

11. VOLTAMPÉROVÉ CHARAKTERISTIKY

P - N PŘECHODU

Přechod p-n vznikne v polovodiči, je-li jedna jeho část legovaná akceptorovou a druhá část donorovou příměsí. Tato nehomogenita koncentrace příměsových atomů a současně i volných nositelů vede k difúzi elektronů a děr. V důsledku difúze nabitých částic vznikne vrstva ochuzená o volné nositele s elektrickým polem, které ustaví termodynamickou rovnováhu. Elektrické pole vytvoří potenciálovou bariéru, jejíž výšku a také tloušťku ochuzené vrstvy lze ovládat napětím přivedeným na polovodič. V polovodiči s p-n přechodem tak vzniká řada zajímavých a také pro aplikace důležitých jevů: závislost proudu na polaritě napětí (usměrňování), injekce minoritních nosičů proudu, existence kapacity p-n přechodu a její závislost na napětí, tunelový jev při transportu nositelů přes ochuzenou vrstvu a řetězová generace párů elektron-díra v ochuzené vrstvě při silných elektrických polích (lavinové násobení). Všechny tyto jevy se mohou projevit na voltampérové charakteristice p-n přechodu. Z hlediska aplikací je přechod p-n významný nejen jako polovodičová dioda, ale stal se základním stavebním prvkem všech bipolárních polovodičových součástek.

11.1. ELEKTRICKÉ POLE V P-N PŘECHODU

Reálný p-n přechod vzniká přelegováním části polovodiče, např. typu n, akceptorovou příměsí na typ p. Pokud je rozhraní mezi p a n typem rovinné, vznikne plošný p-n přechod a elektrické pole i ostatní parametry polovodiče budou záviset pouze na jedné proměnné x, kolmé k rozhraní. Elektrické pole v polovodiči s p-n přechodem určíme řešením Poissonovy rovnice

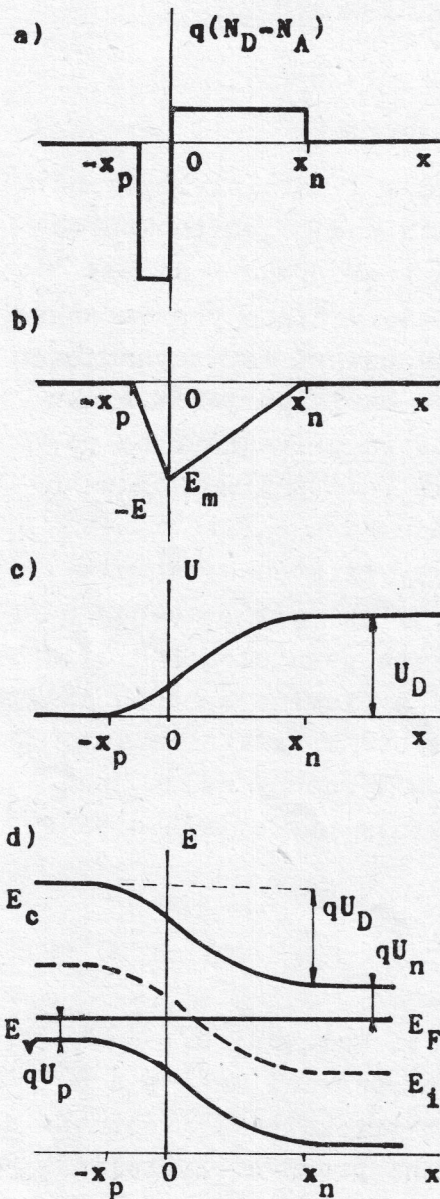
$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (11.1.)$$

ϵ_s je permitivita polovodiče a $\rho(x)$ je hustota náboje

$$\rho(x) = q(p - n + N_D - N_A) \quad (11.2.)$$

n, p jsou koncentrace volných elektronů a děr, N_D , N_A jsou koncentrace donorů a akceptorů, u kterých předpokládáme úplnou ionizaci. Výpočet provedeme za těchto zjednodušujících předpokladů [11.2] :

- oblast prostorového náboje, tj. ochuzená vrstva, je ostře ohraničená



Obr. 11.1. Strmý, ostře ohraničený přechod p-n:

- a) hustota náboje
- b) intenzita el. pole
- c) potenciál
- d) energie elektronů

- zanedbává se vliv elektronů a děr na elektrické pole v ochuzené vrstvě
- koncentrace donorů a akceptorů, resp. hustota náboje ionizovaných příměsí $Q(x)$, se aproximuje v oblasti přechodu buď "skokovou" funkcí - přechod strmý, nebo lineární funkcí - tzv. lineární přechod.

Předpoklad ostře ohraničené ochuzené vrstvy problém podstatně zjednodušuje a použil jej poprvé Shockley [11.1].

Označíme-li $-x_p$ a x_n hranice ochuzené oblasti - viz. obr. 11.1., bude pro strmý přechod rovnice (11.1):

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{q}{\epsilon_s} N_A \quad \text{pro } -x_p \leq x < 0 \quad (11.3.)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} N_D \quad \text{pro } 0 < x \leq x_n$$

a okrajové podmínky

$$\left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=-x_p} = \left. \frac{\partial U}{\partial x} \right|_{x=x_n} = 0 \quad (11.4.)$$

$$U(-x_p) = 0 \quad U(x_n) = U_D \quad (11.5.)$$

Okrajové podmínky vyjadřují nulovou intenzitu elektrického pole na hranicích ochuzené vrstvy a potenciálový rozdíl na ochuzené vrstvě způsobený difuzí, tzv. difuzní potenciál U_D . Intenzitu elektrického pole obdržíme po první integraci jako lineární funkci x :

$$E(x) = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon_s} (x + x_p) \quad \text{pro } -x_p \leq x < 0 \quad (11.6.)$$

$$E(x) = \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_s} (x - x_n) = -E_m + \frac{q \cdot N_D}{\epsilon_s} \cdot x$$

pro $0 < x \leq x_n$

maximální velikost intenzity elektrického pole v ochuzené vrstvě E_m má velikost

$$\epsilon_s \cdot |E_m| = q \cdot N_D \cdot x_n = q \cdot N_A \cdot x_p \quad (11.7.)$$

