

IV 516902

ANDREI DOBRESCU

**ELEMENTE
DE
ELECTRONICĂ NUCLEARĂ**

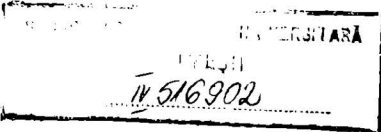
Editura Universității din București

ANDREI DOBRESCU

Id 220-751

**ELEMENTE
DE
ELECTRONICĂ NUCLEARĂ**

**Editura Universității din București
– 2001 –**



Referenți științifici: **Prof. dr. Mihail CONTINEANU**
Lector dr. Cornel STĂNESCU

© Editura Universității din București
Șos. Panduri 90-92, București - 76235; Tel./Fax: 410.23.84
E-mail: editura@unibuc.ro
Internet: www.editura.unibuc.ro

B.C.U. Bucuresti



C20015445

Descrierea CIP a Bibliotecii Naționale

DOBRESCU, ANDREI N.

Elemente de electronică nucleară / Andrei Dobrescu -
București, Editura Universității din București, 2001

p. ; 24 cm.

Bibliogr.

ISBN 973-575-524-6

621.38

Cuprins

Camere de ionizare	5
Cazul ionizării constante	8
Camera cilindrică	12
Contori proporționali	14
Contorii Geiger-Müller	16
Scintilatori	18
Detectori cu semiconductori	22
Spectrul de energie al electronilor în solide	23
Statistica purtătorilor în semiconductori	29
Semiconductori cu impurități	36
Conducția curentului în semiconductori	37
Difuzia purtătorilor mobili. Densitățile curenților de difuzie și densitățile totale de curent	38
Legea de conservare a sarcinii electrice. Ecuațiile de continuitate	39
Joncțiunea PN	42
Capacitatea de barieră a joncțiunii PN	49
Caracteristica de curent-tensiune a diodei ideale	50
Polarizarea inversă a joncțiunii PN	53
Comportarea diodei în regim armonic permanent	55
Dioda varactor (dioda varicap)	57
Dioda tunel	58
Diode cu contact punctiform	61
Diode stabilizatoare de tensiune (diode Zener)	62
Tranzistori bipolari	66
Valorile curenților de emitor și colector	72
Eficiența emitorului	75
Eficiența bazei	75
Caracteristici statice	77
Caracteristici statice în conexiunea BC (bază comună)	78

Caracteristicile de intrare	78
Caracteristicile de ieșire	79
Caracteristicile de transfer	80
Caracteristici statice în conexiunea emitor comun	80
Familia caracteristicilor de intrare	81
Familia caracteristicilor de ieșire	82
Familia caracteristicilor de transfer în conexiunea cu emitor comun	84
Punct static de funcționare. Circuite de polarizare	86
Stabilirea punctului static de funcționare	87
Circuite speciale de prelucrare a impulsurilor	90
Circuite rapide de numărare	92
Măsurarea vitezei de numărare (Ictometre)	94
Circuite de coincidență	95

Camere de ionizare

Pentru determinarea activității preparatelor radioactive sunt folosite camere de ionizare și contori Geiger-Müller, sau contori cu scintilație. Camerele de ionizare sunt realizate în principiu din două suprafețe metalice cu conductivitate ridicată (fig.1). Între cele două suprafețe Σ^+ respectiv Σ^- găsimu-se un gaz ușor ionizabil. Ca urmare a proceselor de dezintegrare radioactivă în interiorul camerei se formează ioni pozitivi și negativi care deplasându-se sub acțiunea câmpului electric crează o diferență de potențial U_0 aplicată între suprafețele Σ^+ și Σ^- , crează curenți de convecție. Conform legii de conservare a energiei în câmpul electromagnetic:

$$IU_0 = \int_{\tau} \overline{E} \overline{J} d\tau + \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} \frac{1}{2} \left(\epsilon \overline{E}^2 + \frac{\overline{B}^2}{\mu} \right) d\tau \quad (1)$$

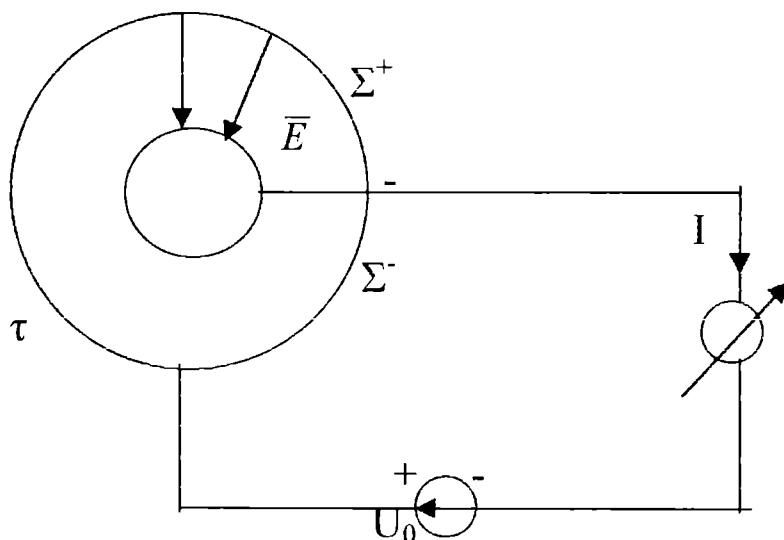


Fig.1

Unde I este curentul datorat ionilor pozitivi și negativi \overline{J} densitatea locală a curentului de convecție, \overline{E} și \overline{B} câmpul electric respectiv câmpul

de inducție magnetică din interiorul camerei și ε și μ constanta dielectrică respectiv permitivitatea magnetică a gazului ionizabil.

Vom nota cu n^+ și n^- concentrația ionilor pozitivi și negativi, cu $e=1,6 \times 10^{-19} C$ sarcina elementară, \bar{v}^+ și \bar{v}^- vitezele locale ale ionilor în interiorul camerei. Densitatea locală a sarcini electrice a ionilor pozitivi și negativi este:

$$\rho = e(n^+ - n^-) \quad (2)$$

iar densitatea de curent

$$\bar{J} = e(n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) \quad (3)$$

Din legea de conservare a sarcinii electrice:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \bar{J} = 0 \quad (4)$$

rezultă:

$$e \frac{\partial}{\partial t} (n^+ - n^-) + \text{div} (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) = 0 \quad (5)$$

Câmpul electric în interiorul camerei de ionizare poate fi scris ca suma a două componente $\bar{E} = \bar{E}_0 + \bar{E}_1$ unde: \bar{E}_0 este câmpul de natură potențială creat de diferența de potențial U_0 , iar \bar{E}_1 este câmpul variabil în timp datorită ionilor pozitivi și negativi. Câmpurile \bar{E} și \bar{B} satisfac sistemul de ecuații al lui Maxwell:

$$\text{rot } \bar{E}_1 = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad \text{și} \quad \text{rot } \bar{B} = \mu \bar{J} + \varepsilon \mu \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} \quad (6)$$

și respectiv

$$\text{div } \bar{E}_1 = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad \text{și} \quad \text{div } \bar{B} = 0 \quad (7)$$

rezultă că relația (1) se poate scrie sub forma:

$$IU_0 = \int_{\tau} \bar{E}_0 \bar{J} d\tau + \int_{\tau} \bar{E}_1 \bar{J} d\tau + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} \left[\varepsilon (\bar{E}_0 + \bar{E}_1)^2 + \frac{\bar{B}^2}{\mu} \right] d\tau =$$

$$\begin{aligned}
& \int_{\tau} \bar{E}_0 \bar{J} d\tau + \int_{\tau} \bar{E}_1 \bar{J} d\tau + \int_{\tau} \varepsilon \left[\bar{E}_0 \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} + \bar{E}_1 \frac{\partial \bar{E}_0}{\partial t} \right] d\tau + \int_{\tau} \frac{1}{\mu} \bar{B} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\tau = \\
& \int_{\tau} \bar{E}_0 \bar{J} d\tau + \int_{\tau} \varepsilon \bar{E}_0 \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} d\tau + \int_{\tau} \bar{E}_1 \left[\bar{J} + \varepsilon \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} \right] d\tau + \int_{\tau} \frac{1}{\mu} \bar{B} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\tau = \\
& = \int_{\tau} \bar{E} \bar{J} d\tau + \int_{\tau} \varepsilon \bar{E}_0 \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} d\tau + \int_{\tau} \bar{E}_1 \frac{\nabla \times \bar{B}}{\mu} d\tau + \frac{1}{\mu} \int_{\tau} \bar{B} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\tau \quad (8)
\end{aligned}$$

Suma ultimelor două integrale este nulă deoarece:

$$\int_{\tau} \bar{E}_1 \frac{\nabla \times \bar{B}}{\mu} d\tau + \frac{1}{\mu} \int_{\Sigma^+ \cup \Sigma^-} (\bar{B} \times \bar{E}_1) \bar{n} d\Sigma + \frac{1}{\mu} \int_{\tau} \bar{B} \operatorname{rot} \bar{E}_1 d\tau$$

Unde \bar{n} este vectorul unitar normal pe suprafețele Σ^+ respectiv Σ^- . Deoarece câmpul electric în interiorul suprafețelor este identic nul (conductivitatea fiind r indicată iar suprafețele Σ^+ respectiv Σ^- fiind echipotențiale $\int_{\Sigma^+ \cup \Sigma^-} (\bar{B} \times \bar{E}_1) \bar{n} d\Sigma = 0$ de unde deducem:

$$\int_{\tau} \bar{E}_1 \frac{\nabla \times \bar{B}}{\mu} d\tau + \int_{\tau} \frac{\bar{B}}{\mu} \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} d\tau = \frac{1}{\mu} \int_{\tau} \bar{B} \left(\operatorname{rot} \bar{E}_1 + \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \right) d\tau = 0 \quad (9)$$

Curentul I din camera de ionizare are în final expresia:

$$I = \frac{1}{U_0} \left[\int \bar{E}_0 \bar{J} d\tau + \int_{\tau} \varepsilon \bar{E}_0 \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} d\tau \right] \quad (10)$$

Dacă potențialul de referință al suprafeței Σ^- este identic nul atunci potențialul suprafeței Σ^+ este egal cu U_0 :

$$\begin{aligned}
& \int \varepsilon \bar{E}_0 \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} = - \int_{\tau} \varepsilon \operatorname{grad} V \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} d\tau = \\
& = -\varepsilon \int_{\Sigma^+ \cup \Sigma^-} V \frac{\partial \bar{E}_1}{\partial t} \bar{n} d\Sigma + \varepsilon \int_{\tau} V \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{E}_1 d\tau = \\
& = -\varepsilon U_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma^-} \varepsilon \bar{E}_1 \bar{n} d\Sigma + \varepsilon \int_{\tau} V \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{E}_1 d\tau =
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= -U_0 \int_{\tau} \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{E}_1 d\tau + \int_{\tau} V \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{div} \bar{E}_1 d\tau = \\
&= \int_{\tau} (V - U_0) \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau
\end{aligned}$$

În final relația (10) devine:

$$I = \frac{1}{U_0} \left[\int_{\tau} \bar{E}_0 \bar{J} d\tau + \int_{\tau} (V - U_0) \frac{\partial \rho}{\partial t} d\tau \right] \quad (11)$$

Deoarece $E_0 = -\operatorname{grad} V$, atunci:

$$I = -\frac{1}{U_0} \left[\int_{\tau} \operatorname{grad} V (en^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^- e) d\tau + \int_{\tau} (V - U_0) e \frac{\partial (n^+ - n^-)}{\partial t} d\tau \right] \quad (12)$$

Cazul ionizării constante

Dacă n_0 este numărul de perechi de ioni formați în unitatea de volum într-o secundă atunci $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ și:

$$\operatorname{div} (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) = 0 \quad (13)$$

$$\operatorname{div} (n^+ \bar{v}^+) = \operatorname{div} (n^- \bar{v}^-) = n_0 \quad (14)$$

În acest caz relația (12) devine:

$$\begin{aligned}
I &= -\frac{e}{U_0} \int_{\tau} \operatorname{grad} V (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) d\tau = \\
&= -\frac{e}{U_0} \left[\int_{\Sigma^{\pm}} V \bar{n} (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) d\Sigma - \int_{\tau} V \operatorname{div} (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) d\tau \right]
\end{aligned}$$

Ținând seamă de relația (14) putem scrie:

$$I = \left(-\frac{e}{U_0} \right) U_0 \int_{\Sigma^+} (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) d\Sigma =$$

$$= -e \int_{\Sigma^+} \bar{n} (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) d\Sigma \quad (15)$$

Deoarece v^+ pe Σ^+ este nulă:

$$I = e \int_{\Sigma^+} (\bar{n}^- \bar{v}^-) n^- d\Sigma = e \int_{\Sigma^+} n^- v_n^- d\Sigma \quad (16)$$

Unde v_n^- este componenta vitezei ionilor negativi pe direcția normalei la suprafața Σ^+ .

