

## Capitolul 2 Dioda semiconductoare

- procese fizice
- joncțiunea PN la echilibru termic
- joncțiunea PN cu tensiune aplicată
- caracteristica diodei reale
- regimul dinamic al joncțiunii PN
- variante ale diodelor semiconductoare

### 1. Procese fizice

- cele mai multe dispozitive conțin joncțiuni pn  
 - joncțiunea pn este un semiconductor eterogen format din două regiuni distincte dintre care una este dopată cu impurități acceptoare iar cealaltă cu impurități donoare; cele două regiuni formează o singură rețea cristalină – doparea diferită se realizează prin procedee tehnologice adecvate.

a) faptul că cele două regiuni de tip diferit sunt una lângă alta face ca în dreptul joncțiunii golurile din zona P să difuzeze în zona N; golurile pătrunse în zona N se recombina rapid cu electronii care sunt majoritari; același lucru se întâmplă cu electronii din zona N care difuzează în zona P; rezultă că apare un *curent de difuzie*;

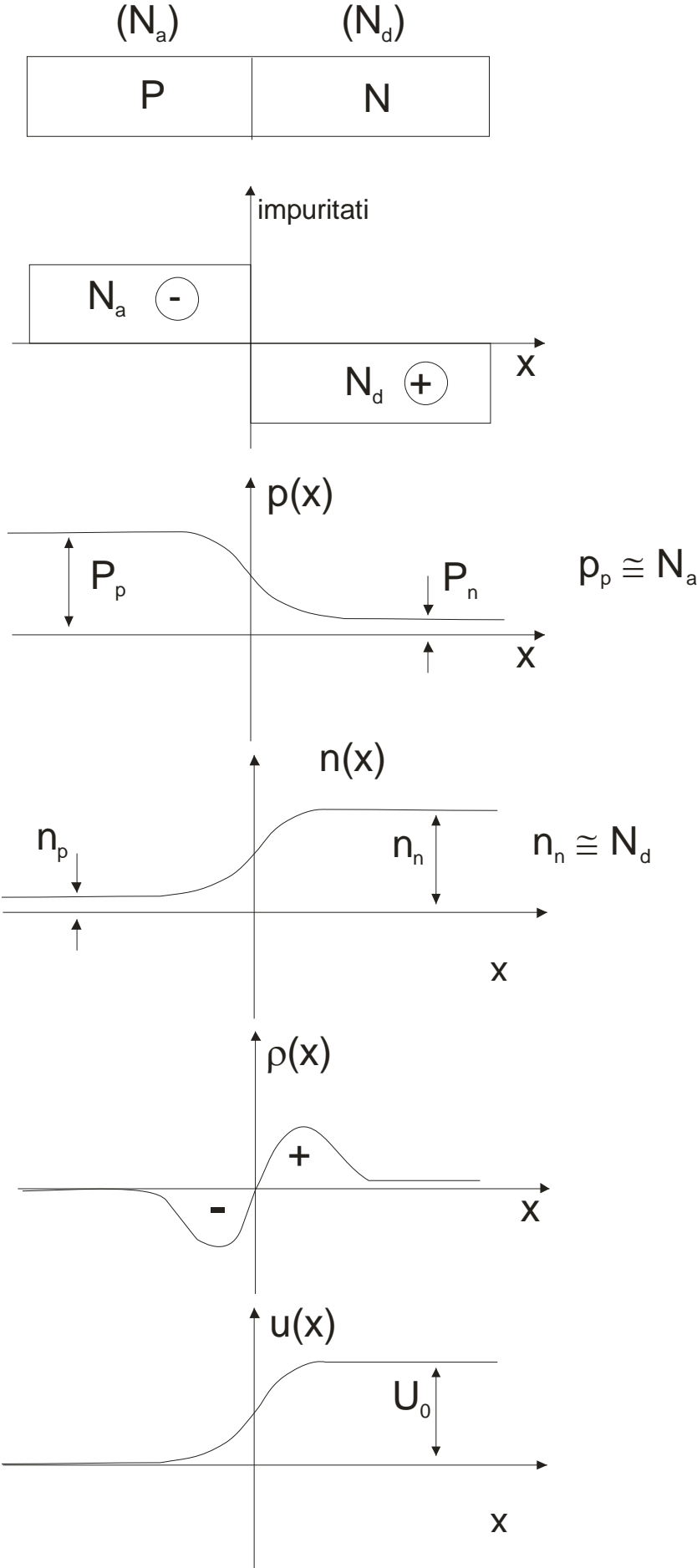
b) prin plecarea golurilor din zona P în zona N, în imediata vecinătate a joncțiunii apare o zonă cu sarcină negativă care este sarcina ionilor acceptori pentru neutralizarea cărora nu mai sunt suficiente goluri; la fel, în zona N; această sarcină spațială fixă creează un câmp electric care duce la apariția unui *curent de câmp* ce se opune curentului de difuzie. Deci, în dreptul joncțiunii apare o barieră de potențial care duce, prin curentul de câmp, la starea de echilibru; deci, prin joncțiune, la echilibru termodinamic, nu există un transport net de purtători;

c) în regiunile neutre există purtători mobili de sarcină în număr mare, iar conductibilitățile electrice vor fi:

$$\text{- în regiunea p: } \sigma_p \cong q\mu_p p_p$$

$$\text{- în regiunea n: } \sigma_n \cong q\mu_n n_n$$

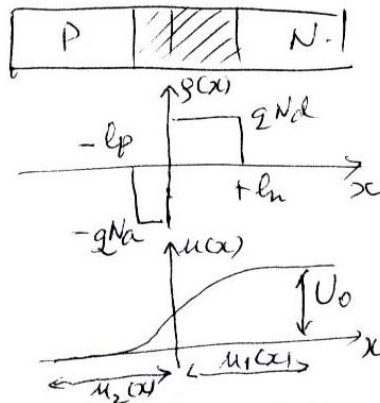
valori suficient de mari pentru a considera conducția curentului foarte bună. În primă aproximație, se presupune că rezistența electrică a acestor zone este suficient de mică astfel încât pot fi neglijate căderile de tensiune corespunzătoare. În aceste condiții, limitarea curentului prin joncțiune va fi determinată de regiunea de trecere în care numărul de purtători mobili de sarcină este mai mic.



## 2. Joncțiunea pn la echilibru termic

Se determină:

- lungimea regiunii de trecere,  $l = l_p + l_n$
- înălțimea barierei de potențial,  $U_0$



Aproximații:

$$p_p \gg n_p \quad p_p n_p = n_i^2 \quad p_p \cong N_a \quad n_p \cong \frac{n_i^2}{N_a}$$

$$n_n \gg p_n \quad n_n p_n = n_i^2 \quad n_n \cong N_d \quad p_n \cong \frac{n_i^2}{N_d}$$

model unidimensional

Densitatea de sarcină electrică din regiunea de trecere:

$$-l_p < x < 0 \quad \rho = q[-N_a + p(x) - n(x)] \cong -qN_a$$

$$0 < x < l_n \quad \rho = q[N_d + p(x) - n(x)] \cong qN_d$$

(în zona de trecere  $p(x)$  și  $n(x)$  sunt neglijabile, regiune golită de purtători mobili de sarcină)

Deci:

- pentru semiconductorul P:  $\rho_2 \cong -qN_a \cong -qp_p$

- pentru semiconductorul N:  $\rho_1 \cong qN_d \cong qn_n$

Se determină variația lui  $u(x)$  în regiunea de trecere:  $u_2(x)$  și  $u_1(x)$

Se rezolvă ecuația lui Poisson  $\Delta u = -\frac{\rho}{\epsilon}$  (unde  $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$  este permitivitatea

electrică a materialului semiconductor) în cele două regiuni și se pun condițiile de continuitate în origine.