Potenciál elektrického pole v ochuzené vrstvě je

$$U(x) = \frac{q \cdot N_A}{2 \epsilon_s} (x + x_p)^2 \quad \text{pro } -x_p \leq x < 0 \quad (11.8.)$$

$$U(x) = -\frac{q \cdot N_D}{2 \epsilon_s} (x - x_n)^2 + U_D \quad \text{pro } 0 < x \leq x_n$$

Velikost difusního potenciálu závisí na šířce zakázaného pásu E_g a na koncentraci donorů a akceptorů na obou stranách p-n přechodu. Jak vyplývá z obr. 11.1.a)

$$q \cdot U_D = E_g - (q \cdot U_n + q \cdot U_p) \quad (11.9.)$$

a předpokládáme-li nedegenerovaný polovodič, pak

$$\begin{aligned} n_i &= N_C \cdot N_V \cdot \exp(-E_g/k \cdot T) \\ N_D &= n_{no} = N_C \cdot \exp[-(E_C - E_F)/k \cdot T] \\ N_A &= p_{po} = N_V \cdot \exp[-(E_F - E_V)/k \cdot T] \end{aligned} \quad (11.10)$$

a difusní potenciál je

$$U_D = \frac{k \cdot T}{q} \ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right) \quad (11.11)$$

n_i je intrinsická koncentrace, N_C a N_V hustota stavů ve vodivostním a ve valenčním pásu, n_{no} je rovnovážná koncentrace elektronů v n-typu, p_{po} je rovnovážná koncentrace děr v p-typu. Z rovnic (11.7.) a (11.8.) můžeme určit souvislost mezi difusním napětím U_D a šířkou ochuzené oblasti $w = x_n + x_p$

$$w = \sqrt{\frac{2 \epsilon_s}{q} \cdot \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D}\right) \cdot U_D} \quad (11.12.)$$

Průběhy hustoty náboje $Q(x)$, intenzity elektrického pole $E(x)$, potenciálu vnitřního pole $U(x)$ a pásové schema ve strmém p-n přechodu v termodynamické rovnováze jsou uvedeny na obr. 11.1. Výsledky výpočtu elektrického pole v lineárním p-n přechodu jsou uvedeny v literatuře, na př. [11.2.] a [11.3.] .

11.2. VOLTAMPÉROVÁ CHARAKTERISTIKA P-N PŘECHODU

Výpočet provedeme pro nejjednodušší Shockleyův model strmého, ostře ohraničeného p-n přechodu se slabou injekcí a nulovou generací a rekombinací v ochuzené vrstvě [11.2.] .

Vnější napětí U se poruší termodynamická rovnováha v p-n přechodu a můžeme uvažovat pouze o kvazi Fermiho energiích elektronů E_{Fn} a děr E_{Fp} . Vnější napětí je rovno rozdílu kvazi Fermiho potenciálů a přičítá se (v závěrném směru) nebo odečítá (v propustném směru) od difusního napětí U_D . Napětí v propustném směru zvýší koncentraci minoritních nositelů na hranicích ochuzené oblasti. Vyplývá to z rovnic (11.10.), ve kterých budou obecně nerovnovážné koncentrace a kvazi Fermiho energie elektronů a děr. Pro součin koncentrace elektronů a děr pak vyplývá

$$n_{no}p_{no} = n_{po}p_{po} = n_i^2 \quad (11.13.)$$

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2 \cdot \exp[(E_{Fn} - E_{Fp})/kT] = n_i^2 \exp(qU/kT)$$

Z (11.13.) plyne, že na hranicích ochuzené oblasti se koncentrace minoritních nosičů změní takto:

$$\begin{aligned} \text{pro } x = -x_p \quad n_p &= n_{po} \cdot \exp(qU/kT) \\ \text{pro } x = x_n \quad p_n &= p_{no} \cdot \exp(qU/kT) \end{aligned} \quad (11.14.)$$

kde napětí U je kladné v propustném a záporné v závěrném směru. Od hranic ochuzené oblasti vstupují do polovodiče minoritní nosiče, postupně rekombinují a tvoří difusní proud. Abychom tento proud určili, je třeba pomocí rovnice kontinuity nalézt závislost koncentrace minoritních nositelů na vzdálenosti od hranic ochuzené oblasti. Za předpokladu slabé injekce můžeme vyjádřit rekombinační rychlost pomocí doby života τ_n , resp. τ_p a rovnice kontinuity pro díry v n-oblasti má tvar:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = - \frac{p_n - p_{no}}{\tau_p} - \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial j_p}{\partial x} \quad (11.15)$$

Hustota děrového proudu v n-oblasti je

$$j_p = q \cdot p_n \cdot \mu_p \cdot E_n - q \cdot D_p \frac{\partial p_n}{\partial x} \quad (11.16.)$$

a budeme uvažovat pouze její difusní složku, vzhledem k nízké koncentraci minoritních děr p_n a předpokladu o soustředění elektrického

pole do ochuzené oblasti p-n přechodu. D_p je difusní konstanta děr. V případě stacionárního procesu je časová derivace na levé straně rovnice (11.15.) rovna nule a rovnice kontinuity bude mít jednoduchý tvar

$$\frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{no}}{D_p \cdot \tau_p} = 0 \quad (11.17.)$$

Okrajová podmínka na hranici ochuzené vrstvy pro $x = x_n$ je vyjádřena rovnicí (11.14.):

$$p_n(x_n) = p_{no} \cdot \exp(q \cdot U / k \cdot T)$$

a druhá podmínka pro $x \rightarrow \infty$

$$\frac{\partial p_n}{\partial x} = 0$$

vyjadřuje, že koncentrace děr daleko od hranice ochuzené oblasti je konstantní. Řešení rovnice (11.17.) je

$$p_n(x) - p_{no} = p_{no} (\exp(qU/kT) - 1) \cdot \exp[-(x - x_n)/L_p]$$

$$L_p = (D_p \cdot \tau_p)^{1/2} \text{ je difusní délka děr.} \quad (11.18.)$$

Hustota děrového proudu na hranici ochuzené oblasti bude podle (11.16.)