Din (14) deducem imediat :

$$\int_{\tau} n_0 d\tau = \int_{\tau} \operatorname{div}(\bar{n} \bar{v}^-) d\tau = \int_{\Sigma^+} n^- v_n^- d\Sigma \quad (17)$$

În final curentul din camera de ionizare pentru cazul ionizării constante este:

$$I = e \int_{\tau} n_0 d\tau \quad (18)$$

și depinde numai de concentrația perechilor de ioni formați în unitatea de volum și de sarcină elementară e . Pentru aplicații dacă sunt camerele larg răspândite și anume camera cu electrozi plan paraleli și camera cu simetrie axială.

Cameră cu electrozi plan paraleli:

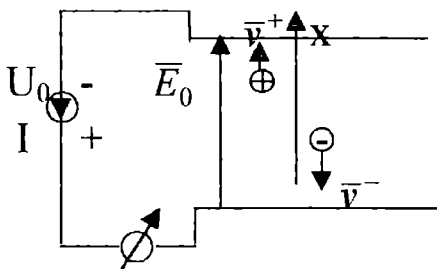


Fig.2

În fig.2 este reprezentată o cameră cu electrozi plan paraleli între cei doi electrozi aplicându-se o tensiune constantă U_0 . Ionii pozitivi se vor

deplasa spre suprafața Σ^- iar ionii negativi spre suprafața Σ^+ . Dacă considerăm o axă perpendiculară pe cele două suprafețe, distanța dintre cele două suprafețe fiind egală cu d , atunci condițiile limita pe care le vor satisface concentrațiile n^+ respectiv n^- vor fi:

$$n^+(0) = 0; \quad n^-(d) = 0 \quad (19)$$

Relațiile (14) ne conduc imediat la variația liniară a produselor n^+v^+ respectiv n^-v^- , vitezele având o singură componentă de-a lungul axei ox:

$$n^+v^+ = a + n_0x; \quad n^-v^- = b + n_0x$$

Ținând seamă de condițiile (19) avem:

$$n^+(0)v^+(0) = 0 = a \quad \text{și} \quad n^-(d)v^-(d) = b + n_0d = 0$$

atunci:

$$n^+v^+ = n_0x \quad \text{și} \quad n^-v^- = n_0(x - d) \quad (20)$$

Calculul câmpului electric și al potențialului se poate face dacă vom lua în considerare dependența vitezelor ionilor de valoarea locală a câmpului electric, de mobilitățile ionilor în câmp și de presiunea gazului. Pentru câmpurile uzuale de ordinul a câteva sute de volți pe metru vitezele pot fi scrise sub forma:

$$v^+ = \frac{\mu^+ E}{p}; \quad v^- = \frac{\mu^- E}{p} \quad (21)$$

unde μ^+ respectiv μ^- sunt mobilitățile ionilor în câmpul electric.

$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

unde :

$$\rho = (n^+ - n^-)e = \left[\frac{n_0x}{v^+} - \frac{n_0(x-d)}{v^-} \right] e$$

De unde:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{n_0}{\varepsilon} \left[\frac{x}{\mu^+ E} - \frac{x-d}{\mu^- E} \right]$$

sau:

$$\frac{1}{2} \frac{dE^2}{dx} = \frac{n_0 p}{\varepsilon} \left[\frac{x}{\mu^+} - \frac{x-d}{\mu^-} \right]$$

de unde:

$$E = \sqrt{\frac{n_0 p}{\varepsilon} \left\{ x^2 \left(\frac{1}{\mu^+} - \frac{1}{\mu^-} \right) + \frac{2dx}{\mu} \right\}} + C$$

Dacă notăm cu E_0 câmpul creat de diferența de potențial atunci câmpul E poate fi scris sub forma:

$$\begin{aligned} E &= E_0 \sqrt{1 + \frac{C'}{E_0^2} + \frac{n_0 p}{\varepsilon E_0^2} \left\{ x^2 \left[\frac{1}{\mu^+} - \frac{1}{\mu^-} \right] + \frac{2dx}{\mu} \right\}} = \\ &= E_0 + \frac{1}{2E_0} \left\{ C' + \frac{n_0 p}{\varepsilon} \left[x^2 \left(\frac{1}{\mu^+} - \frac{1}{\mu^-} \right) + \frac{2dx}{\mu} \right] \right\} \end{aligned}$$

unde : $C' = C - E_0^2$

$$\int_0^d E dx = U_0 = E_0 d + \frac{1}{2E_0} \left\{ C' d + \frac{n_0 p}{\varepsilon} \left[\frac{d^3}{3} \left(\frac{1}{\mu^+} - \frac{1}{\mu^-} \right) + \frac{d^3}{\mu} \right] \right\}$$

cum $E_0 d = U_0$ atunci

$$C' = -\frac{n_0 p}{\varepsilon} \left[\frac{d^2}{3} \left(\frac{1}{\mu^+} - \frac{1}{\mu^-} \right) - \frac{d^2}{\mu} \right]$$

și înlocuind constanta C' deducem expresia câmpului în interiorul camerei de ionizare

$$E = E_0 + \frac{1}{2E_0} \left\{ \frac{n_0 p}{\varepsilon} \left[\frac{1}{\mu^+} - \frac{1}{\mu^-} \right] \left[x^2 - \frac{d^2}{3} \right] + \frac{n_0 p}{\varepsilon} \frac{d}{\mu} [2x - d] \right\}$$

Deoarece mobilitatea ionilor negativi este mult mai mare decât cea a electronilor: $\mu^- \gg \mu^+$.

$$E = \bar{E}_0 + \frac{n_0 P}{2E_0 \epsilon} \left(x^2 - \frac{d^2}{3} \right)$$

Camera cilindrică

În fig.3 se prezintă o cameră cilindrică de lungimea L ; razele celor doi cilindri coaxiale fiind egale cu 'a' respectiv 'b'. Pentru cazul ionizării constante, când numărul de ioni care apar ca urmare a procesului de ionizare, în unitatea de timp și unitatea de volum, vom putea scrie:

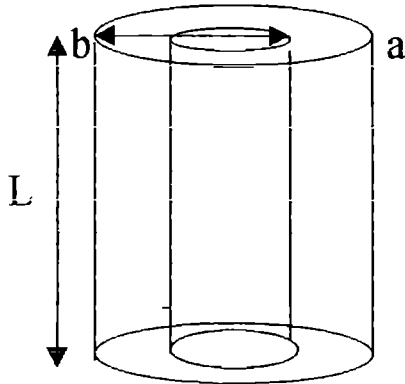


Fig.3

$$n_0 = \text{div}(n^+ v^+) = \text{div}(n^- v^-) = d(rn^+ v^+) / dr = -d(rn^- v^-) / r dr$$

De aici deducem:

$$rn^+ v^+ = \frac{n_0 r^2}{2} + A; \text{ și respectiv } rn^- v^- = -\frac{n_0 r^2}{2} + B$$

unde A și B sunt determinate din condițiile fizice: $n^+(a)=0$; $n^-(b)=0$. Cu aceste condiții rezultă imediat:

$$n^+ = \frac{n_0}{2v^+} \left(r - \frac{a^2}{r} \right); \quad n^- = \frac{n_0}{2v^-} \left(\frac{b^2}{r} - r \right)$$

Câmpul electric dintre cei doi electrozi în absența ionizării:

$$E_0 = \frac{U_0}{r \ln(a/b)}$$

Curentul total din camera de ionizare:

$$I = \frac{e}{U_0} \int_{\tau} \bar{E}_0 (n^+ \bar{v}^+ - n^- \bar{v}^-) d\tau$$

$$I = \frac{e}{U_0} \int_{\tau} E_0 (n^+ v^+ + n^- v^-) d\tau$$

$$I = \frac{e}{U_0} \int_a^b E_0(r) \left[\frac{n_0}{2} \left(r - \frac{a^2}{r} \right) + \frac{n_0}{2} \left(\frac{b^2}{r} - r \right) \right] \cdot 2\pi r L dr$$

unde L este lungimea camerei de ionizare

$$I = \frac{2\pi n_0 e L}{2} (b^2 - a^2) = \pi n_0 e L (b^2 - a^2)$$

De aici deducem că intensitatea curentului de ionizare este proporțională cu sarcină totală produsă în unitatea de timp de agentul ionizator extern. În camera de ionizare mai apar și alte fenomene parazite cum sunt: difuzia și recombinația purtătorilor de sarcină. Cunoșcând

viteza de antrenare $v = \frac{\mu E}{p}$ unde μ - este mobilitatea, E - câmpul electric și

p - presiunea din cameră, se poate determina fracțiunea din curentul de saturație care se pierde prin recombinație:

$$\left(\frac{dI_s}{I_s} \right)_{rec} = \frac{\alpha N_i d^2}{b v^- v^+}$$

unde α - este coeficientul de recombinație, d - distanța dintre electrozi, N_i - numărul de ioni formați. La măsurarea radiațiilor α se folosesc camere de

ionizare de formă plată pentru a reduce influența radiațiilor cu parcurs mai lung (β sau γ), fără a se pierde din sensibilitate. Pentru măsurători se presupune că peretele camerei prin care pătrund particulele α este foarte subțire, având o densitate $\rho=10^{-2}\text{Kg/m}^2$. Astfel pentru particulele α cu energia $E_\alpha = 4\text{MeV}$ și un număr $N_\alpha = 1000$ de particule/minut, curentul de ionizare este:

$$I = \frac{N_\alpha E_\alpha e}{60w} = 3,4 \cdot 10^{-13} \text{ A}$$

unde w este ionizarea specifică în aer ≈ 35 eV.

Pentru măsurarea radiațiilor β , dimensiunile camerelor trebuie să fie mai mari, radiațiile β având putere de ionizare mai mică, iar pentru radiațiile γ dimensiunile sunt și mai mari.

Contori proporționali

Contorii proporționali sunt realizați dintr-un sistem de doi electrozi între care se aplică o tensiune constantă; între cei doi electrozi existând un gaz ionizabil. Dacă tensiunea dintre electrozi contorului depășește o anumită valoare, la același grad de ionizare se observă o creștere a curentului de ionizare. Această ionizare suplimentară este produsă de electronii formați inițial, care datorită accelerării produse în câmpul electric, produc ionizări secundare prin procesul de ciocnire cu moleculele de gaz. Electronii secundari accelerați produc și ei la rândul lor noi ionizări și procesul se produce în avalanșă. În final electrozul care se găsește la un potențial pozitiv (realizat sub forma unui fir foarte subțire într-un contor cu simetrie axială) colectează un număr mai mare de ioni negativi decât cei produși în urma ionizării primare - are loc o amplificare în gaz de ordinul 10^6 . Acest coeficient de amplificare depinde de presiunea gazului, de natura sa și de tensiunea aplicată între electrozi. Sarcina colectată pe firul central este:

$$I(t) = \frac{Mq}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{1}{t + t_0};$$

$$\ln \frac{r_2}{r_1}$$

unde: $t_0 = \frac{r_1}{2\mu_i V} r_1^2$; r_1 și r_2 reprezintă razele celor doi electrozi cilindrici μ_i

- mobilitatea electronilor iar V - tensiunea aplicată între electrozi.

Deoarece $V(t) = \frac{1}{C} \int_0^t I(t) dt$, C fiind capacitatea dintre cei doi electrozi obținem:

$$V(t) = \frac{Mq}{2C \ln \frac{r_2}{r_1}} \ln \left(\frac{t}{t_0} + 1 \right)$$

În fig.4 și fig.5 sunt reprezentate variațiile curentului și tensiunii pe electrodul colector.

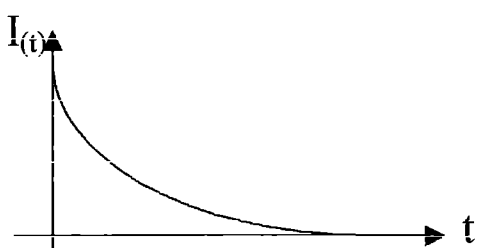


Fig.4

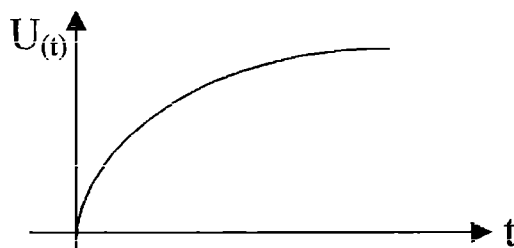


Fig.5

Dacă notăm cu C suma dintre capacitatea de ieșire a contorului și capacitatea montajului de măsură, cu E_i - energia radiației inițiale (ce se disipează în întregime în contor), cu W_i - energia de ionizare specifică a radiației, atunci putem determina factorul de multiplicare:

$$M = \frac{2V_{\min} C W_i}{E_i e}$$

unde e este sarcina elementară egală cu $1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$. Pentru măsurarea radiațiilor α , β și X contorii proporționali cei mai indicați sunt cei cu circulația unui gaz constituit dintr-un amestec de argon 90% + metan 10%. Eficiența detecției este de 100% pentru toate particulele care au străbătut fereastra contorului. Pentru măsurarea de particule α trebuie să se țină seamă și de geometrie, de retroîmprăștiere și de fenomenul de autoabsorbție în substanța sursei. Există două tipuri de contorii folosiți: 2π și 4π , contorii 4π sunt folosiți pentru măsurători absolute.