Zona 2

$$\frac{d^2 u_2(x)}{dx^2} = \frac{qp_p}{\epsilon} \quad \text{cu condițiile la limită:}$$

$$u_2(x)|_{x=-l_p} = 0 \quad \left. \frac{du_2(x)}{dx} \right|_{x=-l_p} = 0$$

Se integrează:

$$\frac{du_2(x)}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon} x + C_1 \quad \text{rezultă:} \quad C_1 = \frac{qp_p l_p}{\varepsilon} \quad \text{adică:}$$

$$\frac{du_2(x)}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon} (x + l_p)$$

Se integrează:

$$u_2(x) = \frac{1}{2} \frac{qp_p}{\varepsilon} (x + l_p)^2 + C_2 \quad \text{rezultă:} \quad C_2 = 0 \quad \text{și:}$$

$$u_1(x) = \frac{1}{2} \frac{qp_p}{\varepsilon} (x + l_p)^2$$

Zona 1

$$\frac{d^2 u_1(x)}{dx^2} = -\frac{qn_n}{\varepsilon} \quad \text{cu condițiile la limită:}$$

$$u_1(x)|_{x=l_n} = U_0 \quad \left. \frac{du_1(x)}{dx} \right|_{x=l_n} = 0$$

Se integrează:

$$\frac{du_1(x)}{dx} = -\frac{qn_n}{\varepsilon} x + C_3 \quad \text{rezultă:} \quad C_3 = \frac{qn_n l_n}{\varepsilon} \quad \text{adică:}$$

$$\frac{du_1(x)}{dx} = -\frac{qn_n}{\varepsilon} (x - l_n)$$

Se integrează:

$$u_1(x) = -\frac{1}{2} \frac{qn_n}{\varepsilon} (x - l_n)^2 + C_4 \quad \text{rezultă:} \quad C_4 = U_0 \quad \text{și:}$$

$$u_2(x) = U_0 - \frac{1}{2} \frac{qn_n}{\varepsilon} (x - l_n)^2$$

Racordarea soluțiilor:

1) pentru:  $x = 0 \rightarrow u_1(0) = u_2(0)$  rezultă:

$$U_0 = \frac{1}{2} \frac{qp_p}{\varepsilon} l_p^2 + \frac{1}{2} \frac{qn_n}{\varepsilon} l_n^2 = \frac{1}{2} \frac{q}{\varepsilon} (n_n l_n^2 + p_p l_p^2)$$

2) pentru:  $x = 0 \rightarrow \left. \frac{du_1(x)}{dx} \right|_{x=0} = \left. \frac{du_2(x)}{dx} \right|_{x=0}$  rezultă:

$$\frac{qp_p}{\varepsilon} l_p = \frac{qn_n}{\varepsilon} l_n \quad \text{de unde:} \quad n_n l_n = p_p l_p \quad \text{sau:} \quad \frac{l_p}{l_n} = \frac{n_n}{p_p}$$

Deoarece:  $l = l_n + l_p$ , rezultă imediat:

$$l_n = \frac{p_p}{p_p + n_n} l \quad \text{\textit{și:}} \quad l_p = \frac{n_n}{p_p + n_n} l \quad \text{Se înlocuiesc:}$$

$$U_0 = \frac{1}{2} \frac{q}{\varepsilon} \left[ n_n \frac{l^2 p_p^2}{(n_n + p_p)^2} + p_p \frac{l^2 n_n^2}{(n_n + p_p)^2} \right]$$

De aici se deduce lungimea zonei de trecere:

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_0}{q} \frac{p_p + n_n}{p_p n_n}}$$

Observații:

- lungimea de trecere este mică dacă zonele sunt dopate puternic;
- regiunea de trecere se extinde mai mult în zona mai puțin dopată cu impurități.

Deducerea înălțimii barierei de potențial

*varianta 1:*

La echilibru termic:

$$j_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} = 0$$

Se deduc:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0$$

$$E = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \quad E = -\frac{kT}{q} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad \text{Dar:}$$

$$E = -\frac{du}{dx} \quad \text{\textit{și, prin artificiu elementar:}}$$

$$du = -\frac{kT}{q} \frac{dp}{p} = \frac{kT}{q} \frac{dn}{n} \quad \text{Se integrează:}$$

$$u(x) = -\frac{kT}{q} \ln \frac{p(x)}{p_c} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n(x)}{n_c}$$

$p_c, n_c$  constante de integrare

Se explicitază concentrațiile de purtători:

$$p(x) = p_c e^{-\frac{qu(x)}{kT}} \quad n(x) = n_c e^{\frac{qu(x)}{kT}}$$

Condiții la limită:

$$x \rightarrow -\infty \quad u = 0 \Rightarrow p = p_p; n = n_p \Rightarrow p_c = p_p; n_c = n_p$$

$$x \rightarrow \infty \quad u = U_0 \Rightarrow p = p_n; n = n_n \Rightarrow$$

$$p_n = p_p e^{-\frac{qU_0}{kT}} \quad n_n = n_p e^{\frac{qU_0}{kT}}$$

Din ambele relații rezultă:

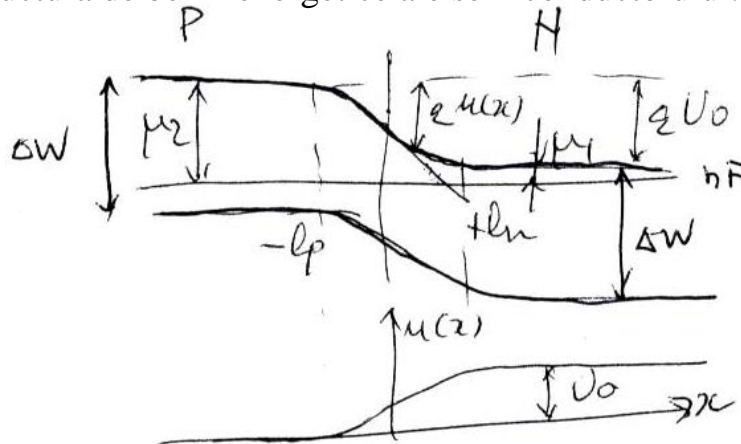
$$U_0 = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2}$$