$$j_p = q D_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=x_n} = \frac{q \cdot D_p \cdot p_{no}}{L_p} [\exp(qU/kT) - 1] \quad (11.19.)$$

Podobně se určí hustota proudu minoritních elektronů na hranici ochuzené vrstvy s oblastí p-typu:

$$j_n = q D_n \left. \frac{\partial n_p}{\partial x} \right|_{x=-x_p} = \frac{q \cdot D_n \cdot n_{po}}{L_n} [\exp(qU/kT) - 1] \quad (11.20.)$$

Podle předpokladu o nulové generaci a rekombinaci uvnitř ochuzené vrstvy budou hustoty proudů vystupující z ochuzené vrstvy (11.19.) a (11.20.) stejné jako hustoty proudů do ochuzené vrstvy vstupující:

$$j_p(x_n) = j_p(-x_p)$$

$$j_n(x_n) = j_n(-x_p) \quad (11.21.)$$

Celková hustota difusního proudu tekoucího ochuzenou vrstvou je

$$j = j_p + j_n \quad (11.22.)$$

a voltampérová charakteristika p-n přechodu má tvar

$$I = I_s \cdot [\exp(q \cdot U / k \cdot T) - 1] \quad (11.23.)$$

kde I_s je saturační proud

$$I_s = A \cdot j_s$$

A je plocha p-n přechodu a j_s je hustota saturačního proudu

$$j_s = \frac{q \cdot D_p \cdot p_{no}}{L_p} + \frac{q \cdot D_n \cdot n_{po}}{L_n} \quad (11.24.)$$

Vyjádříme-li difuzní délky pomocí doby života a difusní konstanty $L = (D\tau)^{1/2}$ a koncentraci minoritních nosičů pomocí intrinsické koncentrace n_i a koncentrace akceptorů N_A a donorů N_D podle (11.10.) a (11.13.), bude hustota saturačního proudu

$$j_s = q \left(\frac{D_p}{\tau_p} \right)^{1/2} \cdot \frac{n_i^2}{N_D} + q \left(\frac{D_n}{\tau_n} \right)^{1/2} \cdot \frac{n_i^2}{N_A} \quad (11.25.)$$

Z tohoto vztahu vyplývá, že saturační proud v jednostranných přechodech, na př. typu p^+-n ($N_A \gg N_D$), je určen vlastnostmi slaběji legované části polovodiče, tzv. báze a je menší u silněji legovaných bází. Závislost saturačního proudu na materiálu polovodiče a na teplotě je obsažena v intrinsické koncentraci $n_i(E_g, T)$ podle (11.10.).

Voltampérové charakteristiky reálných plošných přechodů p-n se od ideální odlišují na příklad vlivem generačních a rekombinačních procesů v ochuzené vrstvě, vlivem silné injekce a v důsledku úbytku napětí na seriovém odporu polovodiče při velikých proudech. Některé vlivy je možno kvalitativně odhadnout, určit příslušné proudy a připojit je k difusnímu proudu (11.23.). Takto je problém řešen v monografii [11.2].

V závěrném směru se v ochuzené vrstvě uplatňují generační procesy, neboť $n_p < n_i^2$, které způsobí generační proud j_g , jehož hustota je

$$j_g = \frac{q \cdot n_i}{\tau_e} w \quad (11.26.)$$

kde τ_e je efektivní doba života. Protože tloušťka ochuzené vrstvy w závisí na napětí podle (11.12.), kde k difusnímu napětí U_D připočteme napětí v závěrném směru U_R , bude proud v závěrném směru o hustotě j_R záviset na napětí

$$j_R = j_s + j_g(U_R)$$

a např. pro strmý přechod bude

$$j_g \sim (U_D + U_R)^{1/2} \quad (11.27.)$$

V propustném směru budou v ochuzené vrstvě převládat záchytné procesy ($n_p > n_1^2$) spojené s rekombinačním proudem j_r , který je závislý na napětí v propustném směru

$$j_r \sim \exp(q \cdot U / 2 \cdot k \cdot T) \quad (11.28.)$$

Při velkých proudových hustotách nastává silná injekce, při které je koncentrace injektovaných minoritních nosičů srovnatelná s koncentrací majoritních nosičů. I v tomto případě je proud v propustném směru dán závislostí typu (11.28.). Hustotu proudu v propustném směru j_p lze tedy vyjádřit závislostí typu

$$j_p \sim \exp(q \cdot U / m \cdot k \cdot T) \quad (11.29.)$$

Pro difusní proud je $m = 1$ a pro rekombinační proud a silnou injekci je $m = 2$.

Vliv sériového odporu polovodiče R_s lze do voltampérové charakteristiky (11.23.) zahrnout takto

$$I = I_s [\exp\{q(U - I R_s) / k T\} - 1] \quad (11.30.)$$

kde $U - I R_s$ je napětí na vlastním p - n přechodu.

11.3. PRŮRAZ PŘECHDU P - N.

Při velkém závěrném napětí na p - n přechodu dochází k silnému zvětšení proudu - průrazu a přechodem teče závěrný proud mnohem větší než je saturační proud $I_R = -I_s$, který vyplývá z ideální voltampérové charakteristiky (11.23.) pro velká záporná napětí. Příčinou průrazu může být [11.2.], [11.3.] :

- tepelná nestabilita
- tunelový jev
- lavinové násobení

Tepelná nestabilita je způsobena zahříváním polovodiče Jouleovým teplem, které vzniká průchodem proudu při závěrném napětí. Protože saturační proud je silně závislý na teplotě - prostřednictvím teplotní závislosti intrinsické koncentrace (11.25.) a (11.10.) - dochází k jeho růstu, tím ke zvětšení Jouleova tepla a dalšímu růstu teploty a proudu. Při tomto typu průrazu může dojít k nevratné destrukci p - n přechodu.