Contorii Geiger-Müller

Contorii Geiger-Müller au o construcție cilindrică, având catodul format dintr-un cilindru exterior, iar anodul format dintr-un fir central alimentat în raport cu catodul la o tensiune pozitivă care crează în interiorul contorului un câmp electric radial foarte intens. Moleculele de gaz în urma ciocnirilor trec într-o stare excitată iar revenind în stare normală emit fotoni. Fotonii care cad pe suprafața catodului conduc la emiterea, prin efect fotoelectric, de electroni, care, accelerați de câmpul electric dintre electrozi, vor produce prin ciocnire noi ionizări, având loc un proces de ionizare în avalanșă. Emisia de electroni din catod poate fi provocată și de ciocnirea ionilor pozitivi cu suprafața catodului ioni proveniți în urma ionizării primare. Are loc o descărcare (excitație) se folosesc amestecuri de gaze care produc autoexcitația.

Schema de alimentare a contorului.

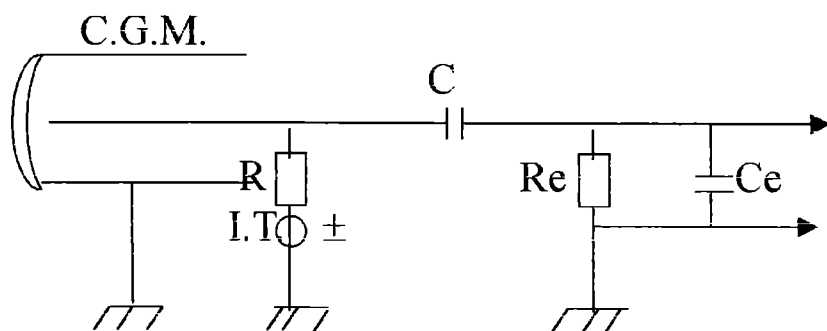


Fig.6

Rezistorul $r_1 = 10^9 \Omega$ este în serie cu sursa de înaltă tensiune I.T. produce excitația din exterior. La trecerea curentului prin rezistorul R se produce o mare cădere de tensiune între electrozii contorului. Dacă notăm cu V tensiunea dintre electrozi atunci timpul de colectare a ionilor pozitivi

care ajung la catod este dat de relația $t^+ = \frac{r_2^2 - r_1^2}{(2V\mu^+) \ln \frac{r_2}{r_1}}$; unde raportul

dintre raza catodului și cea a firului este de ordinul a 100; μ^+ - este mobilitatea ionilor pozitivi. Constanta de timp a circuitului de ieșire este

esențială pentru forma impulsului obținut în urma extincției. Dacă notăm:

$$R = \frac{R_e R_2}{R_e + R_2}$$

considerând reactanța capacității C foarte mică atunci

constanta de timp a circuitului de ieșire: $\theta = RC$.

În funcție de raportul dintre θ și t^+ vom avea diferite forme ale impulsului la ieșire. În fig.7 se dă reprezentarea grafică a formei impulsului la ieșirea din contor pentru diferit rapoarte θ/t^+ .

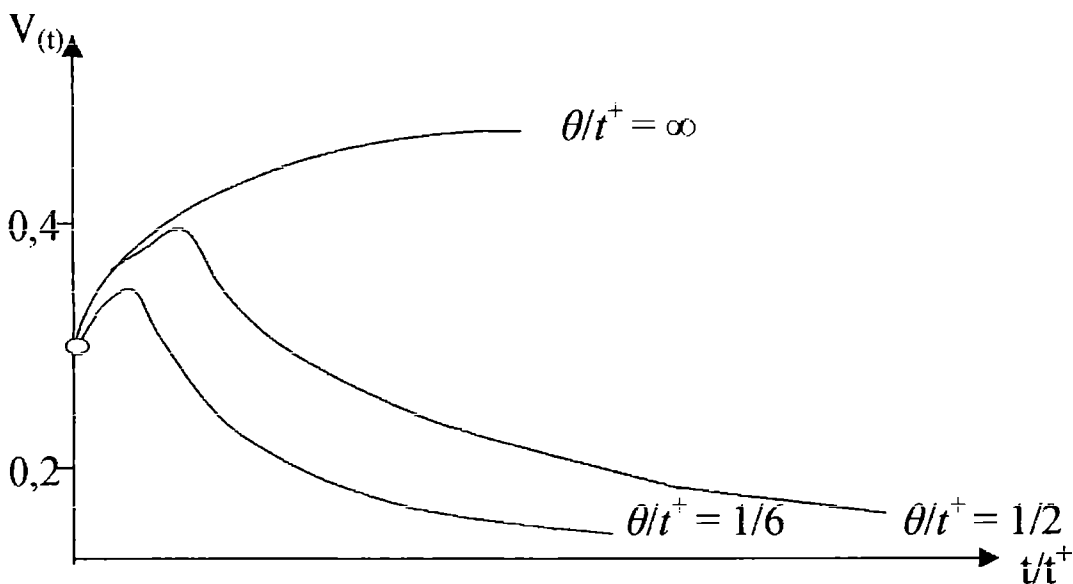


Fig.7

Puterea de rezoluție a contorului este definită ca numărul maxim de impulsuri înregistrate în unitatea de timp, adică $N_{\text{mx}}=1/t_m$ unde t_m este timpul după care contorul poate înregistra un nou impuls. Frontul impulsului dat de contorul Geiger-Müller este de aproximativ 1 μ s durata impulsului dat de contor fiind cuprinsă între 10 și 200 μ s, iar timpul după care contorul poate înregistra un nou impuls este de 10^{-4} secunde (fig.8). Palierele caracteristicii, numărul impulsurilor în funcție de tensiunea aplicată între electrozii are mare importanță în caracterizarea cantităților unui anumit contor. (Fig.9).

Cu cât palierele are o întindere mai mare și cu cât panta de înclinare este mai mică contorul se socotește de bună calitate. Paliere de aproximativ 300 V și cu pante de 15% pentru 100 V sunt des întâlnite. În general tensiunea de lucru se alege la o treime a palierei.

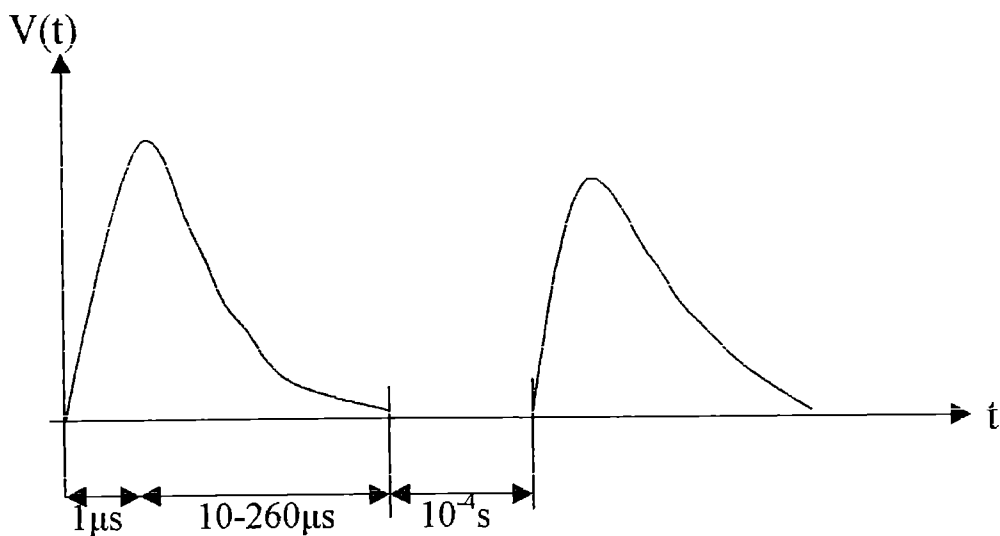


Fig.8

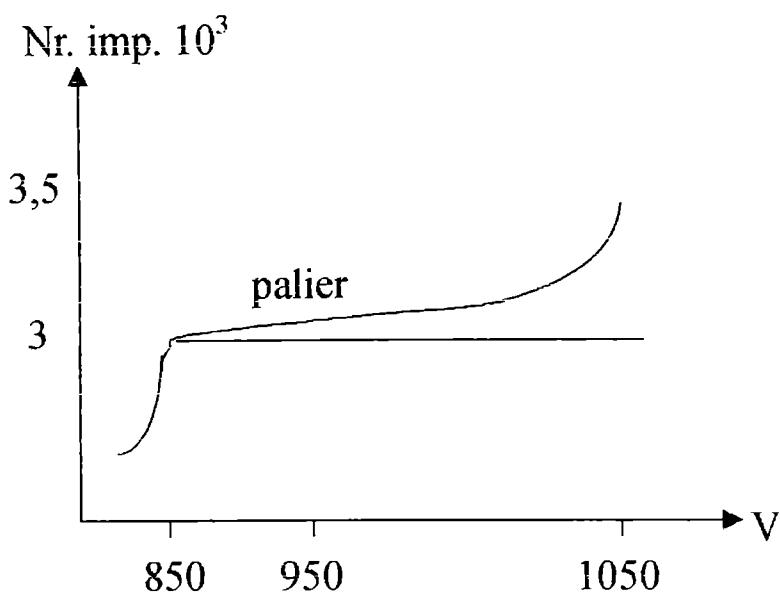


Fig.9

Scintilatori

Detecția radiațiilor nucleare cu ajutorul scintilatorilor este foarte veche, dar a căpătat o largă aplicație abia după apariția fotomultiplicatorilor care transformă scintilația într-un semnal electric. Procesul de absorție a radiației incidente conduce la fenomenul de excitare prin ionizare, are loc

conversia energiei disipate în energia cuantelor de lumină, iar deplasarea fotonilor spre catodul fotomultiplicatorului care prin bombardament conduc la apariția electronilor primari, care apoi în fotomultiplicator conduc la apariția electronilor secundari s.a.m.d. În final la anodul fotomultiplicatorului apare un impuls de curent. Sub acțiunea fotonilor incidenți fotocatorul emite fotoelectroni cu un anumit randament cuantic. Acest randament se poate scrie ca un produs a doi factori C_{fe} și $\eta(\lambda)$ unde C_{fe} este eficacitatea de conversie corespunzătoare maximului caracteristicii spectrale a catodului, iar $\eta(\lambda)$ reprezintă o funcție a cărei valoare maximă este normată și care descrie răspunsul catodului în funcție de lungimea de undă a fotonilor incidenți. Caracteristică spectrală a fotocathodului S_λ dă sensibilitatea relativă pentru energii egale ale luminii incidente pentru fiecare lungime de undă. Prin urmare S_λ este proporțională cu $\lambda \cdot \eta(\lambda)$. Principalele tipuri de fotocatozi având răspunsul în domeniul vizibil sunt de forma: Ag-O-M; Bi-O-Ag-M și Sb-M unde M reprezintă un metal alcalin.

Curentul la anodul fotomultiplicatorului unde $I_f = I_f \cdot m^n$ este curentul dat de fotocathod, m - factorul de multiplicare al fiecărei dinode, n - numărul de dinode. O mare importanță în alegerea fotomultiplicatorului o are caracteristica spectrală a fotocathodului, care trebuie să aibă sensibilitatea maximă la aceeași lungime de undă λ la care scintilatorul produce fluorescența.

