:

$$\begin{aligned} \langle -\infty, 0 \rangle \quad N(x) &= N_0, \\ \langle 0, l \rangle \quad N(x) &= N_0 e^{\alpha x}, \\ \langle l, +\infty \rangle \quad N(x) &= N_0 e^{\alpha l} = N(l). \end{aligned} \quad (1,1)$$

Pretože aktivačná energia elektrónov na donorových hladinách málokedy presahuje niekoľko stotín eV, sú za normálnych teplôt tak v germánii, ako aj v kremíku všetky donorové hladiny ionizované. Keby nebolo difúzie, bola by v každom bode vzorky koncentrácia volných elektrónov určená funkciami (1,1). Volné elektróny difundujú však zo znečistenejšej oblasti do oblasti s menšou koncentráciou nečistoty zanechávajú po sebe kladný náboj iónov. Vo vzorke tečie preto prúd o hustote (pozri napr. [8])

$$j = envE + ukT \text{ grad } n, \quad (1,2)$$

kde n je koncentrácia volných elektrónov,
 u je pohyblivosť elektrónov,

e je náboj elektrónu,
 E je intenzita elektrostatického pola vo vzorke,
 k je Boltzmannova konštantna,
 T je absolútna teplota Kelvinova.

Stacionárny stav bez vonkajšieho napätia, t. j. pri nulovom prúde vo vzorke je zrejme charakterizovaný podmienkami

$$\begin{aligned} j &= 0 \\ \text{div } E &= \frac{\rho}{\epsilon} = \frac{e}{\epsilon} (n_0 - n), \end{aligned} \quad (1,3)$$

Kde q je priestorový náboj, n_0 je koncentrácia ionizovaných donorových hladín a ϵ dielektrická konštantna prostredia.

Ak predpokladáme jednorozmerný problém (v reze y , z je vzorka homogénna), dostaneme na základe (1,2) a (1,3) pre nerovnovážnu koncentráciu elektrónov túto diferenciálnu rovnicu:

$$\frac{d^2}{dx^2} \ln n + \frac{e^2}{ekT} (n_0 - n) = 0. \quad (1,4)$$

Jej riešenie budeme hľadať v tvare

$$n = n_0 z. \quad (1,5)$$

Za predpokladu, že odchýlky od rovnovážnej koncentrácie nebudú presahovať samotné rovnovážne koncentrácie, môžeme pre z písať

$$z = e^y = 1 + y. \quad (1,6)$$

Na základe (1,4), (1,5) a (1,6) pri uvažovaní, že $\frac{d^2}{dx^2} \ln n_0 = 0$, dostaneme pre y nasledujúcu diferenciálnu rovnicu:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} - c^2 N_0 e^{\alpha x} y = 0; \quad c = \sqrt{\frac{e^2}{ekT}}. \quad (1,7)$$

2. Hraničné podmienky a riešenie rovnice (1,7)

Rovnicu (1,7) budeme riešiť v troch oblastiach vyznačených funkciami (1,1). Pri riešení vystúpi preto 6 neurčitých konštant, pre ktoré potrebujeme 6 podmienok. Predovšetkým budeme požadovať splnenie prirodzených podmienok v nekonečnu, t. j.

$$\begin{aligned} \text{pre } x \rightarrow -\infty \quad n_I &= n_0^I; & y_I &= 0, & (2,1a) \\ \text{pre } x \rightarrow +\infty \quad n_{III} &= n_0^{III}; & y_{III} &= 0. & (2,1b) \end{aligned}$$

Na rozhraní II. a III. oblasti budeme predpokladať spojitosť koncentračie nosičov náboja a spojitosť prúdu, čo vyplýva z rov. div $i = 0$. Na základe (1,2), (2,1) a (1,1) môžeme ostatné podmienky formulovať takto:

$$\text{pre } x = 0 \quad y_I = y_{III}, \quad (2,2a)$$

$$\frac{dy_I}{dx} = \frac{dy_{III}}{dx} + a(1 + y_{III}), \quad (2,3a)$$

$$\text{pre } x = l \quad y_{II} = y_{III}, \quad (2,2b)$$

$$\frac{dy_{III}}{dx} = e^{ax} \left[\frac{dy_{II}}{dx} + a(1 + y_{III}) \right]. \quad (2,3b)$$