Tunelový jev způsobuje v závěrném směru při silných elektrických polích přechod elektronů z valenčního do vodivostního pásu přes potenciálovou bariéru v ochuzené vrstvě. Aby se elektron dostal do vodivostního pásu musí překonat potenciálovou bariéru výšky E_g/q a tloušťky w .

Hustota tunelového proudu j_t p - n přechodem s napětím U , intenzitou elektrického pole E je [11.2.]

$$j_t = \frac{\sqrt{2 \cdot m^* \cdot q^3 \cdot E \cdot U}}{4 \pi^2 \cdot \hbar^2 \cdot \sqrt{E_g}} \exp \left\{ - \frac{4 \sqrt{2 \cdot m^* \cdot E^{3/2}}}{3 \cdot Q \cdot E \cdot \hbar} \right\} \quad (11.31.)$$

Tunelový proud výrazně roste s intenzitou elektrického pole E a ta je velká při vysoké koncentraci donorů a akceptorů na obou stranách p - n přechodu (11.7.).

Lavinové násobení volných nositelů proudu v ochuzené vrstvě vzniká nárazovou ionizací atomů polovodiče při vysokých elektrických polích. Ionizací vznikají páry elektron - díra generací přes zakázaný pás. Tento děj určuje horní hranici závěrného napětí p - n přechodů. Podmínku pro průraz p - n přechodu lavinovým násobením najdeme tak, že vypočítáme hustoty elektronového a děrového proudu v ochuzené vrstvě z rovnice kontinuity a vyjádříme jejich poměr při výstupu a vstupu do ochuzené vrstvy. Rovnice kontinuity pro díry má ve stacionárním případě tvar

$$0 = G - \frac{1}{q} \cdot \text{div } j_p \quad (11.32.)$$

G je rychlost generace párů elektron - díra

$$G = \alpha_p \cdot p \cdot v_p + \alpha_n \cdot n \cdot v_n$$

v_p a v_n jsou rychlosti elektronů a děr

$$\alpha_n, \alpha_p = f(E) \quad (11.33.)$$

jsou ionizační koeficienty elektronů a děr, které jsou silně závislé na intenzitě elektrického pole E . Po vyřešení rovnice (11.32.) můžeme určit hledaný poměr

$$M_p = \frac{j_p(w)}{j_p(0)}$$

kde $j_p(0)$ je hustota děrového proudu vstupujícího a $j_p(w)$ je hustota proudu vystupujícího z ochuzené vrstvy tloušťky w . Průraz p - n přechodů se určí z podmínky

$$M_p \rightarrow \infty$$

která je splněna, když tzv. ionizační integrál se rovná jedničce. Pro díry má tato podmínka tvar

$$\int_0^w \alpha_p \cdot \exp \left\{ - \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx \right\} dx = 1 \quad (11.34.)$$

a pro elektrony

$$\int_0^w \alpha_n \cdot \exp \left\{ - \int_x^w (\alpha_n - \alpha_p) dx \right\} dx = 1 \quad (11.34.)$$

Průraz p - n přechodu nastane, je-li splněna podmínka (11.34.) aspoň pro jeden druh nositelů proudu. Známe-li závislost ionizačních koeficientů α_n , α_p na intenzitě elektrického pole (11.33.), můžeme z ionizačního integrálu (11.34.) určit maximální intenzitu elektrického pole a tloušťku ochuzené vrstvy w potřebnou k průrazu přechodu. Z těchto hodnot pak určíme maximální závěrné napětí U_B při průrazu lavinovým násobením. Pro jednostranný strmý p⁺-n přechod je

$$U_B = \frac{1}{2} E_m \cdot w = \frac{\epsilon_s \cdot E_m^2}{2 \cdot q \cdot N_B} \quad (11.35.)$$

ϵ_s je permitivita polovodiče a N_B je koncentrace příměsí ve slaběji legované části polovodiče, v našem případě je $N_B = N_D$.

Uvedené příčiny průrazu p - n přechodu mohou působit buď samostatně nebo současně. Lze je rozlišit podle velikosti závěrného napětí případně podle teplotní závislosti závěrného napětí. Podle velikosti závěrného napětí U_B lze rozlišit typy průrazu takto:

Pro $U_B < 4 E_g/q$ se uplatní tunelový jev,

pro $4 E_g/q < U_B < 6 E_g/q$ se uplatní tunelový jev a lavinové násobení

a pro $U_B > 6 E_g/q$ je průraz způsoben lavinovým násobením. Podle teplotní závislosti průrazného napětí U_B lze rozlišit oba mechanismy tak, že při tunelovém jevu napětí U_B při vzrůstající teplotě klesá, viz (11.31.), kdežto při průrazu lavinovým násobením U_B roste [11.2.] .

11.4. KAPACITA P - N PŘECHODU.

V ochuzené vrstvě p - n přechodu je kladný a záporný náboj ionizovaných příměsí, jehož velikost závisí na napětí vloženém na přechod. Protože téměř nevodivá ochuzená vrstva navazuje na vodivé části polovodiče, chová se p - n přechod podobně jako deskový kondenzátor se vzdáleností desek rovnající se tloušťce ochuzené vrstvy. Ovšem s tím rozdílem, že závislost náboje v ochuzené vrstvě na napětí není lineární a kapacita nebude konstantní. V takovém případě určíme diferenciální kapacitu jako derivaci náboje při určitém (stejnoseměrném) napětí na p - n přechodu.