Tipul de fotocathod	Elemente constitutive	λ pentru sensibilitate maximă	Randament cuantic $\eta\%$	Sensibilitate maximă în mA/W
S ₁	Ag-O-Cs	8000	10	1,2
S ₂	Bi-Ag-O-Cs	5400	15	11
S ₃	Sb-Na-K-Cs	4200	20	70

Sistemul de alimentare al dinodelor se face de la o sursă de înaltă tensiune printr-un sistem ca cel din fig.10 unde se prezintă sistemul de alimentare al fotomultiplicatorului R.C.A 5819 format din 10 dinode. Între dinodele D₆ și D₇, se aplică o tensiune constantă V și cu ajutorul potențiometrului P se poate obține o stabilizare a amplitudinii

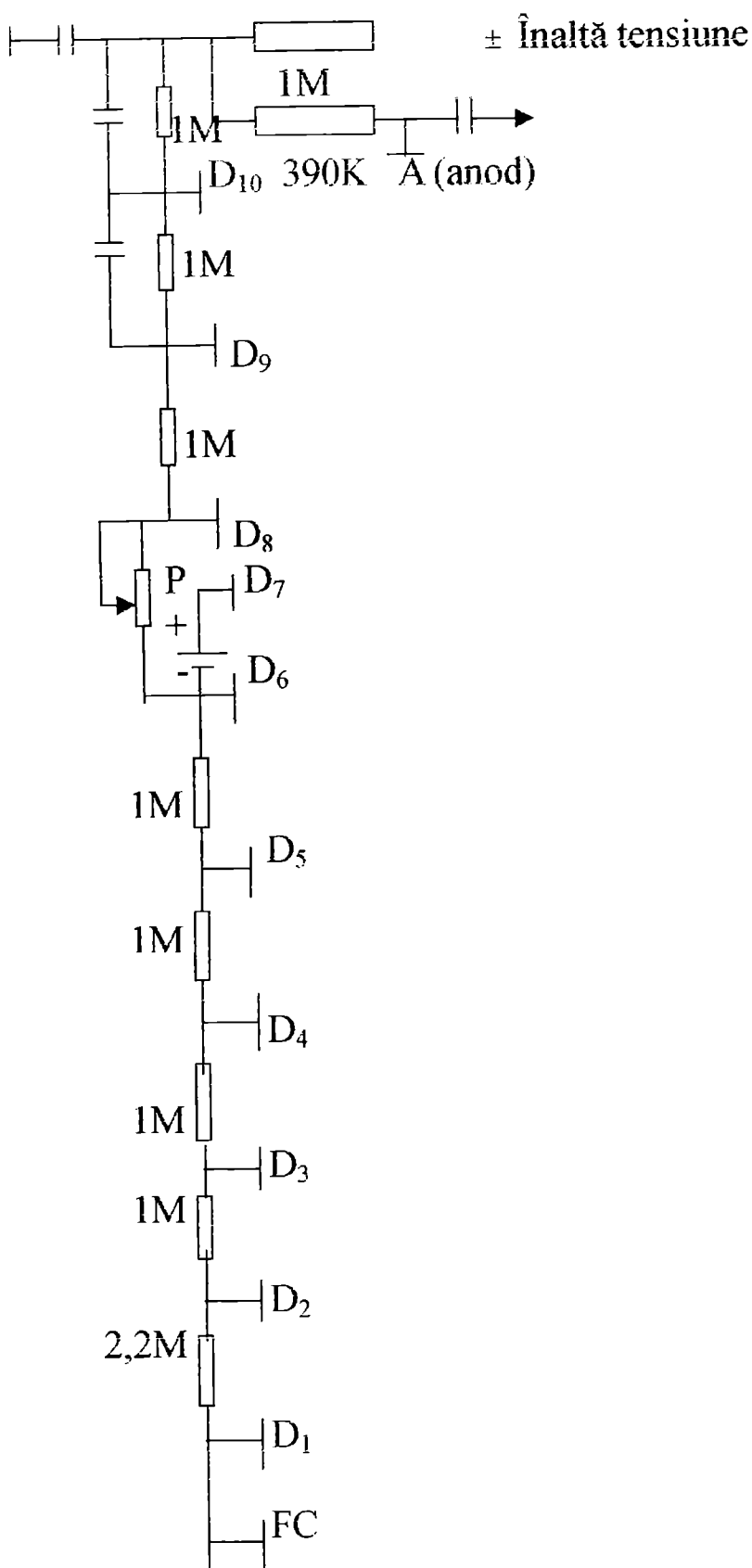


Fig.10. Fotomultiplicator RCA 5819. Schema de alimentare a fotomultiplicatorului.

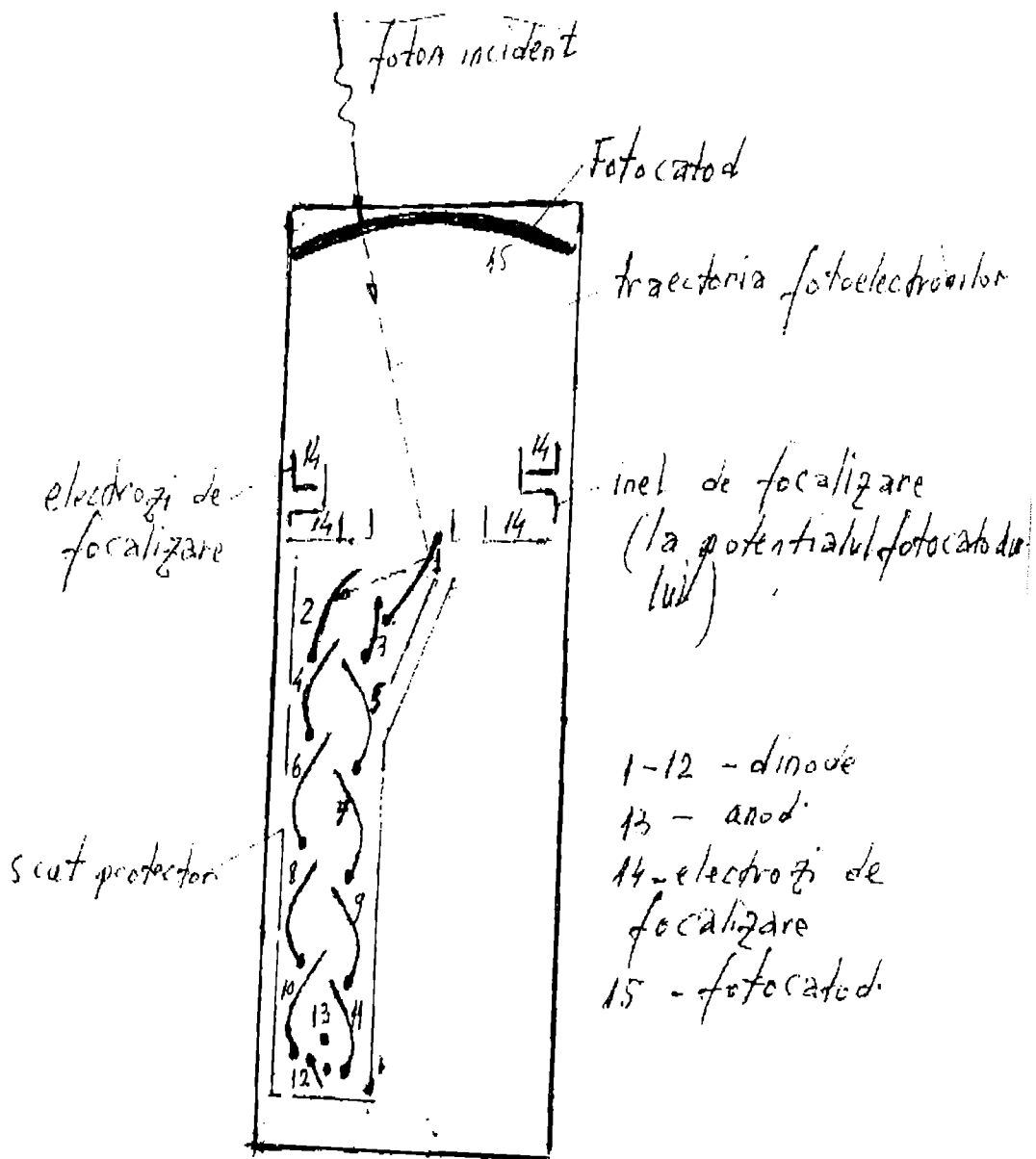


Fig. 10 Fotomultiplicator

Detectori cu semiconductori

Detectorii cu semiconductori au o funcționare asemănătoare cu a camerelor de ionizare, detecția particulelor nucleare făcându-se pe seama proceselor de ionizare în urma cărora apar perechi electron-gol. Avantajul acestui tip de detectori este acela că au o putere mare de stopare (1 mm de Si) absoarbe protonii de ordinul a 12 MeV. Energia medie necesară pentru producerea unei perechi electron-gol fiind de 3,6 eV pentru Si și 2,9 eV pentru Ge. Așa cum a arătat Brown energia minimă sub care nu se mai poate produce o pereche electron-gol este dată de relația:

$$E = \frac{1}{8} \frac{M}{m_e} E_g;$$

unde M este masa particulei nucleare m_e este masa electronului, E_g este lărgimea benzii interzise.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{Q^2}{2C} \right);$$

unde Q este sarcina colectată de cei doi electrozi ai detectorului sub forma unui condensator de capacitate C sau

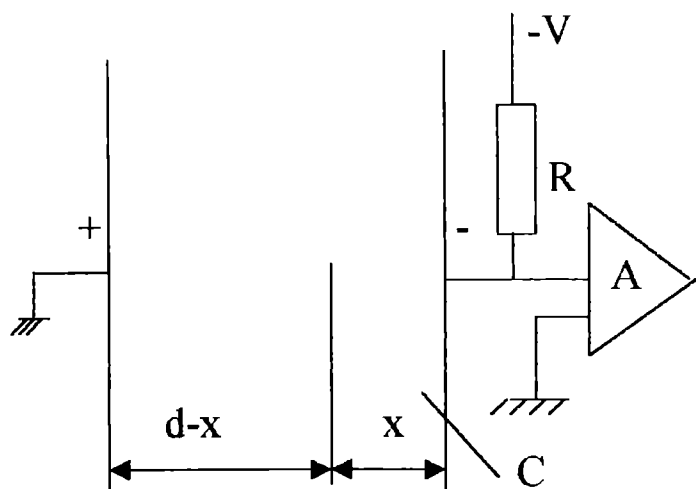
$$\frac{dE}{dt} = \frac{Q}{C} \frac{dQ}{dt} = Vi = evE_0$$

unde E este sarcina elementară, v - viteza electronului sau golului din perechea electron-gol și E_0 este câmpul electric omogen din interiorul condensatorului.

Cum $v = \mu E_0$; μ fiind mobilitatea unui tip de purtător de sarcină.

$$i = \frac{evE_0}{V} = \frac{e\mu E_0^2}{V} = \frac{e\mu V}{d^2};$$

unde $E_0 = Vd$, d fiind distanța dintre electrozi.



R - rezistor
A - amplificator
C - condensator

Dacă timpul de deplasare al purtătorilor de sarcină din locul creerii lui la distanța x de placa condensatorului până la electrod este $t = \frac{x}{v} = \frac{x}{\mu E_0}$ atunci amplitudinile curenților dați de toți electronii și de toate golurile sunt: $i_e = \frac{VQ\mu_e}{d^2}$; $i_g = \frac{VQ\mu_g}{d^2}$ unde Q este sarcina totală colectată, μ_e și μ_g sunt mobilitățile electronilor și golurilor.

Spectrul de energie al electronilor în solide

Una dintre mărimile fizice importante care caracterizează proprietățile electrice ale solidelor este conductibilitatea electrică. O mărime care are un domeniu întins de valori. În funcție de intervalul de valori ale lui σ solidele se clasifică în trei mari categorii: metale, semiconductori și izolatori. Valorile lui σ pentru cele trei tipuri fiind: $10^8 - 10^5 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$; $10^5 - 10^{-8} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$; $10^{-8} + 10^{-20} \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$. Între aceste trei domenii de valori nu există delimitări nete.

Valorile lui σ de mai sus se datoresc structurii interne a solidului care conduce, spre deosebire de cazul atomilor la existența unei structuri de

benzi de energie ale electronului dintre care unele sunt permise iar altele interzise. Astfel, dacă se trimite o radiație electromagnetică asupra unui cristal se constată că la variația frecvenței radiației există o valoare de la care începând are loc procesul de absorție și anume: $\nu \geq \frac{E_g}{2\pi h}$; h fiind constanta lui Planck.

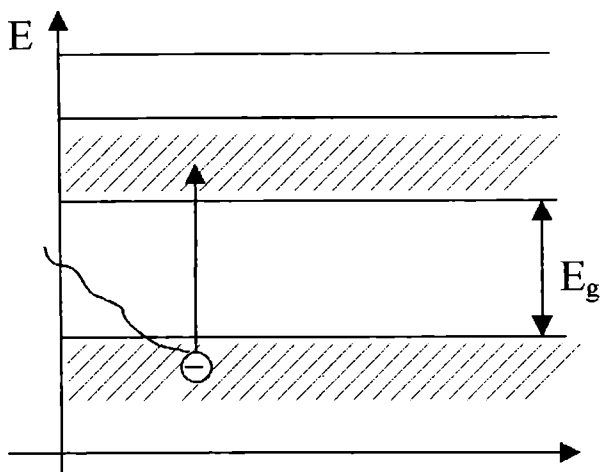
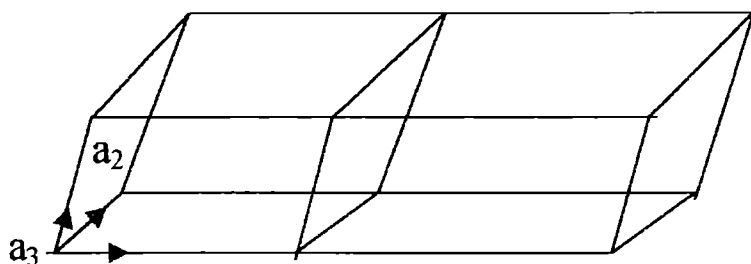


Fig.1.



celulă elementară; a₁

Fig.2. Rețea cristalină

De asemenea, se poate arăta că în cazul semiconductorilor, conductibilitatea este:

$$\sigma(T) = \sigma(0)e\left(-\frac{E_g}{KT}\right);$$

unde $\sigma(0)$ este conductibilitatea la OK; E_g este lărgimea benzii interzise, iar K -constanta lui Boltzmann. Analiza structurală cu raze X a dovedit că marea majoritate a solidelor au o structură cristalină regulată, adică

aranjamentele spațiale ale atomilor sunt astfel încât se repetă periodic de-a lungul oricărei direcții alese arbitrar în interiorul cristalului. Caracterizarea intrinsecă a cristalului din punct de vedere geometric este dată de așa numita celulă primitivă care formează un paralelipiped oblic și care se repetă în toate direcțiile cristalului. Datorită proprietăților de invariantă la o deplasare care rezultă că un nod al rețelei este caracterizat de vectorul de poziție: $\vec{r}_n = n_1\vec{a}_1 + n_2\vec{a}_2 + n_3\vec{a}_3$ unde n_1, n_2, n_3 sunt numere întregi arbitrare, iar $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ sunt vectorii celulei elementare.