Pentru valori tipice ale concentrațiilor de impurități, rezultă valori de ordinul zecimi de V:

$$N_a = 10^{15} / \text{cm}^3; \quad N_d = 10^{18} / \text{cm}^3; \quad n_i^2 = 10^{20} / \text{cm}^6 \Rightarrow U_0 = 0,777 \text{ V}$$

varianta 2:

Se folosește structura de benzi energetice ale semiconductorului:



Se constată:  $\mu_2 = \mu_1 + qU_0; \quad U_0 = \frac{\mu_2 - \mu_1}{q}$  Dar:

$$p(l_n) = p_n = v_p e^{-\frac{\Delta W - \mu_1}{kT}}; \quad p(-l_p) = p_p = v_p e^{-\frac{\Delta W - \mu_2}{kT}}$$

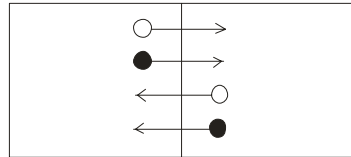
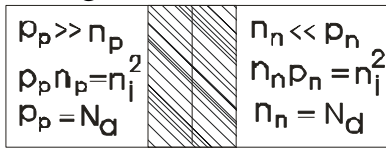
$$p_n = v_p e^{-\frac{\Delta W - \mu_1}{kT}} = v_p e^{-\frac{\Delta W - \mu_2 + \mu_2 - \mu_1}{kT}} = p_p e^{-\frac{\mu_2 - \mu_1}{kT}} = p_p e^{-\frac{qU_0}{kT}}$$

$$n(-l_p) = n_p = v_n e^{-\frac{\mu_2}{kT}} = v_n e^{-\frac{\mu_1 + \mu_2 - \mu_1}{kT}} = v_n e^{-\frac{\mu_1}{kT}} e^{-\frac{\mu_2 - \mu_1}{kT}} = n_n e^{-\frac{\mu_2 - \mu_1}{kT}}$$

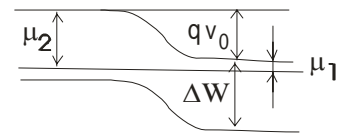
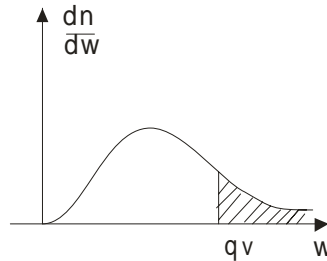
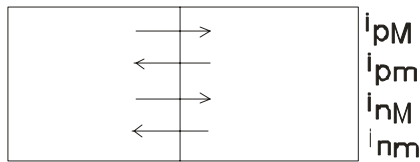
Se obțin imediat relații identice cu acelea obținute prin metoda anterioară.

### 3. Joncțiunea pn cu tensiune aplicată

a) regim de echilibru termodinamic:



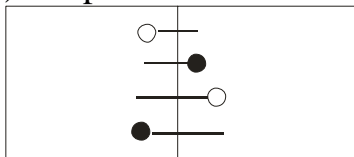
difuzie goluri  
difuzie electroni  
camp goluri  
camp electroni



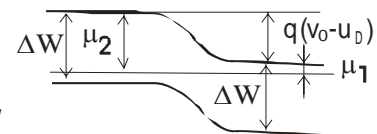
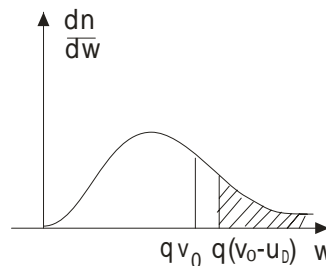
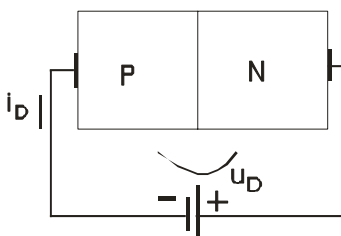
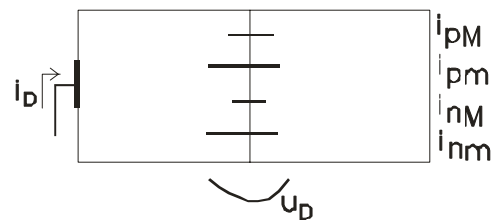
- 4 componente ale curentului
- numărul de purtători care difuzează (purtători care înving bariera de potențial) depinde de  $U_0$ ;

$$i_D = i_{pM} - i_{pm} + i_{nM} - i_{nm} = 0$$

b) se aplică tensiune inversă:



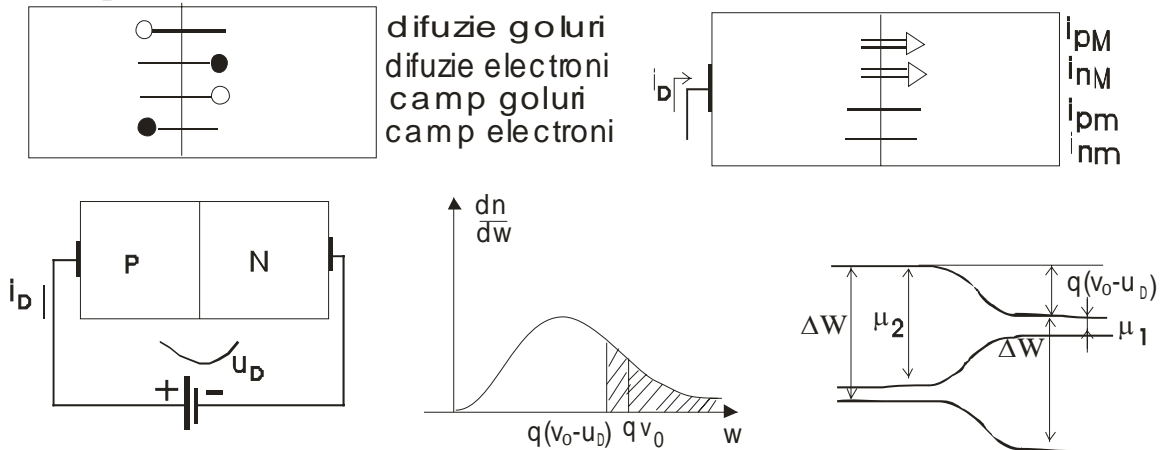
difuzie goluri  
difuzie electroni  
camp goluri  
camp electroni



Fizic: la polarizare inversă, nu există difuzie de purtători, dar în imediata vecinătate a regiunii de trecere apare o generare termică de perechi de purtători care sunt antrenați de câmpul electric; astfel, **curentul invers este un curent de generare.**

$$i_D = i_{pM} - i_{pm} + i_{nM} - i_{nm} < 0$$

c) se aplica tensiune directă:



Fizic: la polarizare directă, în imediata vecinătate a regiunii de trecere, în zona N, va fi un exces de goluri, dar care nu trăiesc mai mult de  $\tau_p$  și nu pătrund mai mult de  $L_p$ . La fel pentru electronii din zona P. Apare o recombinare puternică în ambele zone și se obține **curentul direct** care este un **curent de recombinare**.

$$i_D = i_{pM} - i_{pm} + i_{nM} - i_{nm} > 0$$

desene

Concluzie: curentul prin joncțiune depinde de tensiunea de la bornele joncțiunii. Interesează o expresie de forma:

$$i_{pM} - i_{pm} = i_{pm} \left( \frac{i_{pM}}{i_{pm}} - 1 \right) = i_{pm} [f(u_D) - 1]$$

cu condiția:  $f(0) = 1$

La fel și pentru electroni.