Závislost náboje na napětí určíme pro strmý p - n přechod s ostře ohraničenou ochuzenou vrstvou tloušťky w a plochou p - n přechodu A . Kladný náboj v n - části ochuzené vrstvy je podle obr. 11.1.a)

$$Q = A q \int_0^{x_n} N_D \cdot dx = A \cdot q \cdot N_D \cdot x_n \quad (11.36.)$$

x_n vyjádříme pomocí tloušťky ochuzené vrstvy $w = x_p + x_n$ a využijeme nábojové neutrality celé ochuzené oblasti (11.7.)

$$x_n = w \frac{N_A}{N_A + N_D} \quad (11.37.)$$

Tloušťka ochuzené vrstvy závisí na napětí podle vztahu (11.12.), do kterého musíme k difuznímu napětí U_D připočítat vnější závěrné napětí U . Dosadíme-li tedy do (11.36.) x_n podle (11.37.) a w podle (11.12.) dostaneme závislost náboje na napětí

$$Q(U) = A \cdot \left[2 q \epsilon_s \frac{N_D \cdot N_A}{N_D + N_A} \cdot (U_D + U) \right]^{1/2} \quad (11.38.)$$

Diferenciální kapacita strmého přechodu p - n je při napětí U

$$C = \frac{dQ}{dU} = A \left(\frac{q \epsilon_s}{2} \frac{N_D \cdot N_A}{N_D + N_A} \right)^{1/2} \cdot (U_D + U)^{-1/2} \quad (11.39.)$$

V případě jednostranného strmého přechodu $p^+ - n$ ($N_A \gg N_D$) bude kapacita

$$C = A \left(\frac{q \epsilon_s \cdot N_D}{2} \right)^{1/2} \cdot (U_D + U)^{-1/2} \quad (11.40.)$$

Pro lineární přechod s ostře ohraničenou ochuzenou vrstvou lze obdobně odvodit [11.2.]

$$C = A \left(\frac{q \epsilon_s}{12} \cdot a \right)^{1/3} \cdot (U_D + U)^{-1/3} \quad (11.41.)$$

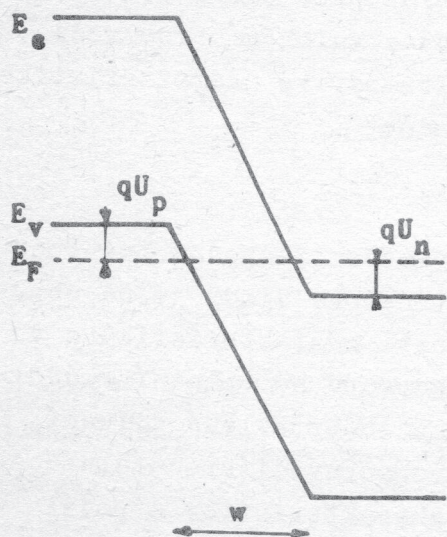
a je gradient koncentrace příměsí v oblasti ochuzené vrstvy. Pro oba tyto modely p - n přechodu je kapacita stejná jako kapacita deskové ho kondenzátoru se vzdáleností desek rovnající se tloušťce ochuzené vrstvy.

Pro jiný průběh koncentrace příměsí v p - n přechodu dostaneme jinou závislost kapacity na napětí.

11.5. TUNELOVÁ DIODA.

→ DIAK

Jsou-li obě strany p - n přechodu silně legované ($N_A > N_V$ a $N_D > N_C$) leží Fermiho energie ve valenčním pásu p - typu a ve vodivostním pásu n - typu polovodiče - viz obr. 11.2. Protože tloušťka ochuzené vrstvy je v takovém případě malá a intenzita elektrického pole vysoká, může v takovém p - n přechodu existovat tunelový proud v závěrném i v propustném směru. Takový p - n přechod má tunelová dioda



Obr. 11.2. Přechod p-n tunelové diody bez napětí.

nazývaná také podle svého objevitele Esakiho dioda [11.4.] Je pro ni typický záporný diferenciální odpor v propustné části voltampérové charakteristiky.

Tunelový proud se vypočítá jako rozdíl proudu elektronů z vodivostního do valenčního a z valenčního do vodivostního pásu

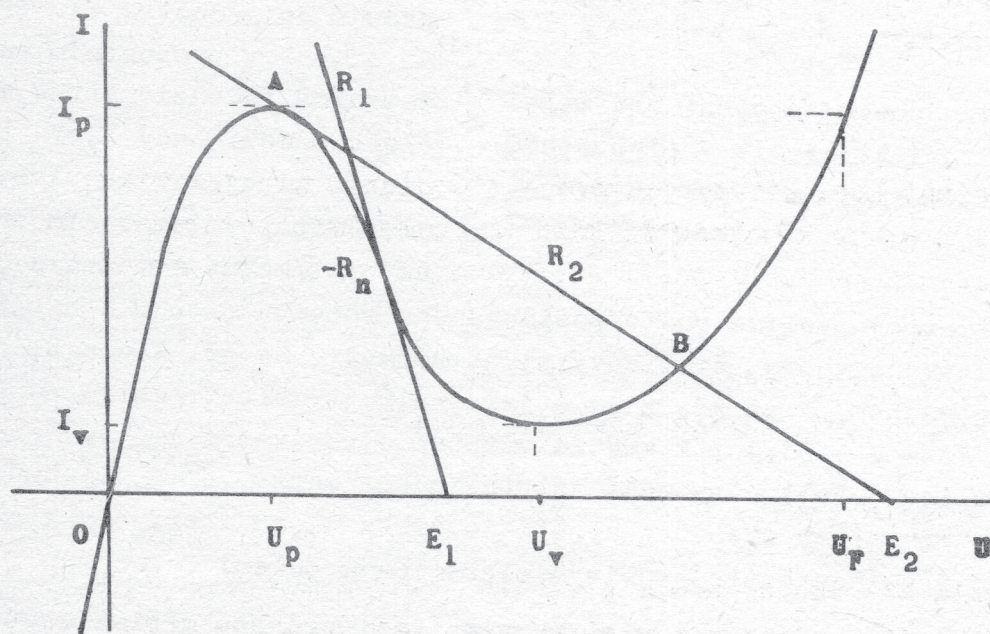
$$I_t = I_{C \rightarrow V} - I_{V \rightarrow C} \quad (11.42.)$$

Výpočet vede na tuto závislost proudu I_t na napětí [11.6.]

$$I_t = A' \cdot T_t \cdot \frac{q^3 U}{k \cdot T} \cdot (U_n + U_p - U)^2 \quad (11.43.)$$

A' je konstanta, T_t je pravděpodobnost tunelového přechodu elektronů a U_n , U_p jsou Fermiho potenciály - viz obr. 11.2. Tunelový proud dosahuje maximální hodnoty I_p při napětí U_p

$$U_p = \frac{1}{3} (U_n + U_p) \quad (11.44.)$$



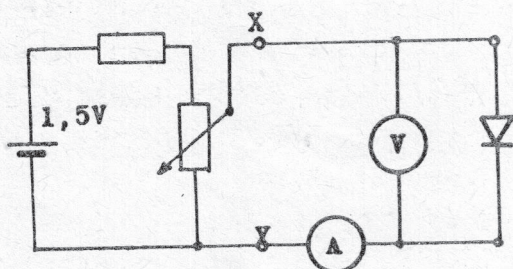
Obr. 11.3. Voltampérová charakteristika tunelové diody. Záporný diferenciální odpor v inflexním bodě je $-R_n$.