Așa cum rezultă din teoria lui Bloch-Brillouin spectrul energetic al semiconductorilor este constituit din benzi de energie, permise, separate de benzi interzise, acestea din urmă îngustându-se pe măsură ce ne deplasăm spre energii mari. Apariția acestor benzi se datorește despiciării fiecărui nivel atomic în N nivele echidistante (N fiind numărul atomilor de-a lungul direcției ox în cristal) datorită efectului Stark. Desfacerea mai pronunțată se observă pentru nivelele superioare de energie. Experimental se constată că lărgimile benzilor permise sunt de ordinul a câțiva electroni volți, astfel că într-o bandă permisă oarecare, dacă avem N subnivele distanța între două subnivele este de ordinul 10^{-13} eV, așa că în cadrul fiecărei benzi putem considera că electronul are un spectru continuu.

Energia potențială a electronului variază periodic în câmpul ionilor rețelei cristaline. (Fig.3).

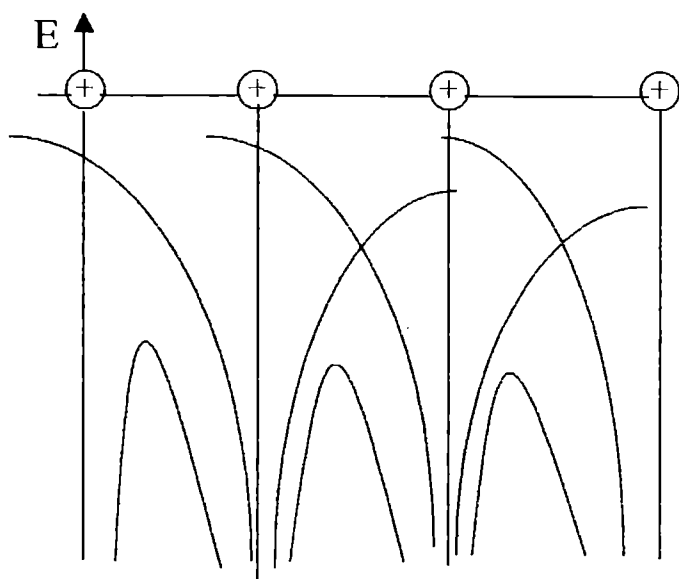


Fig.3. Variația energiei potențiale printru modelul unidimensional.

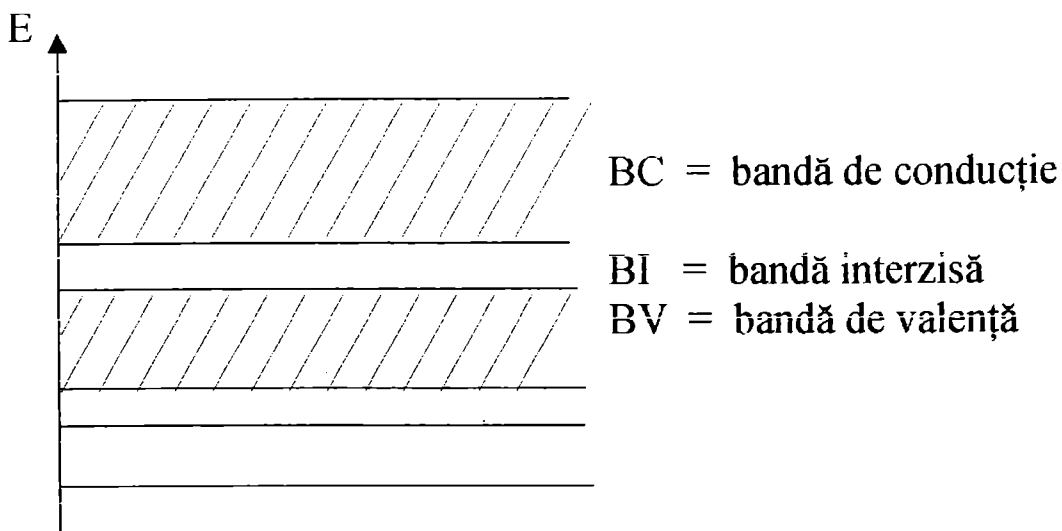


Fig.4 Structura de benzi a semiconductorilor.

Așa cum se constată experimental chiar la temperatura mediului ambiant 300K, electronii din banda de valență pot trece în banda de conducție. Ca urmare a plecării unui electron din banda de valență în banda de conducție rămâne în locul de unde a plecat electronul, un gol încărcat pozitiv cu o sarcină egală numeric cu a electronului. Dintre cristalele semiconductoare cel mai des folosite pentru realizarea dispozitivelor semiconductoare sunt cele de Si, Ge, Sn sau compușii intermetalici: GaAs, InAs, GaP etc, care aparțin structurii tetraedrice. Lărgimea benzii interzise pentru Ge și Si fiind 0,67eV respectiv 1,11eV asigură tranziția, electronilor din banda de valență în banda de conducție chiar la temperatura mediului ambiant.

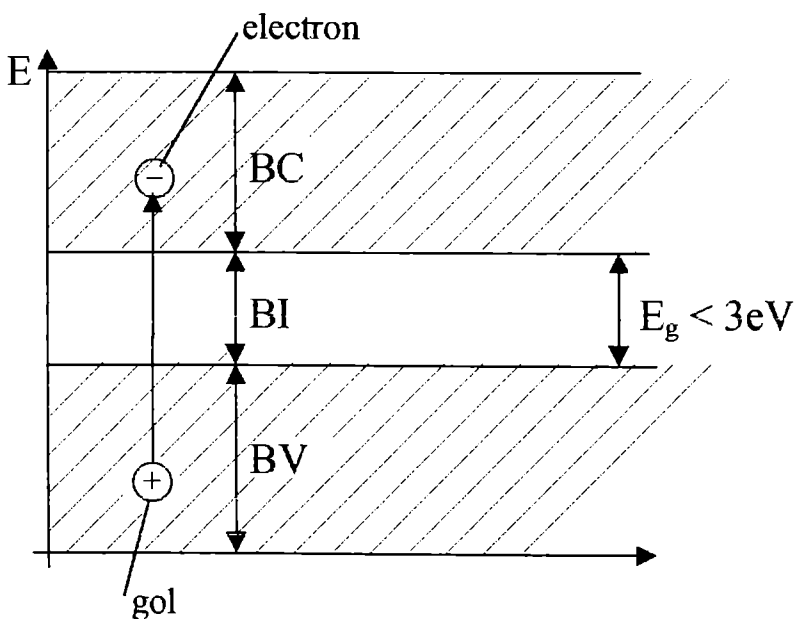


Fig.5

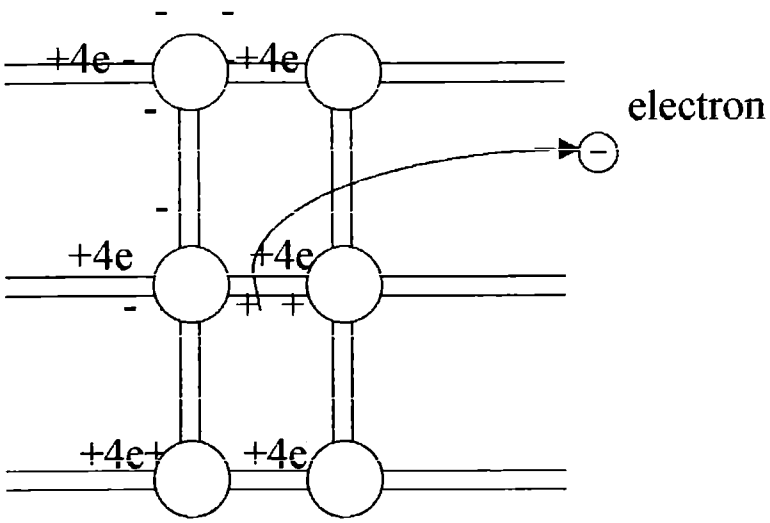
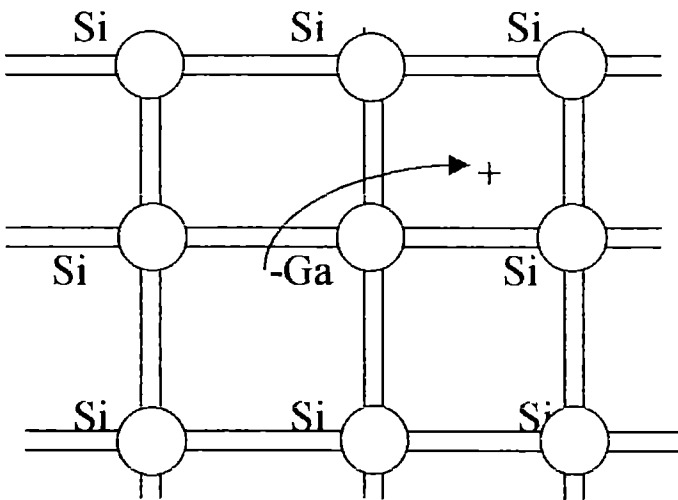
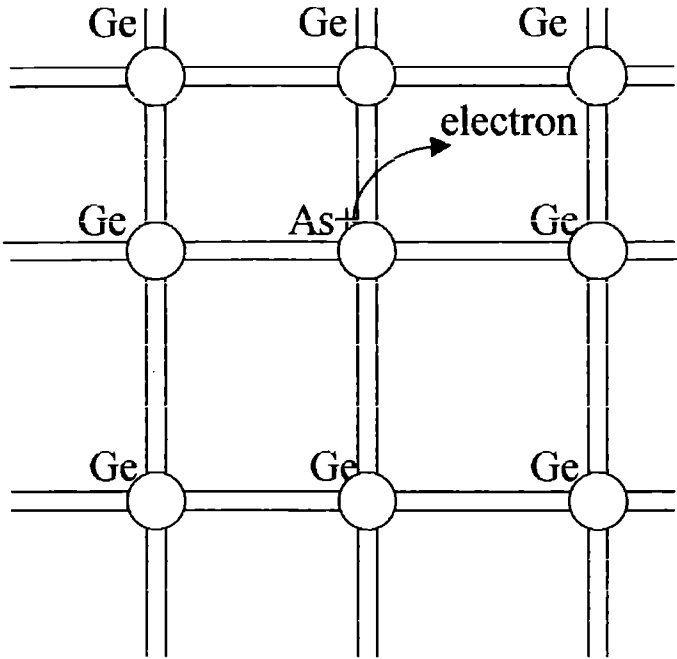
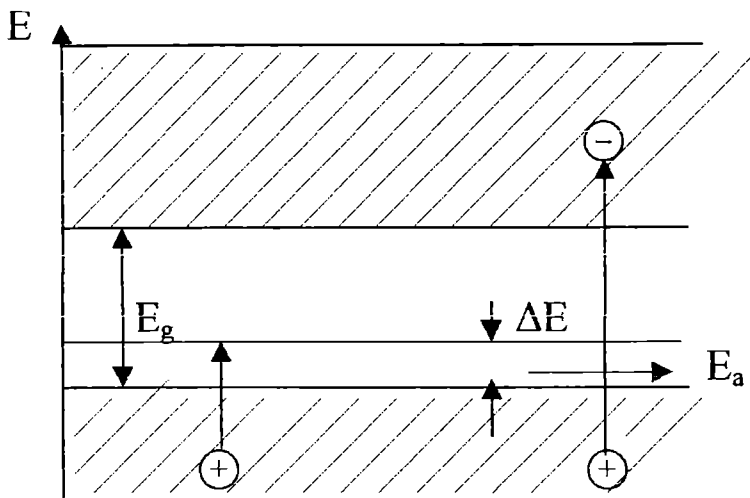
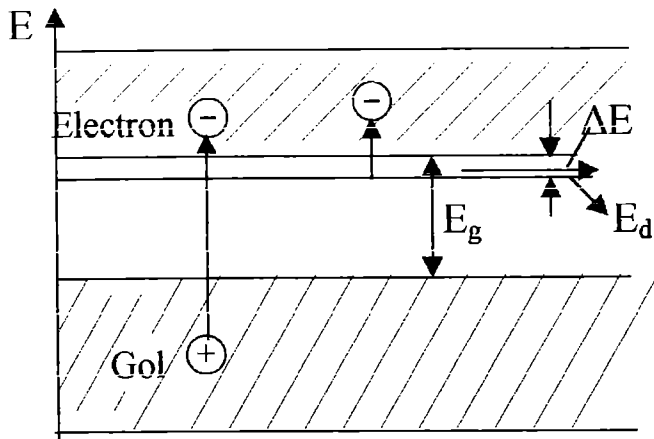