V oblasti I a III je $n_0 = N_0$, resp. $n_0 = N_l$, preto riešenie rov. (1,7) je

$$y_I = C_1 \cosh(c\sqrt{N_0}x) + C_2 \sinh(c\sqrt{N_0}x), \quad (2,4a)$$

$$y_{III} = C_3 \cosh(c\sqrt{N_l}x) + C_4 \sinh(c\sqrt{N_l}x). \quad (2,4b)$$

S ohľadom na podmienky (2,1a) a (2,1b) je však $C_2 = C_3 = 0$. V II. oblasti, kde $n_0 = N_0 e^{ax}$, môžeme riešenie rovnice (1,7) vyjadriť takto:

$$y_{II} = C_3^* J_0 \left(\frac{2ic}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{ax}{2}} \right) + C_4^* H_0^{(1)} \left(\frac{2ic}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{ax}{2}} \right) \quad (2,5)$$

I_0 je Besselova funkcia nultého rádu a $H_0^{(1)}$ Hankelova funkcia nultého rádu prvého druhu (pozri napr. [7]).

C_3^* a C_4^* sú všeobecne komplexné čísla. Keďže pre Besselove funkcie platí

$$J_n(i\eta) = \bar{J}_n(\eta) \cdot i^n,$$

kde

$$\bar{J}_n(\eta) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{\Gamma(k+1)\Gamma(k+v+1)} \cdot \left(\frac{\eta}{2}\right)^{v+2k},$$

a pre Hankelove funkcie

$$\frac{\pi}{2} i H_0^{(1)}(i\eta) = - \left(\ln \frac{\eta}{2} + 0,577215 \right) \bar{J}_0(\eta) + \left(\frac{\eta}{2} \right)^2 + \dots = K_0(\eta),$$

môžeme reálne riešenie rovnice (1,7) dostať vtedy, ak položíme $C_3^* = C_3$ a $C_4^* = \frac{\pi}{2} i C_4$. Môžeme ho napísať v tvare

$$y_{II} = C_3 \bar{J}_0 \left(\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} e^{ax} \right) + C_4 K_0 \left(\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} e^{ax} \right). \quad (2,6)$$

Riešenie hraničných podmienok s ohľadom na riešenia (2,4) a (2,6) vedie k málo prehľadným a pre interpretáciu nevhodným vzorcom. Všimneme si len približné riešenie, ktoré však bude dobre vystihovať takmer všetky prípady, vyskytujúce sa v praxi.

Pre germanium napr. je

$$c = \sqrt{\frac{e^2}{ekT}} \approx 2 \cdot 10^{-4} \quad [AKMS]$$

Z tejto hodnoty vyplýva, že pokiaľ koncentrácia nečistoty presahuje hodnotu 10^{16} cm^{-3} (a to je vždy, pretože celkom čisté materiály sa dodnes ešte nepodarilo vyrobiť), je vždy splnená nerovnosť

$$\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{ax}{2}} \gg 1. \quad (2,7)$$

Táto nerovnosť však znáči, že argumenty Besselových funkcií sú veľmi veľké a že teda možno pre ne používať tieto asymptotické vyjadrenia:

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \bar{J}_n(\eta) = \sqrt{\frac{1}{2\pi\eta}} e^{i\eta}, \quad (2,8)$$

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} K_n(\eta) = \sqrt{\frac{\pi}{2\eta}} e^{-\eta}. \quad (2,9)$$

Na základe nerovnosti môžeme aj hyperbolické funkcie (2,4a) a (2,4b) aproximovať vzorcami platnými pre veľké argumenty, t. j.