Rezultă curentul prin joncțiune de forma:

$$i_D = i_{pm} [f(u_D) - 1] + i_{nm} [f(u_D) - 1] = I_0 [f(u_D) - 1]$$

$$I_0 = i_{pm} + i_{nm}$$

$I_0$  curent de saturație

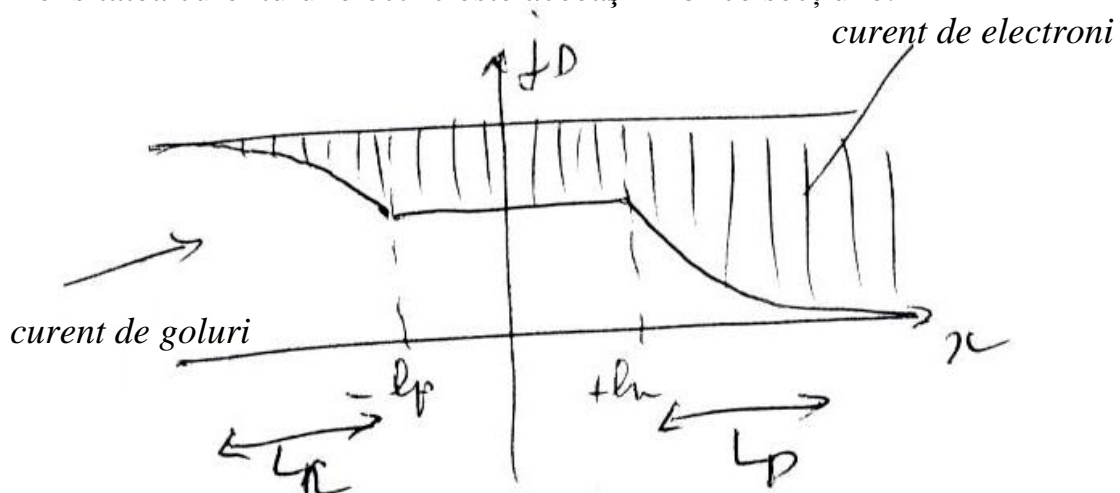


## Deducerea caracteristicii curent-tensiune

*aproximații pentru calcul:*

- joncțiunea este dintr-un semiconductor monocristalin cu  $n_i$ ;
- fluxuri unidimensionale de purtători;
- regiunea de trecere complet golită de purtători;
- în regiunea de trecere nu au loc fenomene de generare-recombinare;
- lungimile de difuzie sunt mai mici decât lungimile zonelor neutre (diodă groasă);
- joncțiune abruptă;
- se neglijează rezistențele zonelor neutre;
- se neglijează efectele de suprafață;
- se consideră temperaturi ambiante; impuritățile sunt ionizate complet.

Densitatea curentului electric este aceeași în orice secțiune:



- \* pentru  $L_p + l_n < x < \infty$  - purtătorii de sarcină sunt numai electroni; există curent de câmp;
  - \* pentru  $l_n < x < L_p + l_n$  - componenta de difuzie a golurilor  
- componenta de câmp a electronilor
  - \* pentru  $-l_p < x < +l_n$  - se neglijează generarea-recombinarea de purtători; densitățile de curent rămân constante;
  - \* similar în zona P
- Condiții la limită:

Lungimea regiunii de trecere se obține dacă:  $U_0 \Rightarrow U_0 - u_D$ , adică:

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_0' p_p + n_n}{q p_p n_n}} = l_0 \sqrt{1 - \frac{u_D}{U_0}}$$

- polarizare directă:  $l < l_0$ ;

- polarizare inversă:  $l > l_0$ .

La limitele zonei de trecere concentrațiile de purtători vor fi:

$$p(l_n) = p_p e^{-\frac{qU_0'}{kT}} = p_p e^{-\frac{qU_0}{kT}} e^{\frac{qu_D}{kT}} = p_n e^{\frac{qu_D}{kT}}$$

$$n(-l_p) = n_n e^{\frac{qU_0'}{kT}} = n_n e^{\frac{qU_0}{kT}} e^{\frac{qu_D}{kT}} = n_p e^{\frac{qu_D}{kT}}$$

- condiții la limită de tip Shockley

- injecție de purtători

Densitatea de curent va fi:

$$j_D = j_n + j_p$$

$$j_n = j_{n\text{ camp}} + j_{n\text{ dif}} \quad j_p = j_{p\text{ camp}} + j_{p\text{ dif}}$$

În semiconductorul P,  $p \gg n$ :

$$j_D = qp\mu_p E_p + qD_n \frac{dn}{dx} + qn\mu_n E_p \cong qp\mu_p E_p + qD_n \frac{dn}{dx}$$

(curent de câmp de goluri + curent de difuzie de electroni + curent de câmp de goluri – neglijabil);

La fel, în semiconductorul N,  $n \gg p$ :

$$j_D \cong qn\mu_n E_n - qD_p \frac{dp}{dx}$$

Continuitate în regiunea de trecere:

$$j_D = qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p} + qp\mu_p E_p \Big|_{x=-l_p}$$

$$j_D = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} + qn\mu_n E_n \Big|_{x=l_n}$$

Dar:  $qp\mu_p E_p \Big|_{x=-l_p} = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n}$  Rezultă:

$$j_D = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} + qD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-l_p}$$

Ecuția de continuitate, în regim staționar și pentru flux unidimensional de purtători:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p-p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{dj_p}{dx} = 0 \quad \text{cu} \quad j_p(x) = -qD_p \frac{dp}{dx}$$

Rezultă:

$$-\frac{p-p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{d}{dx} \left( -qD_p \frac{dp}{dx} \right) = 0 \quad \text{cu } p = p(x) \text{ si:}$$

$$\frac{d^2 p(x)}{dx^2} - \frac{p(x)-p_n}{L_p^2} = 0$$

Soluția:  $p(x) = p_n + Ae^{-\frac{x}{L_p}} + Be^{\frac{x}{L_p}}$  cu condiția la limită:

$x \rightarrow \infty \quad p(x) \rightarrow p_n \Rightarrow B = 0$  Deci:

$$p(x) = p_n + Ae^{-\frac{x}{L_p}}$$

Condiția la limită Shockley:  $x = l_n \quad p(l_n) = p_n e^{\frac{qu_D}{kT}}$  ;

Rezultă:  $A = p_n (e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1) e^{\frac{l_n}{L_p}}$  ;

Deci:  $p(x) = p_n + p_n (e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1) e^{-\frac{x-l_n}{L_p}}$  .