Kromě tohoto tunelového proudu existuje v p^+-n^+ přechodu ještě tzv. nadproud, který je způsoben přechodem elektronů z valenčního do vodivostního pásu přes stavy v zakázaném pásu. Voltampérová charakteristika tunelové diody se určí sečtením všech tří proudů:

$$I = I_t + I_x + I_D$$

I_x je nadproud a I_D je difusní proud, který teče přechodem bez tunelování. Příklad voltampérové charakteristiky tunelové diody je na obr. 11.3. Tunelový proud se uplatňuje v závěrné části charakteristiky a v propustném směru asi do napětí údolního U_V . Nadproud se uplatní v údolní části charakteristiky a pro napětí větší než U_F převládá difusní proud. Důležitým parametrem tunelové diody je záporný diferenciální odpor R_n , který je nejmenší v inflexním bodě charakteristiky a podíl maximálního a minimálního proudu v záporné oblasti charakteristiky $p = I_P/I_V$. V případě, že tento podíl je roven 1, záporný odpor neexistuje a dioda se nazývá inverzní.

11.6. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST.



Obr. 11.4. Schema zapojení pro měření V - A charakteristik v propustném a v závěrném směru při malých proudech.

Voltampérové charakteristiky plošné diody měříme v propustném i v závěrném směru (mimo oblast průrazu) v zapojení podle obr. 11.4. Toto zapojení používáme pro měření v oblasti malých proudů do jednotek mA. Pro větší proudy v propustném směru zaměníme potenciometr s monočlánkem mezi body X, Y elektronickým zdrojem s regulací a s nastavitelným omezením proudu, na př. školní typ Tesla BK 127.

Měřicí přístroje volíme podle požadovaného rozsahu proudů a napětí. Jako ampérmetr je vhodný číslicový pikoampérmetr, na př. Tesla BM 545 s měřicím rozsahem 1 pA až 2 A, a jako voltmetr elektrometr, na př. Vakutronik VA - J - 51.1, který má vstupní odpor větší než 10^{12} ohmů. Běžné číslicové voltmetry mají vstupní odpor menší $10^8 - 10^9$ ohmů. Při měření velmi malých proudů a napětí je třeba diodu i přívody k přístrojům chránit stíněním před rušivým elektrickým polem.

Závěrnou část charakteristiky v oblasti průrazu měříme opět v zapojení podle obr. 11.4. (zaměníme polaritu diody) s tím, že místo zdroje napětí použijeme zdroje konstantního proudu regulovatelného v rozsahu od $1 \mu A$ do 100 mA, který připojíme mezi svorky X, Y. Toto uspořádání chrání diodu před poškozením nadměrným proudem. Jako voltmetr můžeme

použít běžný číslicový voltmetr.

Měření tunelové diody.

Jelikož tunelová dioda je prvek, který obsahuje záporný odpor, indukčnost a kapacitu, působí někdy potíže měření v oblasti záporného odporu. Dioda se totiž může v měřicím obvodu buď rozkmitat, nebo dojde při zvyšování napětí k přeskoku z vrcholu charakteristiky, tj. z bodu (U_p, I_p) na obr. 11.3. do údolní části charakteristiky přes oblast záporného odporu, která tak zůstane nezměřená. Přeskok nastane tehdy, je-

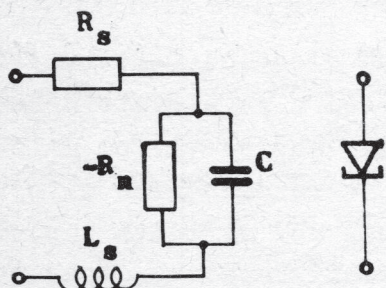
$$R > |R_n| \quad (11.45.)$$

kde R je seriový odpor mezi zdrojem napětí a diodou a R_n je nejmenší hodnota záporného diferenciálního odporu. Je-li

$$R < |R_n| \quad (11.46.)$$

nemůže přeskok nastat. Oba případy jsou zachyceny na obr. 11.3.: pro $R = R_2$ je naměřená charakteristika nespojitá, protože při zvětšení napětí zdroje E_2 dojde k přeskoku z bodu A do B, pro $R = R_1$ je možno měřit celý průběh záporné části charakteristiky, ovšem za předpokladu, že měřená dioda nekmitá. Podmínku pro to, aby v měřicím obvodu nevznik-

ly oscilace, lze odvodit z náhradního schematu diody na obr. 11.5. Tato podmínka má tvar [11.5.]