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \cosh \eta = \frac{1}{2} e^\eta,$$

$$\lim_{\eta \rightarrow \infty} \sinh \eta = \frac{1}{2} e^\eta.$$

Ak si konečne zavedieme označenia

$$\beta_0 = \sqrt{\frac{a}{4\pi c} \frac{a}{\sqrt{N_0}} \frac{2c}{4} e^{\frac{2c}{a} \sqrt{N_0}}},$$

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{a}{4\pi c} \frac{a}{\sqrt{N_0}} e^{\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{ax}{2}}}} \cdot c \left[\sqrt{N_0} e^{\frac{ax}{4}} + \sqrt{N_l} e^{-\frac{ax}{4}} \right], \quad (2,12)$$

$$\gamma_0 = \sqrt{\frac{a\pi}{4c} \frac{a}{\sqrt{N_0}} e^{-\frac{2c}{a} \sqrt{N_0}}} \cdot \left[2c \sqrt{N_0} - \frac{a}{4} \right],$$

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{a\pi}{4c} \frac{a}{\sqrt{N_0}} e^{-\frac{2a}{c} \frac{ax}{2}}} \left[c \sqrt{N_l} e^{-\frac{ax}{4}} - c \sqrt{N_0} e^{\frac{ax}{4}} - \frac{a}{4} e^{\frac{ax}{4}} \right],$$

môžeme neznáme konštanty C_1, C_3, C_4 a C_6 vyjadriť vzorcami

$$\begin{aligned} C_1 &= a \frac{K_0(0)(\beta_1 + \beta_0 e^{\alpha l}) - \bar{J}_0(0)(\gamma_1 + \gamma_0 e^{\alpha l})}{\gamma_0 \beta_1 - \beta_0 \gamma_1} \\ C_3 &= -a \frac{\gamma_1 + \gamma_0 e^{\alpha l}}{\gamma_0 \beta_1 - \beta_0 \gamma_1} \\ C_4 &= a \frac{\beta_1 + \beta_0 e^{\alpha l}}{\gamma_0 \beta_1 - \beta_0 \gamma_1} \\ C_6 &= a e^{\alpha l} \sqrt{x_1} \left[\frac{K_0(l)(\beta_1 + \beta_0 e^{\alpha l}) - \bar{J}_0(l)(\gamma_1 + \gamma_0 e^{\alpha l})}{\gamma_0 \beta_1 - \beta_0 \gamma_1} \right] \end{aligned} \quad (2,13)$$

Symbody $K_0(0), \bar{J}_0(0),$ resp. $K_0(l), \bar{J}_0(l)$ sú hodnoty funkcií

$$\begin{aligned} & \left| K_0 \left(\frac{2C}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{\alpha x}{2}} \right) \right|_{x=0}, \quad \left| \bar{J}_0 \left(\frac{2C}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{\alpha x}{2}} \right) \right|_{x=0}, \\ \text{resp.} & \left| K_0 \left(\frac{2C}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{\alpha x}{2}} \right) \right|_{x=l}, \quad \left| \bar{J}_0 \left(\frac{2C}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{\alpha x}{2}} \right) \right|_{x=l}. \end{aligned}$$

Konštantu C_1 , ako ihneď vyplýva z (2,4a), určuje podiel zmeny koncentrácie a pôvodnej koncentrácie v bode $x = 0$, t. j.

$$C_1 = \frac{n_1 - n_0}{n_0}.$$

Na základe vzťahov (2,12) a (2,13) vychádza pre ňu približná hodnota

$$\frac{n - n_0}{n_0} \approx \frac{a}{\sqrt{\frac{c^2 N_0}{ekT} - a}}, \quad (2,14)$$

čo pri $N_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ dáva asi $a/1000$ a pri $N_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ už len $a/10\,000$. Pri bežných znečisteniach v typických polovodičoch (germánium a kremík) je podľa toho difúzia nosičov náboja vo vzorke s jediným typom vodivosti zanedbateľne malá.