Pentru:  $u_D = 0 \Rightarrow p(x) = p_n$  (echilibru termodinamic)

Pentru:  $u_D > 0$  apare concentrația în exces care dispare după  $x > L_p$ .

Se calculează curentul de goluri:

$$j_p(l_n) = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=l_n} =$$

$$= -qD_p p_n \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) \left( -\frac{1}{L_p} \right) e^{-\frac{x-l_n}{L_p}} \Big|_{x=l_n} = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right)$$

$$\text{Analog: } j_n(-l_p) = \frac{qD_n n_p}{L_n} \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right)$$

$$\text{Rezultă: } j_D = \frac{qD_p p_n}{L_p} \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) + \frac{qD_n n_p}{L_n} \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right)$$

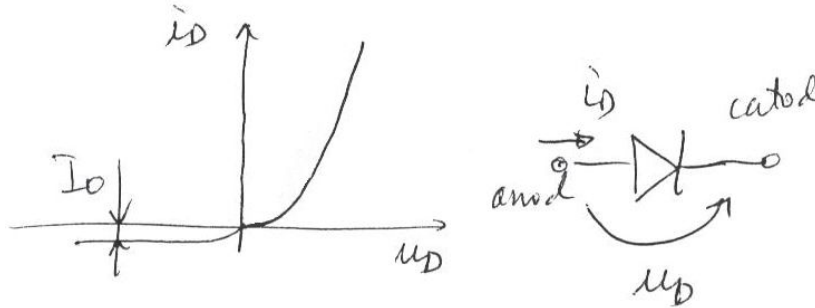
$A_D$  fiind aria transversală a joncțiunii:  $i_D = Aj_D$

$$i_D = A \left( \frac{qD_p p_n}{L_p} + \frac{qD_n n_p}{L_n} \right) \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right)$$

$$i_D = I_0 \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) \quad \text{cu:} \quad I_0 = A \left( \frac{qD_p p_n}{L_p} + \frac{qD_n n_p}{L_n} \right)$$

(curentul de saturație)

Reprezentarea grafică:



- pentru  $u_D > 0$   $u_D \gg \frac{kT}{q}$  ( $\frac{kT}{q} = 26mV$ ) la temperatura

ambientă, rezultă:  $i_D = I_0 e^{\frac{qu_D}{kT}}$  ;

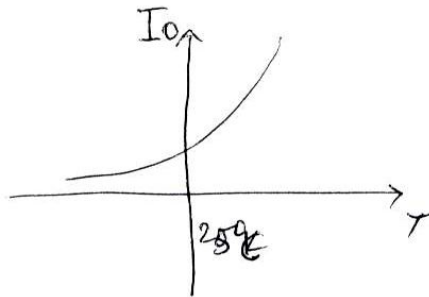
- pentru  $u_D < 0$   $|u_D| \gg \frac{kT}{q}$ , rezultă:  $i_D = -I_0$

Semnificația curentului de saturație:  $I_0$

$$I_0 = A \left( \frac{qD_p p_n}{L_p} + \frac{qD_n n_p}{L_n} \right) = A \left( \frac{qD_p n_i^2}{L_p N_d} + \frac{qD_n n_i^2}{L_n N_a} \right) =$$

$$= A \left( \frac{qD_p}{L_p} \frac{1}{N_d} + \frac{qD_n}{L_n} \frac{1}{N_a} \right) n_i^2$$

Deoarece:  $n_i^2 = ct.T^3 e^{-\frac{\Delta W}{kT}}$ , rezultă:  $I_0 = ct.T^3 e^{-\frac{\Delta W}{kT}}$



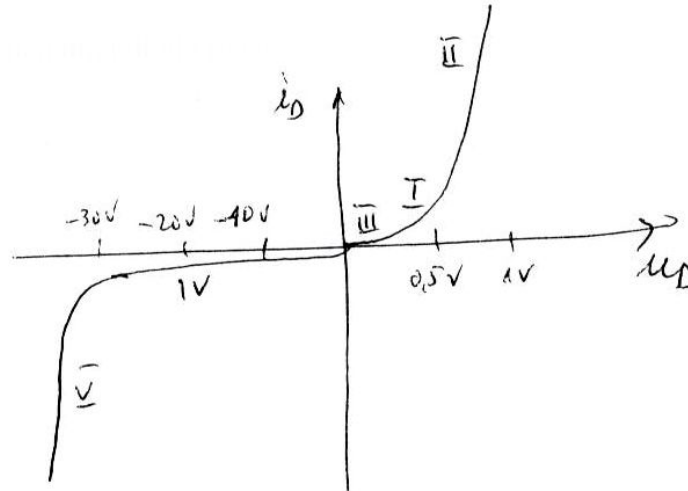
Concluzii:

- $I_0$  se dublează la fiecare  $10^0 C$  pentru Ge și la  $6^0 C$  pentru Si.
- $I_0$  este mult mai mic la Si decât la Ge (circa 3 ordine de mărime).

#### 4. Abateri de la caracteristica ideală

- caracteristica ideală: 
$$i_D = I_0 \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right)$$

- caracteristica unei diode reale:



\* zona I – zona caracteristicii ideale

\* zona II – zona curenților mari - conține rezistențele zonelor neutre – apare o tendință de liniarizare a caracteristicii

\* zona III – zona curenților direcți de valoare mică – nu se mai pot neglija fenomenele de generare-recombinare din regiunea de trecere (care crește); se

obține o caracteristică de tipul  $e^{\frac{qu_D}{2kT}}$ ; mai corect,  $e^{\frac{qu_D}{\eta kT}}$  cu valori pentru  $\eta$  de circa 1,2 (pentru Ge) și, respectiv de 1 - 1.5 (pentru Si)

\* zona IV – zona tensiunilor inverse mici (normale); curentul invers are mai multe componente:

- curentul de saturație al joncțiunii (constant);
- curentul de generare din regiunea de trecere (crește odată cu creșterea valorii inverse a tensiunii aplicate);
- curentul de pierderi la suprafață (dependent de tensiunea aplicată)

Ponderile acestor componente sunt diferite în funcție de material.

\* zona V – zona tensiunilor inverse mari, în care curentul invers crește nelimitat (poate fi limitat numai de circuitul exterior). Sunt 2 fenomene:

- fenomen Zener – smulgerea de purtători din rețea prin câmp electric;
- fenomen de multiplicare în avalanșă – producere de purtători prin generare sau prin câmp electric, accelerarea acestora, ciocnirea cu rețeaua și smulgerea altor purtători.