Fig.7





Din punctul de vedere a structurii nivelelor energetice semiconductorii sunt de două tipuri: semiconductori intrinseci care nu posedă nivele adiționale în banda interzisă și semiconductori extrinseci care posedă nivele adiționale. Aceste nivele adiționale se datoresc unor impurități care au fost introduse în interiorul cristalului pentru a mări curentul de conducție. În funcție de tipul impurităților, pot fi donori sau acceptori. Semiconductorii donori au nivelele adiționale în vecinătatea benzii de conducție, iar cei acceptori în vecinătatea limitei superioare a benzii de valență. Semiconductorii cu atomii donori sunt dopați cu atomi pentavalenți de tip (P, As, Sb, Bi) și se numesc semiconductorii de tip N, iar semiconductorii dopați cu atomi trivalenți (In, Ga, Al, B) se numesc

semiconductori de tip P. Aceste denumiri se datoresc faptului că, în cazul semiconductoarelor de tip N, concentrația electronilor din banda de conducție este mai mare decât concentrația golurilor din banda de valență și deci curentul prin semiconductor se datorește purtătorilor majoritari care sunt electronii (golurile fiind purtători minoritari), pe când în cazul semiconductoarelor de tip P, golurile sunt purtători majoritari iar electronii sunt purtători minoritari.

Dăm mai jos modelul benzilor energetice pentru cele două tipuri de semiconductori.

Energiile de ionizare pentru As și Ga sunt foarte mici, de exemplu:

$$\text{Ga} \begin{cases} E_c=0,0108 \text{ eV în Ge} \\ E_c=0,065 \text{ eV în Si} \end{cases}$$

$$\text{As} \begin{cases} E_c=0,0127 \text{ eV în Ge} \\ E_c=0,049 \text{ eV în Si} \end{cases}$$

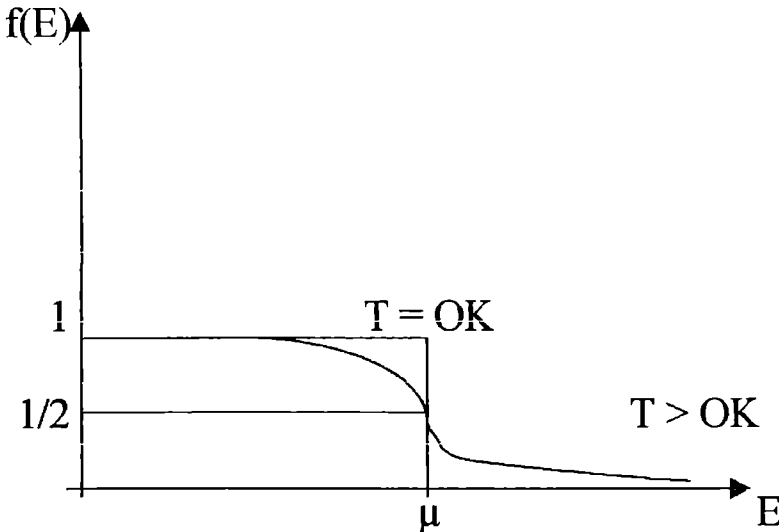
Trecând de pe nivelul E_d în banda de conducție cel de al cincilea electron al As nu lasă în urma sa goluri, întrucât nu participă la legături covalente. În cazul atomilor acceptori electronii trecând din banda de valență pe nivelul E_a lasă în urma lor goluri: - se spune că impuritățile acceptoare injectează golurile în banda de valență. Spre deosebire de masele particulelor individuale electronii și golurile în interiorul semiconductoarelor au mase diferite în interiorul unei anumite zone putând să-și schimbe și semnul. Din această cauză se presupune că electronii și golurile în semiconductori (pentru calculele ce urmează) au mase efective pe care le vom nota prin m_n și m_p (m_n fiind masa efectivă a electronilor iar m_p fiind masa efectivă a golurilor).

Statistica purtătorilor în semiconductori

Pentru a putea determina concentrațiile electronilor și golurilor în interiorul semiconductoarelor, este necesar să amintim că electronii sunt particule de spin semiîntreg deci se supun statisticii Fermi-Dirac. Funcția de distribuție sau posibilitatea de a ocupa un anumit nivel energetic este:

$$F(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-\mu)/KT}}$$

unde: E - este energia pe care o au electronii; μ - potențialul chimic al substanței(sau energia Fermi); K - constanta lui Boltzmann; T - temperatura absolută. După cum se vede la OK toate stările cu $E = \mu$ sunt ocupate, iar stările $E > \mu$ sunt libere, (prin E înțelegem valoarea energiei electronului într-o anumită bandă energetică).



Pentru a putea determina efectiv care este concentrația electronilor este necesar să găsim densitatea de stări energetice sau numărul de electroni care se găsesc pe fiecare nivel energetic dintr-o anumită bandă.

$$\begin{array}{ll} m_p = 0,59m_{Si} & m_p = 0,35m_{Ge} \\ m_n = 1,08m_{Si} & m_n = 0,55m_{Ge} \end{array}$$

unde m este masa electronului.

Deoarece o stare este perfect determinată de valoarea vectorului de undă k și deoarece pentru o anumită direcție:

$$K_i = \frac{2\pi}{L_i} g_i$$

rezultă că pentru o anumită rețea cubică :

$$K_1 = K_x = \frac{2\pi g_i}{L_i} \quad K_2 = K_y = \frac{2\pi g_i}{L_i} \quad K_3 = K_z = \frac{2\pi g_i}{L_i}$$

Rezultă că numărul de stări pe unitatea de volum va fi:

$$n_0 = \frac{1}{L_1} \frac{1}{L_2} \frac{1}{L_3} = \frac{L_1 L_2 L_3}{(2\pi)^3}$$

De unde rezultă că numărul de stări în intervalul: dk_x, dk_y, dk_z va fi:

$$d\nu = n_0 dk_x dk_y dk_z = \frac{L_1 L_2 L_3}{(2\pi)^3} dk_x dk_y dk_z = \frac{V}{(2\pi)^3} dk_x dk_y dk_z$$

V - fiind volumul cristalului. Dacă ținem seamă că pe un nivel energetic se pot găsi doi electroni cu spini opuși rezultă:

$$d\nu = \frac{2V dk_x dk_y dk_z}{(2\pi)^3}$$

Dacă ținem seamă că energia în banda de conducție are expresia:

$$E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n}$$

unde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, iar h este constanta lui Planck, suprafețele de energie fiind sfere în spațiul vectorilor de undă,

$$d\nu = \frac{2V k^2}{(2\pi)^3} dk \sin \theta d\theta d\varphi .$$

Numărul de stări cuprinse în intervalul de energii figurat.

$$d\nu = \frac{2Vk^2 dk}{(2\pi)^3} \int_0^\vartheta \sin\theta d\theta \int_0^{2\vartheta} d\theta = \frac{8\pi V}{(2\pi)^3} k^2 dk$$

și cum:

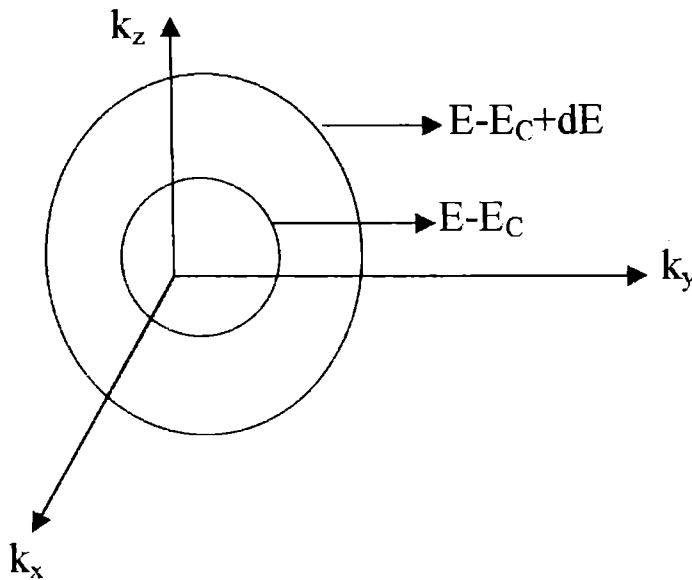
$$k = \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{2}} (E - E_c)^{\frac{1}{2}}$$

de unde:

$$k^2 dk = \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \right)^{-1} \frac{1}{2} (E - E_c)^{-\frac{1}{2}}$$

$$\frac{2m_n}{\hbar^2} (E - E_c) dE = \frac{1}{2} \left(\frac{2m_n}{\hbar^2} \right)^{\frac{3}{2}} (E - E_c)^{\frac{1}{2}} dE$$

$$d\nu = \frac{V}{2\pi^2 \hbar^3} (2m_n)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE$$



Densitatea stărilor pe unitatea de volum și pe unitatea de interval de energie va fi:

$$g_{n(E)} = \frac{d\nu}{VdE} = \frac{(2m_n)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E - E_c)^{1/2}$$

Dacă luăm în considerație probabilitatea de ocupare a unui nivel energetic atunci numărul de electroni din unitatea de volum în intervalul $E, E+dE$:

$$dn = g_{n(E)} f_{n(E)} dE = \frac{(2m_n)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E - E_c)^{1/2} \frac{1}{1 + e^{(E-\mu)/KT}} dE$$

deoarece $E - \mu \gg KT$ (semiconductorul nefiind degenerat) putem scrie:

$$dn = \frac{(2m_n)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E - E_c)^{1/2} e^{-(E-\mu)/KT} dE$$

sau:

$$n = \int_{E_c}^{E_{\max}} dn = \frac{(2m_n)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_c}^{E_{\min}} (E - E_c)^{1/2} e^{-(E-\mu)/KT} dE$$

Exponențiala scăzând rapid cu energia, putem înlocui E_{\max} cu $+\infty$:

$$\begin{aligned} n &= \frac{(2m_n)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} KT^{3/2} e^{-(E_c-\mu)/KT} \int_0^\infty x e^{\frac{1}{2}-x} dx = \\ &= (2m_n)^{3/2} \frac{KT^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \frac{\sqrt{\pi} e^{-(E_c-\mu)/KT}}{2} = N_c e^{-(E_c-\mu)/KT} \end{aligned}$$

unde:

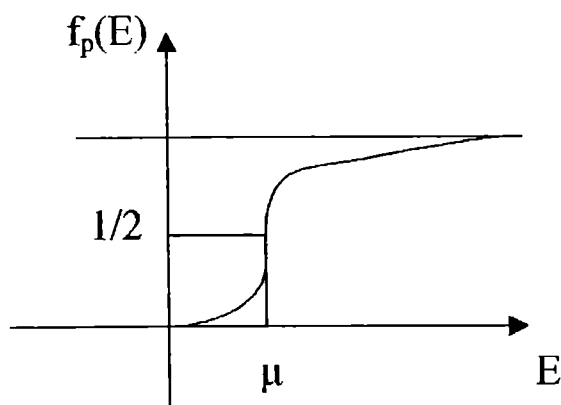
$$N_c = \frac{2(2m_n KT \pi)^{3/2}}{h^3}$$

Mărimea N_c poartă numele de densitate efectivă de electroni. Pentru a determina expresia concentrației golurilor în banda de valență în cazul semiconductorilor intrinseci vom lua în considerație faptul că probabilitatea pe care o are un gol de a ocupa un nivel energetic cu energie E va fi: $f_p(E) = 1 - f_n(E)$ unde $f_n(E)$ este probabilitatea ca un electron să se găsească pe un nivel cu energia E .

$$f_p(E) = 1 - \frac{1}{e^{(E-\mu)/KT} + 1} = \frac{e^{(E-\mu)/KT}}{1 + e^{(E-\mu)/KT}}$$

sau

$$f_p = \frac{1}{1 + e^{(\mu-E)/KT}}$$



Analog, densitatea stărilor pentru goluri:

$$\varepsilon_{p(E)} = \frac{(2m_p)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (E_v - E)^{1/2}$$

Concentrația golurilor în banda de valență va fi:

$$p_0 = \frac{(2m_p)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_{\min}}^{E_v} \left[\frac{(E_v - E)^{1/2}}{1 + e^{-(E-\mu)/KT}} \right] dE$$

Variația exponențială fiind rapidă, putem lua $E_{\min} = -\infty$ și atunci:

$$p_0 = \frac{(2m_p)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_{-\infty}^{E_v} \left[\frac{(E_v - E)^{1/2}}{1 + e^{-(E-\mu)/KT}} \right] dE$$

Dacă facem substituția: $E_v - E = KTx$ avem:

$$p_0 = \frac{(2m_p)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} \int_0^{+\infty} \left[\frac{(KT)^{3/2} X^{1/2} dX}{1 + e^{(\mu-E_v)/KT} e^x} \right] dX$$

cum: $e^{(\mu-E_v)/KT+x} \geq 1$ putem scrie:

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{(2m_p)^{3/2}}{2\pi^2\hbar^3} (KT)^{3/2} e^{-(\mu-E_v)/KT} \int_0^{+\infty} e^{-x} X^{1/2} dX = \\ &= \left(\frac{2m_p KT}{\pi} \right)^{3/2} \frac{1}{4\hbar^3} e^{-(\mu-E_v)/KT} = N_v e^{-(\mu-E_v)/KT} \end{aligned}$$

Mărimea $N_v = \frac{2[(2m_p)KT\pi]^{3/2}}{h^3}$: poartă numele de densitate efectivă

a golurilor.