Pri podstatne väčších nehomogenitách (v bariérach) a pri koncentráciách $N_0 = 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ môže sa však hodnota $c/\sqrt{N_0}$ priblížiť natoľko k a , že by odhýľky narástli aj na samotné rovnovážne koncentrácie.

Veľmi zaujímavý prípad by nastal, keby sa podarilo vytvoriť nehomogenitu akceptorových, resp. donorových hladín v polovodičoch s vysokou dielektrickou konštantou (napr. v seignettoelektrikách, kde nadobúda hodnoty niekoľko tisíc, ba aj viac). Tam by nastali veľké odhýľky od rovnovážnej koncentrácie i pri koncentráciách $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Efekt by sa zvyšoval ešte s teplotou.

V týchto naposledy uvádzaných prípadoch neobstojí teda bežne citované tvrdenie, že difúzia nosičov náboja, ktorá zanecháva po sebe nekompenzovaný náboj, prakticky nenastane.

3. Odhýľky od rovnovážnych koncentrácií pri nemlrovom prúde

Ak je nehomogénna vzorka zaťažená vonkajším napätím, preteká ňou v rovnováhe ustálený prúd (1,2). Intenzita vonkajšieho poľa zapríčini ďalší odklon od rovnovážnej koncentrácie, a keďže ide o nehomogénnu vzorku, možno očakávať, že odhýľky budú aj funkciou smeru priloženého poľa. Podľa toho by mala mať vzorka aj usmerňujúci účinok. Pokúsime sa v ďalšom vyšetriť, keď by mohol tento efekt mať aj praktický význam.

Ak podobne ako v predchádzajúcej časti predpokladáme jednorozmerný prípad, môžeme intenzitu elektrostátického poľa vo vzorke na základe (1,2) vyjadriť takto:

$$E = \frac{i}{\epsilon n u} - \frac{kT}{e} \frac{d}{dx} \ln n. \quad (3,1)$$

Dosadíme sem $i = e u N_0 E_0$, kde E_0 je intenzita elektrostátického poľa vo vzorke v $x \rightarrow -\infty$ a pomocou (1,3) a (1,6) dostaneme pre y túto približnú diferenciálnu rovnicu:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} - 2b \frac{dy}{dx} - c^2 N_0 e^{\alpha x} y = E_0 a. \quad (3,2)$$

Prítom sme označili

$$2b = \frac{E_0 e}{kT}; \quad c = \sqrt{\frac{e^2}{ekT}}. \quad (3,3)$$

Riešenie rovnice (3,2) v I. a v III. oblasti s rešpektovaním prirodzených hraničných podmienok v nekonečnu je

$$y_1 = C_1 e^{\theta + \lambda_0 x} - \frac{E_0 a}{c \sqrt{N_0}}, \quad (3,4)$$

$$y_{III} = C_6 e^{-(\theta + \lambda_1)x} - \frac{E_0 a}{c \sqrt{N_1}}, \quad (3,5)$$

kde

$$\lambda_0 = \sqrt{b^2 + c^2 N_0}, \quad (3,6)$$

$$\lambda_1 = \sqrt{b^2 + c^2 N_1}. \quad (3,7)$$

V II. oblasti môžeme riešenie vyjadriť nasledovne:

$$y_{II} = e^{bx} \left[C_3 \sqrt{\frac{2b}{a}} \left(\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{\alpha x}{2}} \right) + C_4 K_{-\frac{2b}{a}} \left(\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} e^{\frac{\alpha x}{2}} \right) - \frac{E_0 a}{c^2 N_0} e^{-\alpha x} \right] \quad (3,8)$$

I a K je Besselova, resp. MacDonalдова funkcia.

V konkrétnych prípadoch, napr. v germánium a v kremíku je približne $b = 18E_0$ a $c^2 N_0 = 4,3 \cdot 10^{-8} N_0$, z čoho vyplýva, že pri $N_0 \gg 10^9 E_0$ je vždy

$b \ll c^2 N_0$. Na základe toho môžeme položiť jednak $\lambda_0 = c^2 N_0$ a $\lambda_1 = c^2 N_1$, jednak pre Besselove funkcie použiť aproximačné vzorce, platné pre veľké argumenty.