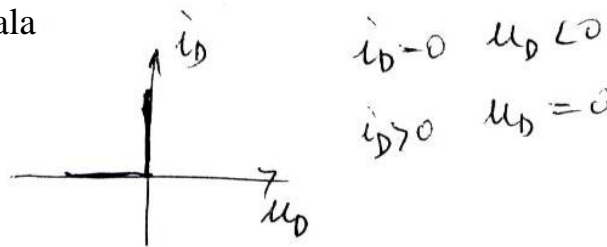
$|i_{invers} = MI_0|$  coeficient de multiplicare în avalanșă:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{u_D}{U_{str}}\right)^m}$$

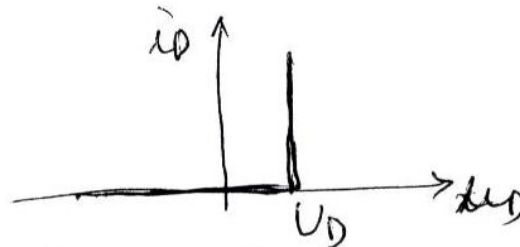
$U_{str}$  tensiune de străpungere – dependentă de concentrațiile de impurități;  
 $m$  exponent dependent de material: 3 pentru Ge tip P+N, 4-7 pentru Ge tip PN+, Si.

Aproximarea caracteristicilor:

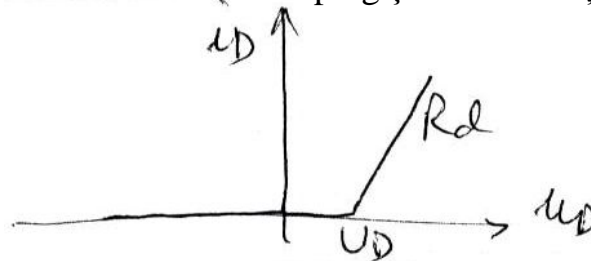
- dioda ideala



- dioda idealizată, cu tensiune de prag,  $U_D$  cu valori de 0,2-0,3V pentru Ge și 0,6V pentru Si (la curenți relativ mici)



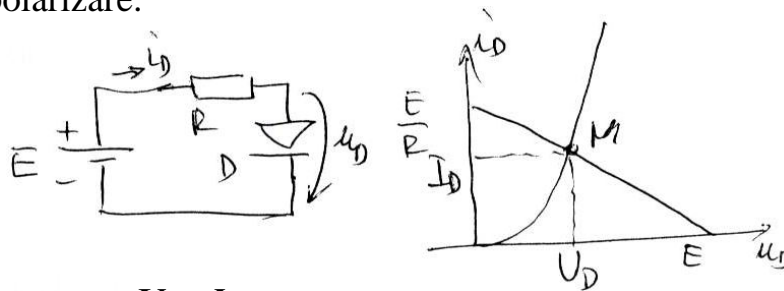
- dioda idealizată cu tensiune de prag și cu rezistență serie



- curentul invers se neglijează, practic, întotdeauna; eventual se ține seama de rezistența de pierderi, de valoare foarte mare.

### 4. Regimul dinamic al joncțiunii pn

Circuit de polarizare:

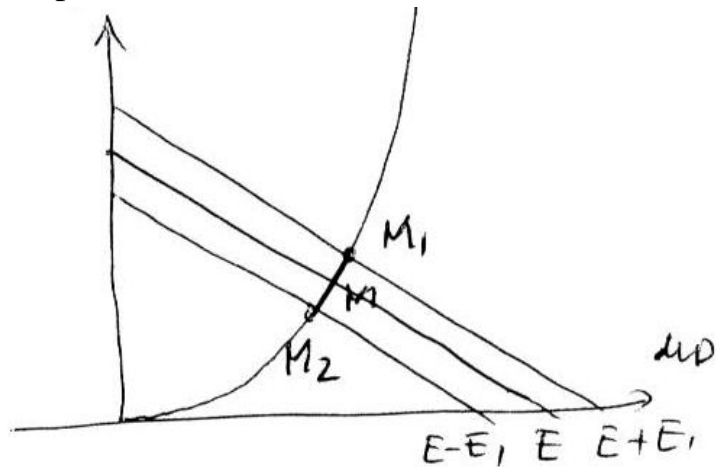
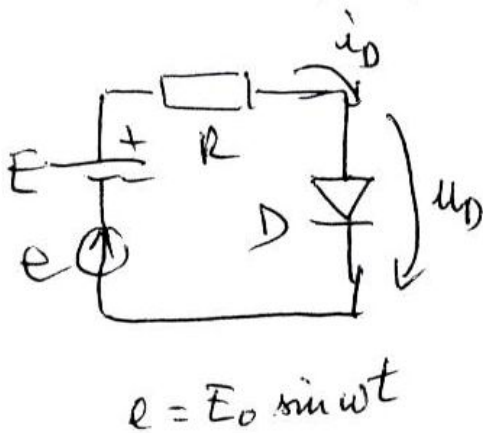


Determinarea PSF:  $(U_D, I_D)$

Ecuatii:  $E = Ri_D + u_D$  dreapta de funcționare statică → PSF

$$i_D = i_D(u_D) \quad M(I_D, U_D)$$

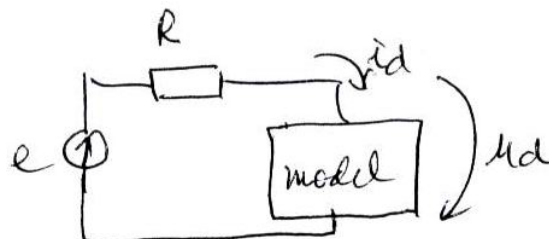
Regimul dinamic se aplică peste regimul de curent continuu. Punctul de funcționare se deplasează în jurul PSF iar pentru semnale variabile suficient de mici, comportarea diodei poate fi considerată liniară.



Este necesar un model (o schema echivalentă) valabil pentru regimul dinamic și anume pentru determinarea curentului prin circuit și a tensiunii la bornele diodei.

a) la frecvențe joase – se pot neglija fenomenele reactive și modelul va fi caracterizat printr-o **rezistență dinamică**.

Fie:  $\begin{cases} u_D = U_D + u_d \\ i_D = I_D + i_d \end{cases}$  componente PSF și componente variabile;





$$i_D = I_0 \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) = I_0 \left( e^{\frac{q(U_D + u_d)}{kT}} - 1 \right) = I_0 \left( e^{\frac{qU_D}{kT}} e^{\frac{qu_d}{kT}} - 1 \right) =$$

$$= I_0 \left( e^{\frac{qU_D}{kT}} \left( 1 + \frac{qu_d}{kT} \right) - 1 \right) = I_0 \left( e^{\frac{qU_D}{kT}} - 1 \right) + I_0 \frac{qu_d}{kT} e^{\frac{qU_D}{kT}}$$

Rezultă:  $i_d = I_0 \frac{qu_d}{kT} e^{\frac{qU_D}{kT}}$

rezistența dinamică:  $r_d = \frac{u_d}{i_d} = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_0 e^{\frac{qU_D}{kT}}} = \frac{kT}{q(I_D + I_0)}$