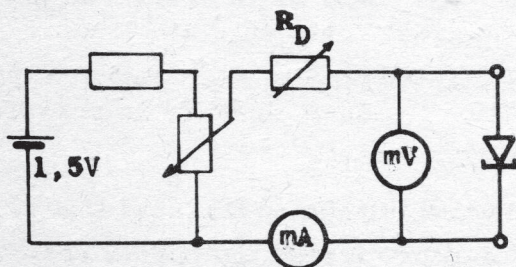


$$R > \frac{L_s}{|R_n|C} \quad (11.47.)$$

a vyjadřuje, že rezonanční kmitočet diody musí být vyšší než kmitočet, při němž se stane reálná část impedance diody zápornou. Odpor R v (11.47.) je součet seriového odporu diody R_s a vnitřního odporu zdroje napětí, kterým cha-

Obr. 11.5. Náhradní schema tunelové diody.

rakteristiku tunelové diody měříme. Schema zapojení pro měření voltampé-



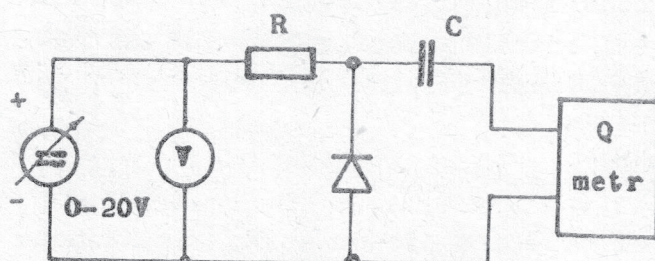
Obr. 11.6. Schema zapojení pro měření V-A charakteristiky tunelové diody.

rové charakteristiky tunelové diody je na obr. 11.6. R_D je odporová dekáda, kterou nastavíme vhodný odpor tak, aby byla současně splněna podmínka (11.46.) i (11.47.). Pro měření proudu použijeme miliampérmetr s malým vnitřním odporem a pro měření napětí milivoltmetr. Při měření postupujeme velmi opatrně, aby nedošlo k poškození dio-

dy. Pozor na záměnu propustné a závěrné polarity diody - viz obr. 11.3.
- v závěrném směru má diody velmi malý odpor!

Měření kapacity p - n přechodu.

Pro měření závislosti kapacity p - n přechodu na napětí v závěrném směru použijeme zapojení podle obr. 11.7. Kapacitu určujeme pomocí



Obr. 11.7. Schema zapojení pro měření závislosti kapacity p - n přechodu na napětí.

cejchovaného kondenzátoru v Q - metru, ke kterému je přes kondenzátor C připojena měřená dioda. Je-li kapacita C mnohem větší než kapacita diody C_D , je celková kapacita rezonančního obvodu Q - metru rovna součtu $C_D + C_K$, kde C_K je kapacita cejchovaného kondenzátoru. Při rezonanci musí být celková kapacita konstantní

$$C_D + C_K = C_0$$

Kde C_0 je kapacita proměnného kondenzátoru C_K při odpojené diodě. Kapacita diody je při napětí U

$$C_D(U) = C_0 - C_K \quad (11.48.)$$

Kondenzátor C odděluje stejnosměrné napětí na diodě od Q-metru. Přes odpor R se přivádí na diodu stejnosměrné napětí z regulovatelného zdroje. Jeho hodnota musí být dostatečně veliká, aby se vlivem malého vnitřního odporu zdroje napětí nezhorsila jakost rezonančního obvodu. Protože měříme diferenciální kapacitu je třeba, aby střídavé napětí na diodě bylo dostatečně malé (~ 100 mV). Pro měření kapacity diody je možné použít také střídavý most.

11.7. ÚKOL PRO MĚŘENÍ.

1. Změřte voltampérové charakteristiky p - n přechodů v Ge a Si v propustném směru od proudů 10^{-7} A u Ge a 10^{-10} A u Si až do 1 A u obou polovodičů a v závěrném směru do napětí -1 V.
Sestrojte grafy charakteristik v semilogaritmické formě $\log I = f(U)$
- ověřte platnost vztahu (11.23)
- určete saturační proud I_s
- určete, ve které oblasti lze charakteristiku vyjádřit závislostí (11.29.) pro $m = 1$ a ve které oblasti pro $m = 2$ a na základě toho
- určete, ve kterých částech charakteristik převládá difusní proud (11.23.), rekombinační proud (11.28.), silná injekce (11.28.) a kdy se projevuje sériový odpor polovodiče (11.30.)

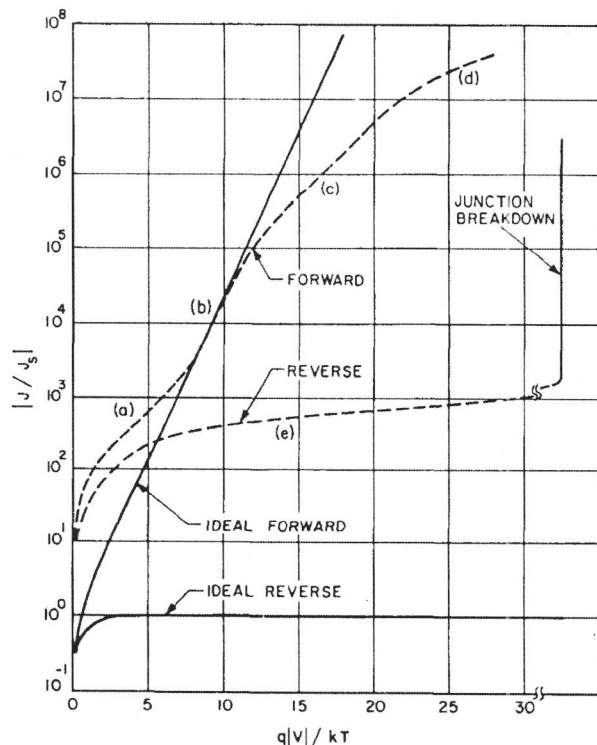
- podle tvaru závěrné části charakteristiky rozhodněte, zda se uplatňuje generační proud (11.27.).
2. Změřte voltampérovou charakteristiku Si Zenerovy diody v oblasti průrazu v rozsahu proudů od $1 \mu\text{A}$ do 100 mA .
Sestrojte graf závislosti $\log I_R = f(U_R)$ a podle velikosti průrazného napětí U_B určete, zda je průraz způsoben tunelovým jevem nebo lavinovým násobením.
3. Změřte voltampérovou charakteristiku tunelové diody v propustném i v závěrném směru a sestrojte její graf;
- určete záporný diferenciální odpor
- určete význačné body na charakteristice: I_p , I_v , U_p , U_v , U_F a poměr $p = I_p/I_v$
- ověřte, zda v okolí bodu $A(U_p, I_p)$ odpovídá průběh charakteristiky rovnici (11.43.)
- určete polohu Fermiho energie vzhledem k okraji příslušného pásu v p^+ i n^+ typu za předpokladu, že jsou stejné. Použijte pásové schema na obr. 11.2 a vztah (11.44.)
- vysvětlete průběh charakteristiky pomocí pásového schematu na obr. 11.2, případně použijte literaturu [11.2.], [11.3.].
4. Změřte závislost kapacity $p - n$ přechodu v Si diodě na závěrném napětí. Sestrojte graf závislosti $\log C_D = f(\log U)$;
- určete exponent n v závislosti $C_D = K \cdot U^n$ a podle (11.40.) a (11.44.) rozhodněte, zda $p - n$ přechod je strmý nebo lineární
- sestrojte graf závislosti $C_D^n = f(U)$ a z něho pomocí (11.40.) určete difusní napětí U_D , případně koncentraci příměsí N_B v bázi, resp. gradient koncentrace příměsí a podle (11.41.).