Ak si podobne ako v predchádzajúcom prípade označíme

$$\gamma_0 = 2 \sqrt{\frac{a\pi c}{N_0}} e^{-\frac{2c}{a} \sqrt{N_0}},$$

$$\beta_1 = \frac{1}{2} e^{(b-\frac{a}{c})} \left(1 + e^{\frac{a}{c}}\right) \sqrt{\frac{a c \sqrt{N_0}}{\pi}} e^{\frac{2c}{a} \sqrt{N_0} \frac{d}{v}}$$

dostaneme pre konštantu C_1 , t. j. pre pomer prirastku koncentrácie a pôvodnej rovnovážnej koncentrácie elektrónov v bode $x = 0$:

$$\frac{n - n_0}{n_0} = \frac{E_0 a}{\gamma_0 \beta_1} \sqrt{\left(\frac{a}{c \sqrt{N_0}}\right)^3} \left\{ \beta_1 \sqrt{\pi} e^{-\frac{2c}{a} \sqrt{N_0}} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \gamma_0 e^{a d} \cdot e^{\frac{2c}{a} \sqrt{N_0}} \right\}. \quad (3,10)$$

Prvý člen zo závorok je väčší ako druhý, preto ak druhý člen zanedbáme, môžeme približne písať

$$\frac{n - n_0}{n_0} = \frac{E_0 a^2}{2} \left(\frac{c^2 N_0}{e k T}\right)^{-3/2}. \quad (3,11)$$

Pre germanium a kremík vychádza podľa toho pri izbovej teplote ($n - n_0$)/ $n_0 = 5,5 \cdot 10^{10} a^2 N_0^{-3/2} E_0$. Aj pri takých malých koncentráciách, ako je $N_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, je to len $5,5 \cdot 10^{-11} a^2 E_0$.

Z týchto nepatrných odchýlok môžeme usudzovať, že aj usmerňovací efekt bude nepatrný. Aby sme ho mohli posúdiť, vypočítame celkovú zmenu odporu vzorky zapríčinenú len zmenou polarizy vonkajšieho poľa, pripadajúcou na interval $\langle 0, l \rangle$. Môžeme ju vyjadriť takto:

$$\Delta R = \Delta R_{+E_0} - \Delta R_{-E_0}, \quad (3,12)$$

$$\Delta R_{\pm E_0} = \int_0^l \left(\frac{1}{\sigma_{\pm E_0}} - \frac{1}{\sigma_0} \right) dx = - \int_0^l \frac{\Delta \sigma_{\pm E_0}}{\sigma_0^2} dx. \quad (3,13)$$

Na základe vzťahov (1,1) a (1,6) môžeme písať

$$\Delta \sigma = e u (n - n_0) = e u N_0 e^{c x} y. \quad (3,14)$$

Jednoduchým výpočtom integrálu (3,13) dostaneme

$$\Delta R = \frac{E_0}{e u c^2 N_0^2} (1 - e^{-2al}). \quad (3,15)$$

Charakteristikou usmerňovacieho efektu môže byť podiel tejto zmeny a pôvodného odporu vzorky (bez prúdu), pre ktorý vychádza

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{E_0 a}{c^2 N_0} \cdot \frac{1 - e^{-2al}}{1 - e^{-al}}. \quad (3,16)$$

Pre germanium a kremík má tento podiel v ideálnom prípade hodnotu $2,5 \cdot 10^6 a E_0 / N_0$. Pre hustotu prúdu $i = 10 \text{ mA/cm}^2$, čo zodpovedá napr. koncentrácii $N_0 = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ a intenzite poľa $E_0 = 10 \text{ V/cm}$ by celková zmena odporu vzorky bola asi $(2,5 \cdot 10^{-5} \cdot a)$ časť pôvodného odporu.