În cazul în care semiconductorul este intrinsec:

$$n_0 = p_0 = N_c e^{-(E_c-\mu)/KT} = N_v e^{-(\mu-E_v)/KT} = n_i$$

unde prin n_i am notat concentrația intrinsecă. Din relația de mai sus deducem:

$$\mu = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3}{4} KT \ln \left(\frac{m_n}{m_p} \right)$$

La temperaturi joase: $\mu \cong \frac{E_c + E_v}{2}$ adică potențialul chimic sau nivelul Fermi se găsește la jumătatea benzii interzise. De asemenea, din valoarea concentrației intrinseci putem deduce lărgimea benzii interzise:

$$n_i^2 = n_0 p_0 = N_v N_c e^{-(E_c-E_v)/KT} = N_v N_c e^{-E_g/KT}$$

relația care ne arată că E_g nu depinde de nivelul Fermi ci numai de proprietățile semiconductorului.

Semiconductori cu impurități

Vom considera un semiconductor dopat cu impurități donoare și acceptoare având concentrațiile N_D^+ respectiv N_A^- concentrațiile atomilor ionizați și cu n și p numărul de electroni și goluri în banda de conducție respectiv banda de valență, atunci vom putea scrie: $n^+ N_p^- = p + N_D$ (condiția de neutralitate electrică) la temperatura mediului ambiant $T=300K$ deoarece nivelele energetice ale atomilor donori și acceptori se găsesc în vecinătatea limitei inferioare a benzii de conducție respectiv limitei superioare a benzii de valență; putem considera că toți atomii sunt ionizați. În acest caz condiția de neutralitate se scrie: $n + N_A^- = p + N_D^+$. În cazul când avem un semiconductor de tip N; $N_A=0$ și N_D și $N_D \gg n_i$ unde N_D este concentrația electronilor în banda de conducție și atunci putem scrie:

$$N_c e^{-(E_c - \mu)/KT} = N_v e^{-(E_v - \mu)/KT} + N_D.$$

În acest caz concentrația golurilor: $p = \frac{n_i^2}{N_D}$; de unde rezultă

$$\mu = E_C + KT \ln \frac{N_C}{N_D}. \text{ Această relație ne arată că în semiconductorul de tip}$$

N concentrația golurilor este mai mică decât a electronilor. În mod analog pentru semiconductorul de tip P:

$$N_A \gg N_D \text{ sau } n_i; p \cong N_A$$

$$n = \frac{n_i^2}{N_A} = \frac{n_i^2}{p}$$

$$\mu = E_v + KT \ln \frac{N_v}{N_A}$$

Nivelele Fermi pentru cele două cazuri studiate se deplasează fie către banda de conducție pentru semiconductorii de tip N sau către banda de valență pentru semiconductorii de tip P.

Conducția curentului în semiconductori

Să considerăm un cristal semiconductor și să-l introducem într-un câmp electric omogen. Ca urmare a acestui fapt electronii și golurile vor căpăta o mișcare ordonată, dând naștere unor curenți de convecție. Experiența arată că vitezele de deplasare ale celor două tipuri de purtători sunt proporționale cu câmpul electric și anume:

$$\bar{v}^+ = \mu_p \bar{E}, \quad \bar{v}^- = -\mu_n \bar{E};$$

μ_p și μ_n purtând numele de mobilități.

Densitățile de curent datorită deplasării electronilor și golurilor vor fi:

$$\bar{J}_{nE} = -en\bar{v}^- = e\mu_n n\bar{E}$$

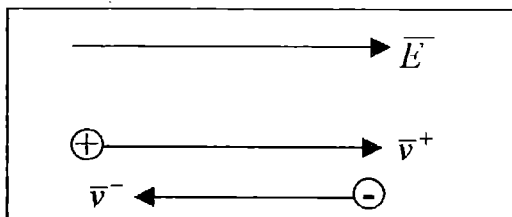
$$\bar{J}_{pE} = ep\bar{v}^+ = e\mu_p p\bar{E}$$

Densitatea curentului total în câmpul electric va fi:

$$\bar{J}_E = \bar{J}_{nE} + \bar{J}_{pE} = e(n\mu_n + p\mu_p)\bar{E} = \sigma\bar{E};$$

unde: $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$ reprezintă conductibilitatea semiconductorului. Expresia de mai sus a densității de curent este valabilă atât pentru semiconductorii intrinseci cât și pentru semiconductorii extrinseci. În cazul semiconductorilor de tip N și P:

$$\sigma_n \cong eN_D\mu_n; \quad \sigma_p \cong eN_A\mu_p.$$



Difuzia purtătorilor mobili

Densitățile curenților de difuzie și densitățile totale de curent

Dacă considerăm un semiconductor în care apare o concentrație neuniformă a purtătorilor mobili electronii sau golurile, atunci acești purtători se vor deplasa în interiorul semiconductorului dinspre regiunile cu concentrație mai mare, spre cele cu concentrație mai mică, în așa fel încât să fie atinsă o stare de echilibru.

Ca urmare a deplasării purtătorilor cu sarcini pozitive; respectiv negative apar în interiorul semiconductorului curenți de electroni și goluri. Așa cum rezultă din ecuația de transport a lui Boltzmann, densitățile de curent de difuzie sunt proporționale cu gradientul concentrației electronilor respectiv golurilor.

$$\text{Astfel } \bar{J}_{nD} = e\nabla n \text{ iar } \bar{J}_{pD} = -e\nabla p.$$

Dacă vom lua în considerare și componentele, datorită mișcării ordonate în câmpul electric, atunci vom scrie:

$$\begin{aligned}\bar{J}_n &= \bar{J}_{nE} + \bar{J}_{nD} = e\mu_n n \bar{E} + e\nabla n \\ \bar{J}_p &= \bar{J}_{pE} + \bar{J}_{pD} = e\mu_p p \bar{E} - e\nabla p\end{aligned}$$

Se adaugă în cele două densități de curenți și curentul de deplasare, atunci curentul total în semiconductor va fi:

$$\bar{J} = \bar{J}_n + \bar{J}_p + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \text{ unde } \bar{D} = \epsilon \bar{E},$$

\bar{D} fiind inducția electrică; ϵ - constanta dielectrică; \bar{E} - câmpul electric aplicat.

Legea de conservare a sarcinii electrice

Ecuatiile de continuitate

Dacă vom considera o suprafață Σ imobilă în interiorul unui semiconductor care nu se află la echilibru termic, adică concentrațiile electronilor și golurilor variază în interiorul suprafeței funcției de timp, atunci vom putea determina legătura între densitățile de curent și variația de concentrație a purtătorilor. Dacă vom nota prin $ed\bar{n}(t,r)$ variația de sarcină locală și vom lua în considerație procesele de generare și recombinare din interiorul volumului, atunci notând prin Gn viteza de generare a unei perechi, electron-gol și prin Rn viteza de recombinare a unei perechi, electron-gol vom putea determina variația de sarcină din volumul V în intervalul de timp dt , adică:

$$dq_{\Sigma} = -e \int_{V_{\Sigma}} dn dV + e \int_{V_{\Sigma}} Gndt dV - e \int_{V_{\Sigma}} Rndt dV$$

de unde:

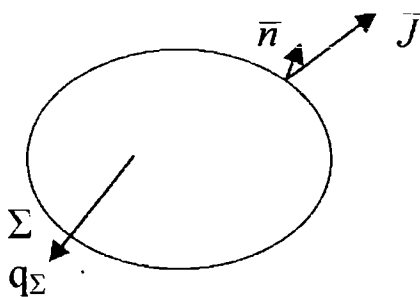
$$(dq_{\Sigma} dt) = -e \int_{V_{\Sigma}} \frac{\partial n}{\partial t} dN + e \int_{V_{\Sigma}} GndN - e \int_{V_{\Sigma}} RndN.$$

Conform legii de conservare a sarcii electrice:

$$\begin{aligned} \int_{\Sigma} \bar{J} \bar{n} d\Sigma &= -(dq_{\Sigma} dt) = -e \int_{V_{\Sigma}} \frac{\partial n}{\partial t} dV - e \int_{V_{\Sigma}} GndV + e \int_{V_{\Sigma}} RndV = \\ &= \int_{V_{\Sigma}} \operatorname{div} \bar{J}_n dV \end{aligned}$$

de unde rezultă:

$$\operatorname{div} \bar{J}_n = e \frac{\partial n}{\partial t} - eGn + eRn \text{ sau: } \frac{\partial n}{\partial t} = Gn - Rn + \frac{1}{e} \operatorname{div} \bar{J}_n.$$



În mod analog pentru goluri vom avea:

$$dq_{\Sigma} = -e \int_{V_{\Sigma}} dp dV - e \int_{V_{\Sigma}} G_p dt dV + e \int_{V_{\Sigma}} R_p dt dV$$

unde:

G_p - reprezintă viteza de generare a golurilor;

R_p - reprezintă viteza de recombinare;

dp - reprezintă variația de concentrație a golurilor în intervalul de timp dt .

$$\int_{\Sigma} \overline{J_p n} d\Sigma = \int_{V_{\Sigma}} \operatorname{div} \overline{J_p} dV = -(dq_{\Sigma} dt) =$$

$$= e \int_{V_{\Sigma}} \frac{\partial p}{\partial t} dV + e \int_{V_{\Sigma}} G_p dN - e \int_{V_{\Sigma}} R_p dN$$

de unde:
$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{e} \operatorname{div} \overline{J_p}.$$

Dacă vom considera un eșantion dintr-un semiconductor supus unui fascicul de lumină monocromatică de frecvență ν atunci pe seama energiei cedate $h\nu$ de cuanta de frecvență ν are loc modificarea stării de echilibru termodinamic. Sub acțiunea fascicului luminos concentrațiile purtătorilor de sarcină se modifică având valorile instantanee n și p . La încetarea agentului extern, semiconductorul are tendința de a reveni la starea de echilibru termodinamic, fiind favorizat un proces de recombinare.

Vitezele de recombinare sunt cu atât mai mari cu cât diferențele dintre n și n_0 respectiv p și p_0 sunt mai mari. Vitezele de recombinare pentru electroni și goluri sunt egale cu: $\frac{n-n_0}{J_n}$ respectiv, $\frac{p-p_0}{J_p}$; unde J_n

și J_p sunt timpii de viață ai purtătorilor în exces.

Ecuatiile de continuitate pot fi puse sub forma:

$$\text{a) } \frac{\partial n}{\partial t} = G_n - \frac{(n-n_0)}{T_n} + \frac{1}{e} \operatorname{div} \overline{J_n}$$

$$\text{b) } \frac{\partial p}{\partial t} = G_p - \frac{(p-p_0)}{T_p} - \frac{1}{e} \operatorname{div} \overline{J_p}$$

Condiția de neutralitate electrică ne-mai-fiind îndeplinită, din legea fluxului electric, rezultă: $\text{div} \bar{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} = \frac{1}{\varepsilon} (p - n + N_d - N_a)$ unde p și n sunt concentrațiile electronilor în banda de valență respectiv banda de conducție, iar N_d și N_a sunt concentrațiile donatorilor și acceptorilor ionizați.

Din ecuațiile a) și b) înlocuind densitățile de curenți putem scrie :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Gn - \frac{(n - n_0)}{J_n} + Dn\Delta n + \nabla(\mu_n n \bar{E})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = Gp - \frac{(p - p_0)}{J_p} + Dp\Delta p - \nabla(\mu_p p \bar{E})$$

unde:

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2}{\partial Z^2}$$

este operatorul lui Laplace iar

$$\Delta = \bar{i} \frac{\partial}{\partial X} + \bar{j} \frac{\partial}{\partial Y} + \bar{k} \frac{\partial}{\partial Z}$$

operatorul lui Hamilton.