La polarizare directă:  $U_D > 0, U_D \gg \frac{kT}{q} = 0,026 \text{ V}$

$$r_d = \frac{kT}{q(I_D + I_0)} \cong \frac{kT}{qI_D} = \frac{v_T}{I_D}$$

$$r_d = \frac{v_T}{I_D} = \frac{26}{I_D}; \quad [\Omega] = \frac{[mV]}{[mA]}$$

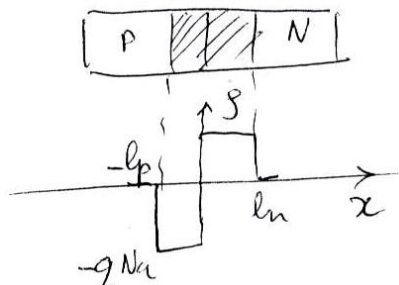
La polarizare inversă:  $U_D < 0, |U_D| \gg \frac{kT}{q}$

$$r_d = \frac{kT}{qI_0} \quad \text{foarte mare}$$

b) la *frecvențe înalte* apar elemente capacitive:

- datorită sarcinilor fixe din regiunea de trecere
- datorită sarcinilor mobile din zonele în care are loc difuzia de purtători de sarcină

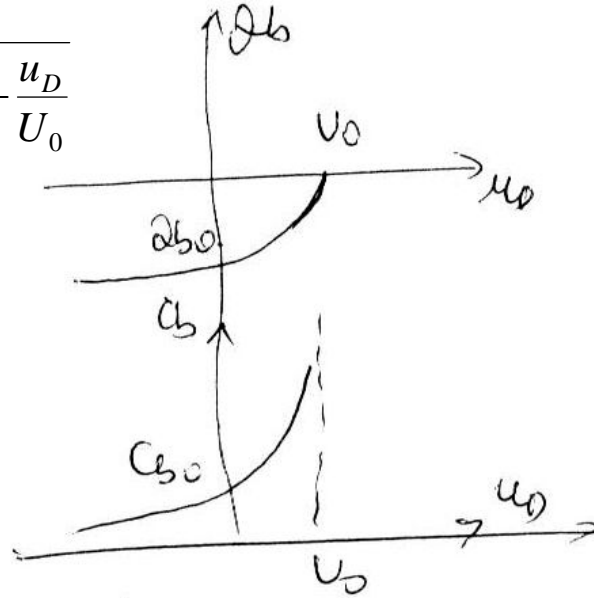
b1) *capacitatea de barieră*



- sarcina acumulată în regiunea de trecere (sarcină electron X concentrație X volum):

$$Q_b = -qN_a A l_p = -qN_a A \frac{n_n}{n_n + p_p} l$$

$$Q_b = -qN_a A \frac{n_n}{n_n + p_p} l_0 \sqrt{1 - \frac{u_D}{U_0}}$$



$$\Delta u_D \Rightarrow \Delta Q_b \Rightarrow C_b$$

$$C_b = \left. \frac{dQ_b}{du_D} \right|_M = -qN_a A \frac{n_n}{n_n + p_p} l_0 \left( -\frac{1}{2} \frac{1}{U_0} \right) \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{U_D}{U_0}}}$$

$$C_b = \frac{C_{b0}}{\sqrt{1 - \frac{U_D}{U_0}}}; \quad C_{b0} = \frac{qN_a A \frac{n_n}{n_n + p_p} l_0}{2U_0}$$

-  $C_{b0}$  este proporțional cu aria joncțiunii;

- În funcție de profilul de impurități se obțin relații de forma:

$$C_b = \frac{C_{b0}}{\left(1 - \frac{u_D}{U_0}\right)^m} \quad \text{cu } m \text{ având valori cuprinse între } 0,3 \text{ și } 0,5.$$

De regulă, are efect negativ (întârzie răspunsul la frecvențe înalte)

Se folosește sub forma de *diodă Varicap*.

b2) **capacitatea de difuzie**

Este determinată de surplusul de sarcină obținut prin difuzie:

$$Q_d^p = qA \int_{l_n}^{\infty} p_{exces} dx = qA \int_{l_n}^{\infty} p_n \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x-l_n}{L_p}} dx =$$

$$= qAp_n \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right) \left( -L_p \right) e^{-\frac{x-l_n}{L_p}} \Big|_{l_n}^{\infty} = qAp_n L_p \left( e^{\frac{qu_D}{kT}} - 1 \right)$$

$$\Delta u_D \Rightarrow \Delta Q_d^p \Rightarrow C_d$$

$$C_d^p = \frac{dQ_d^p}{du_D} \Big|_M = qAp_n L_p \frac{q}{kT} e^{\frac{qu_D}{kT}} \quad \text{componenta determinată}$$

de goluri; la fel pentru electroni.

Capacitatea totală de difuzie:

$$C_d = \frac{Aq^2 (p_n L_p + n_p L_n)}{kT} e^{\frac{qu_D}{kT}} = ct \cdot I_D \quad \text{(din PSF).}$$

Pentru o joncțiune P+N: 
$$\begin{cases} N_a \gg N_d; p_{p2} \gg n_n; \\ n_p = \frac{n_i^2}{p_p} \ll \frac{n_i^2}{n_n} = p_n \end{cases}$$

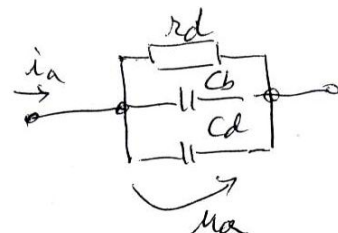
$$C_d \cong C_d^p = \frac{Aq^2 p_n L_p}{kT} e^{\frac{qu_D}{kT}} = \frac{q}{kT} \frac{qAp_n D_p}{L_p} \frac{L_p^2}{D_p} e^{\frac{qu_D}{kT}};$$

$$C_d = \frac{q}{kT} \tau_p I_D$$

Capacitatea de difuzie este proporțională cu curentul direct prin diodă.

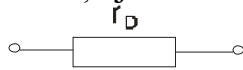
Capacitatea de difuzie este mai importantă decât capacitatea de barieră în conducție directă și este neglijabilă la polarizarea inversă a diodei.

Circuitul echivalent la semnale mici al diodei va fi:



Modele simplificate:

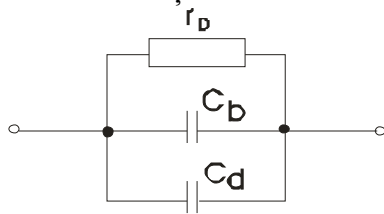
- la frecvență joasă:



- la blocare:



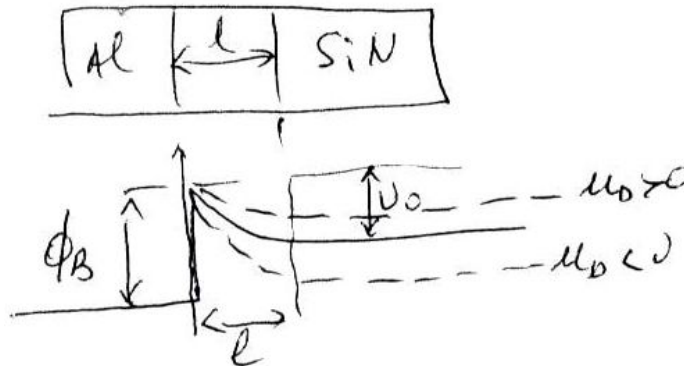
- la conducție cu tensiuni directe mici



## 6. Variante constructive de diode semiconductoare

Se pot realiza și **diode Schottky**, cu funcții asemănătoare diodelor realizate cu joncțiuni pn.