LITERATURA

- [11.1.] Shockley W.: Electrons and Holes in Semiconductors, D. Van Nostrand, Princeton, N. J. 1950
- [11.2.] Sze S.M.: Physics of Semiconductor Devices (2. vydání), ruský překlad, Moskva 1984
- [11.3.] Frank H., Šnejdar V.: Principy a vlastnosti polovodičových součástek, SNTL Praha 1976
- [11.4.] Esaki L.: Phys. Rev. 109 (2), 603 (1958)
- [11.5.] Taušová M.: Sl. obzor 23, 282 (1962)
- [11.6.] Karlovský J.: Phys. Rev. 127, 419 (1962)

Poznámka k voltampérové charakteristice reálné diody

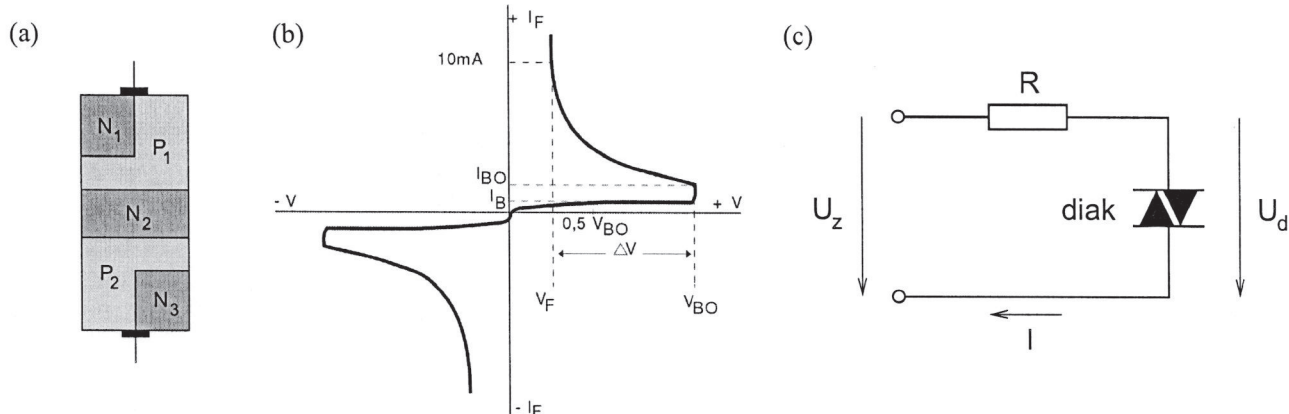
Jevy reálné diody vyjádřené vztahy (11.27)–(11.30), jsou ilustrovány na následujícím obrázku.



Obrázek: Graf ilustruje voltampérovou charakteristiku ideální (plná čára) a reálné (čárkovaná čára) křemíkové diody: (a) rekombinační proud, (b) difuzní proud (ideální charakteristika), (c) vysoká injekce, (d) vliv sériového odporu, (e) generační procesy v závěrném směru. Převzato z [11.2].

Voltampérová charakteristika diaku

Diak je polovodičová součástka složená z pěti různě dopovaných vrstev a dvou kontaktů. Prostorové uspořádání vrstev je ukázáno na obrázku v části (a). Jak je patrné z obrázku, je diak symetrický prvek a chová se tedy nezávisle na polaritě napětí na něj vloženého. Při zvyšování napětí na diaku jím nejprve protéká velmi malý proud v řádu mikroampérů. Jakmile je překročeno průrazné napětí (tzv. breakover voltage, V_{BO}), prudce vzroste proud diakem. Pokud pak napětí poklesne pod určitou mez, stává se diak opět téměř nevodivým. Odpovídající voltampérová charakteristika je schematicky znázorněna v části (b) obrázku. V praxi jsou k dispozici diaky DB3 s $V_{BO} = 32$ V (nominální hodnota) a DB4 s $V_{BO} = 40$ V.



K měření voltampérové charakteristiky diaku použijeme jednoduchý obvod sestavený podle části (c) obrázku. Obvod je napájen zdrojem napětí U_z a je potřeba získat proud obvodem. Získáme tak informaci o hodnotě přiloženého napětí a proudu protékajícího obvodem. Napětí zdroje U_z postupně většujeme, dokud nedojde k sepnutí diaku. Poté napětí snižujeme a měříme v oblasti záporného diferenciálního odporu. Při stanovování skutečné hodnoty napětí na diaku musíme zahrnout úbytek napětí na předřadném odporu. Napětí na diaku tedy činí

$$U_d = U_z - RI .$$

Ze závislosti I na U_z nesepnutého a sepnutého diaku lze zkonstruovat jeho voltampérovou charakteristiku.

Pokyny pro měření

- Hrubým měřením zjistíte napětí sepnutí diaku.
- Poté změřte VA charakteristiku s menším krokem, zvláště v oblasti sepnutí. Měřte jak při rostoucím tak i při klesajícím napětím jelikož se součástka při těchto dvou situacích spíná/vypíná při různých napětích. Proměřte součástku jak při záporných tak i kladných napětích.