Aby mohol v nehomogénnej vzorke vzniknúť merateľný usmerňovací efekt, musel by v ňom podľa (3,16) byť prudký skok v nehomogenite (veľké a) na malej dĺžke l .

Usmerňovací efekt však podľa vzťahu (3,16) vzrastá so zmenšovaním koncentrácie nositeľov náboja, so vzrastom dielektrického konštanty a teploty. Pri vhodnom pomere týchto konštant by mohla mať aj nehomogénna vzorka polovodiča s pozvoľňujúcim gradientom prímiesi merateľný usmerňovací efekt. Máme opäť na mysli látky s vysokou dielektrickou konštantou, v ktorých sú pre tieto efekty zvlášť priaznivé pomery, pretože prostredie s veľkou dielektrickou konštantou značne zoslabuje elektrostatische pole brzdiace difúziu

Záver

V práci sú odvodené vzorce pre ustálené hodnoty koncentrácie voľných elektrónov v polovodiči typu n za predpokladu, že možno v nich zanedbať koncentráciu dier, a to tak pre bezprúdový stav, ako aj pre prípad, keď vzorkou polovodiča preteká elektrický prúd. Ukázalo sa pritom, že v bežných prípadoch znečistenia v germaniu a v kremíku vznikajú len veľmi nepatrné odchýlky od rovnovážnych koncentrácií voľných nosičov náboja, a to aj v prípade, keď na vzorku je pripojené vonkajšie elektrické pole. V iných polovodičoch, vyznačujúcich sa veľkou hodnotou dielektrického konštanty, sú už tieto efekty značné a hlavne pri dostatočne malej koncentrácii voľných nosičov náboja nemožno ich zanedbať.

LITERATÚRA

- [1] Tauc J.: Čs. čas. fys., 5 (1955), 34.
- [2] Pfann W. G.: Trans. AIME, 194 (1953), 747—753.
- [3] Lord N. W.: J. Metals, 5, sec. 2 (1953), 11.
- [4] Burton J. A., Kolb E. D., Slichter W. P., Struthers J. D.: J. Chem. Phys., 21, 11 (1953), 1991—1996.
- [5] Handbook of Semiconductor electronics, New York 1956.

[6] Рекар С. Ж.: ЗЕТЕ, 10 (1940), 1210.

[7] Тихонов А. Н., Самарский А. А.: Уравнения математической физики, Москва 1951.

[8] Иоффе А. Ф.: Физика полупроводников, IAN SSSR, Москва—Ленинград 1957.
Došo 4. октября 1958.

Katedra fizike Slovenskeje visoke šole tehniške v Bratislavi

КОНЦЕНТРАЦИИ СВОБОДНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ С ОДНЫМ ТИПОМ ПРОВОДИМОСТИ

ЮЛИОС КРЕМПАСКИ

Выводы

В этой работе выведены формулы для стационарных концентраций в неоднородном в состоянии тока полупроводнике типа n с пренебрегаемой дюрочной проводимостью как за счет, что непренебрегаемые отклонения от равновесной концентрации определяются в большей неоднородностью и очень низкой концентрацией ионизированных атомов примесей, или в полупроводниках с высокой диэлектрической проницаемостью. Это самое, как показано, должно быть справедливо и для выпрямляющего эффекта.

CONCENTRATIONS OF FREE ELECTRONS IN INHOMOGENEOUS SEMICONDUCTOR WITH n -TYPE CONDUCTIVITY

JULIUS KREMPASKY

Summary

The relations are found for equilibrium concentrations of electrons in inhomogeneously impured n -type semiconductor with vanishing hole conductivity in the current — less deviations from equilibrium concentration which is determined by the temperature and concentration of impurities can arise only in semiconductors with the small concentration of ionized foreign atoms and with strong inhomogeneity eventually in semi-conductors with high dielectric constant. The same is proved also about the rectification process in inhomogeneous semiconductor.