Diodele Schottky se realizează prin contact metal-semiconductor de tip redresor, de obicei Al cu SiN slab dopat cu impurități ( $<10^{17} / \text{cm}^3$ )



- la contact se formează o barieră de potențial și o regiune de sarcină spațială extinsă numai în semiconductor. Rezultă că dioda Schottky funcționează numai cu purtători majoritari.

- la echilibru termodinamic curentul prin diodă este nul prin compensarea celor două componente de electroni ce depășesc cele două bariere de potențial,  $\Phi_B$  și  $U_0$ .

- la polarizare directă ( $u_D > 0$ ) bariera semiconductor-metal se micșorează și crește numărul de electroni ce trec din semiconductor în metal; apare curent direct care ascultă de relația:

$$i_D = I_0 \left( e^{\frac{qu_D}{\eta kT}} - 1 \right), \quad \text{cu } \eta \cong 1$$

- la polarizare inversă ( $u_D < 0$ ), bariera de potențial crește și fluxul de electroni de la semiconductor spre metal scade foarte mult.

Proprietăți:

- căderea de tensiune directă este mai mică (circa la jumătate) decât la o diodă bazată pe joncțiune pn (regiunea de trecere se extinde numai în semiconductor);

- în regim dinamic contează numai rezistența dinamică și capacitatea de barieră (capacitatea de difuzie nu există deoarece nu sunt purtători minoritari de sarcină) → funcționare foarte bună la frecvențe mari și în comutație (timp de comutație mai mici de 100 ps).

1. **Diode de semnal mic** – diverse utilizări

- parametri: - curentul maxim direct admisibil – 50 - 100 mA  
 - tensiunea invers maxim admisibilă – 20 – 100 V  
 - putere disipată maxim admisibilă – 150 mW

2. **Diode redresoare** – utilizare în conversia  $ca \rightarrow cc$  pentru frecvențe de până la 400 Hz

- curentul maxim direct admisibil - 10 mA – 100 A  
 - tensiunea invers maxim admisibilă – 10 – 1000 V  
 - putere disipată maxim admisibilă – 0,1 – 100 W

(se pot utiliza și sub forma de punți redresoare)

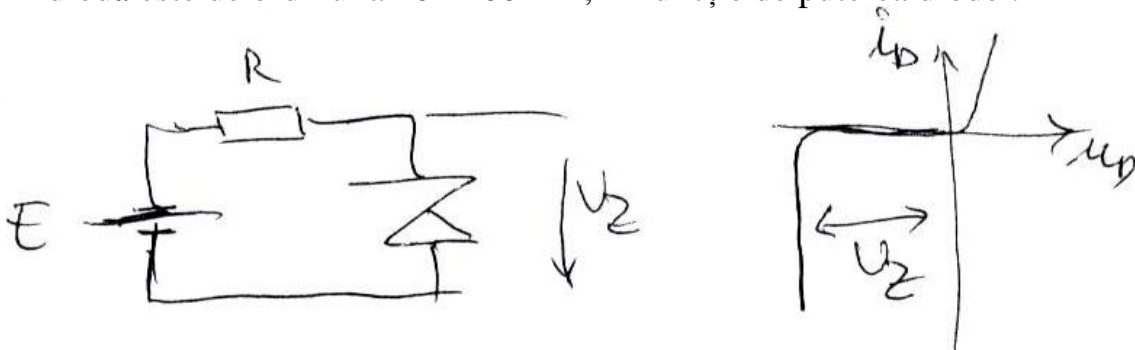
3. **Diode de detecție** – demodularea semnalelor, funcționează la frecvențe mari și foarte mari, dar la puteri mici. Pot fi diode cu joncțiuni sau diode Schottky.

4. **Diode varicap** – cu utilizare în circuite acordate, oscilatoare, filtre, la care se folosește dependența capacității de barieră a diodei de tensiunea inversă aplicată; capacitatea de barieră este proporțională cu aria joncțiunii:

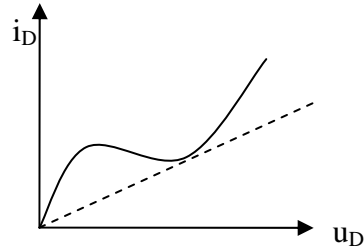
$$C_b = \frac{C_{b0}}{\left(1 - \frac{U_D}{U_0}\right)^m}$$

5. **Diode de comutație** utilizate în circuite de comutație; parametrii principali îi reprezintă *timpii de comutație directă și inversă*; de obicei, parametrii referitori la mărimile maxim admisibile nu sunt limitativi.

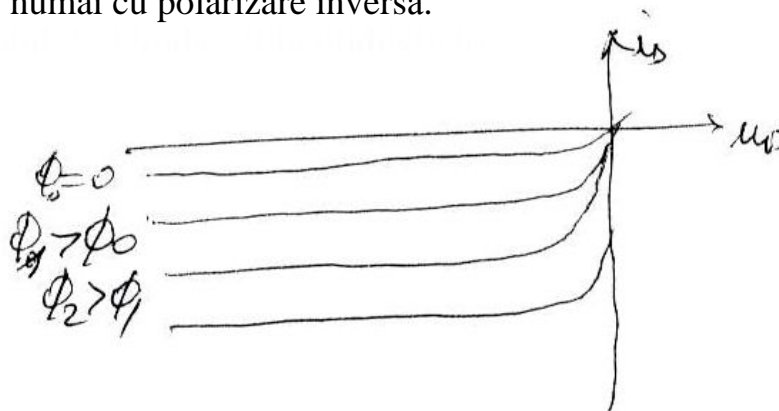
6. **Diode Zener** se bazează pe fenomenul de multiplicare în avalanșă. tensiunea stabilizată este cuprinsă între 3V și 100V iar curentul prin diodă este de ordinul a 10 - 100 mA, în funcție de puterea diodei.



7. **Diode Tunel** (Esaki) sunt de tipul P+N+ la care surplusul de purtători trece peste bariera de purtători prin efect tunel; are caracteristica cu rezistență negativă și se folosește în circuite care funcționează la frecvențe mari sau în circuite de comutație.



8. **Fotodiode** (fotoelemente) sunt diode cu jonțiuni sau de tip Schottky la care radiațiile luminoase pot pătrunde prin capsulă și sunt absorbite de materialul semiconductor – ca urmare se intensifică procesul de generare de perechi electron-gol și se modifică curentul de saturație al diodei. Se folosește numai cu polarizare inversă.



9. **Diode electroluminiscente** (LED) sunt realizate din jonțiuni de tipul GaAs, semiconductor cu banda interzisă de circa 1,6 -1,7 eV. În urma recombinărilor directe, se emit cuante de lumină în spectrul vizibil, cu diferite culori. Funcționează numai la polarizare directă.

10. **Diode generatoare și amplificatoare de microunde** (IMPATT, TRAPATT, BARIT) – funcționează după alte principii fizice.