Pentru cazul mișcării purtătorilor de-a lungul unei singure direcții, de exemplu de-a lungul axei ox neglijând valorile mici ale câmpului în semiconductor și ratele de generare Gn și Gp ecuațiile devin:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = Dn \frac{\partial^2 n}{\partial X^2} - \frac{n - n_0}{J_n}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = Dp \frac{\partial^2 p}{\partial X^2} - \frac{p - p_0}{J_p}$$

În regim staționar $\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0$ iar soluțiile sunt evident de forma:

$$n - n_0 = Ae^{-x/Ln} + Be^{x/Ln}; \quad p - p_0 = Ce^{-x/Lp} + De^{x/Lp}$$

unde

$$L_n = \sqrt{D_n L_n} \text{ și } L_p = \sqrt{D_p L_p}.$$

Mărimile L_n și L_p poartă numele de lungimi de difuzie ale electronilor respectiv golurilor. Soluțiile de mai sus trebuie să fie finite când $x \rightarrow \pm\infty$.

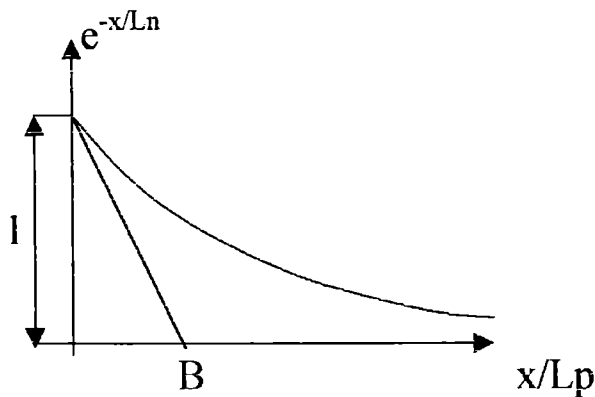
Soluțiile vor fi de forma:

$$n - n_0 = \begin{cases} Ae^{-x/L_n} & \text{ptr. } x > 0 \\ Be^{x/L_n} & \text{ptr. } x < 0 \end{cases}$$

$$p - p_0 = \begin{cases} Ce^{-x/L_p} & \text{ptr. } x > 0 \\ De^{x/L_p} & \text{ptr. } x < 0 \end{cases}$$

$$(n(0) - n_0) = A \text{ deci pentru } x > 0$$

$$(n(x) - n_0) / (n(0) - n_0) = e(-x / L_n)$$



Variația concentrației electronilor în exces, în domeniul $x > 0$

Joncțiunea PN

Dispozitivele semiconductoare sunt realizate prin introducerea de impurități în cristale pure ca Ge și Si. De obicei pe aceeași bucată de

crystal se realizează prin dopare cu impurități donoare și acceptoare regiuni de tip n și p, separate între ele printr-o regiune de trecere având o grosime de ordinul a. 10^{-6} m. (fig.1).

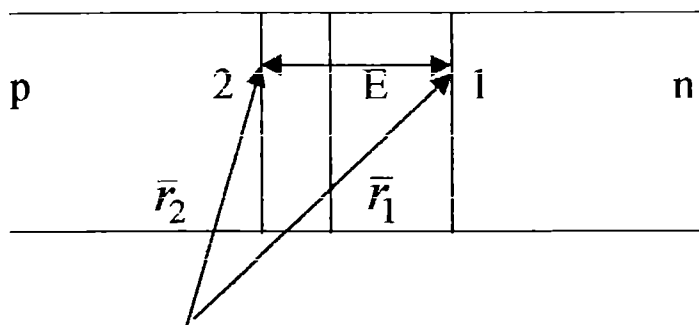


Fig.1

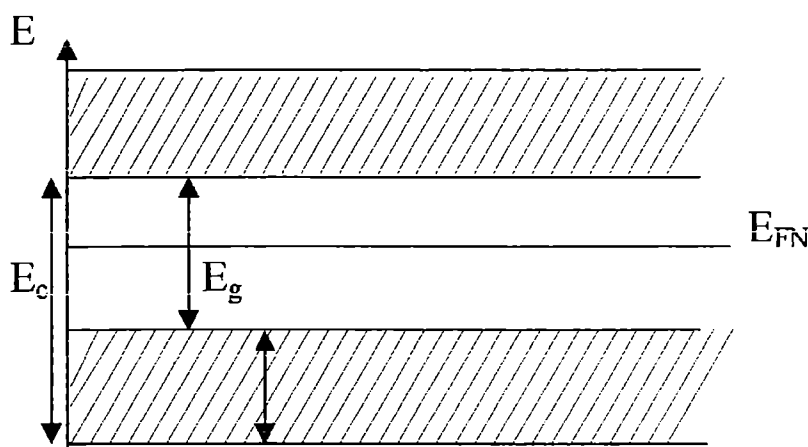


Fig.2. Poziția nivelului Fermi în semiconductorul de tip "n".

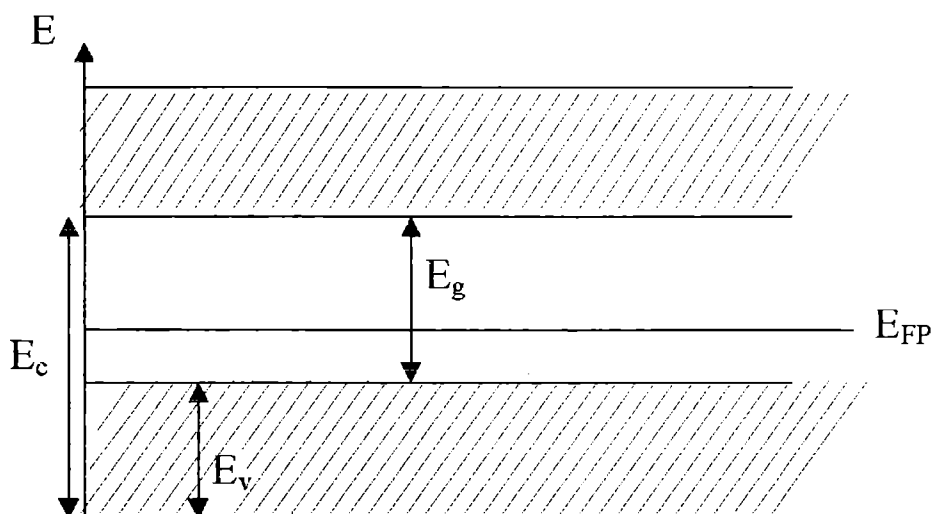


Fig.3. Poziția nivelului Fermi în semiconductorul de tip "p".

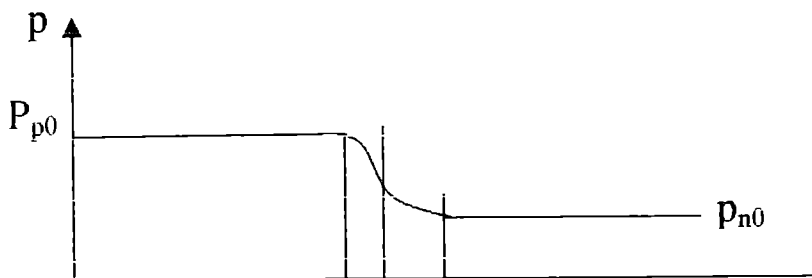


Fig.4

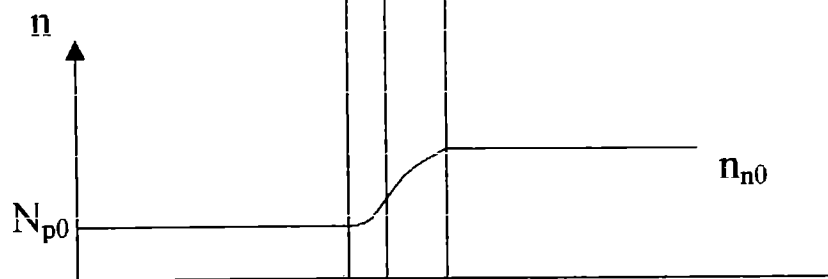


Fig.5

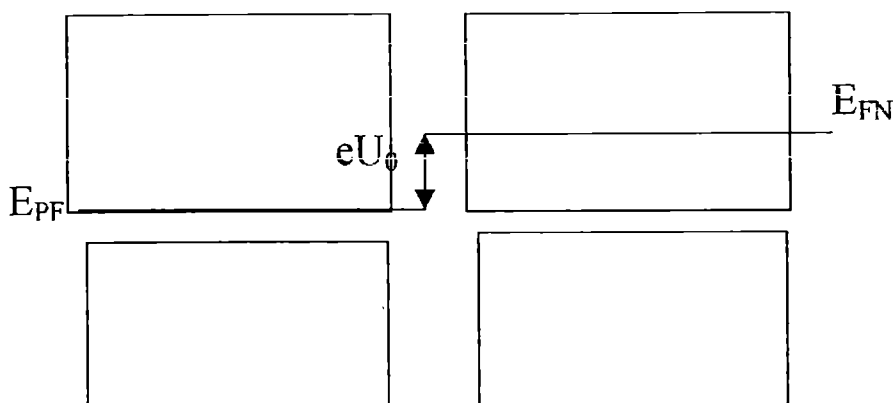


Fig.6

Vom nota prin P_{p0} concentrația golurilor la echilibru termodinamic în regiunea p și prin P_{n0} aceeași concentrație în regiunea n ($P_{p0} \gg P_{n0}$). De asemenea n_{n0} și n_{p0} sunt concentrațiile electronilor în regiunile p și n la echilibru ($n_{p0} \ll n_{n0}$). Ca urmare a diferenței de concentrație a electronilor respectiv golurilor în cele două regiuni. (Fig.4, Fig.5), golurile se vor deplasa din regiunea p în regiunea n iar electroni în sens opus. Impuritățile donoare și acceptoare fac să apară în regiunile p și n sarcini negative respectiv pozitive, astfel că pe interfața joncțiunii PN apar sarcini dipolare ce creează un câmp electric dirijat dinspre regiunea n spre regiunea p.

Acest câmp electric care se opune deplasării golurilor și electronilor atinge în condiții de echilibru ($\bar{J}_n = \bar{J}_p = 0$) o valoare bine determinată, câmpul E este de ordinul 10^6 V/m. Acest câmp electric dă naștere unei bariere de potențial U_0 , unde $U_0 = \int_{\bar{r}_1}^{\bar{r}_2} \bar{E} d\bar{r}$, \bar{r}_1 și \bar{r}_2 fiind vectorii de poziție ai punctelor 1 respectiv 2.

Din condiția de echilibru termodinamic rezultă că nivelul Fermi ocupă aceeași poziție în interiorul semiconductorului (Fig.7), benzile de conducție și de valență curbându-se în apropierea joncțiunii.

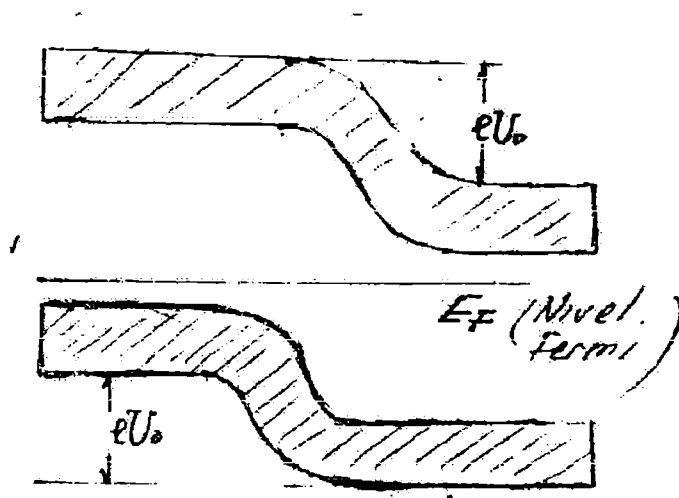


Diagrama energetică a joncțiunii PN.

Din fig.6 rezultă:

$$eU_0 = E_{Fn} - E_{Fp} \quad (1)$$

dar la echilibru termodinamic:

$$P_{p0} = N_{ve} e^{-(E_{FP} - E_V)/KT} \quad P_{n0} = N_v e^{-(E_{FN} - E_V)/KT} \quad (2)$$

$$\frac{P_{po}}{P_{no}} = \frac{P_{po} P_{no}}{n_i^2} \cong \frac{N_A N_D}{n_i^2} = e^{(E_{FN} - E_{FP})/KT}$$

de unde:

$$E_{I,N} - E_{I,p} = eU_0 = KT \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

$$U_0 = V_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (3)$$

unde N_A , N_D sunt concentrațiile atomilor acceptori și donori ionizați, iar

$V_T = \frac{KT}{e}$, potențialul termic.

În condiții de echilibru rezultă:

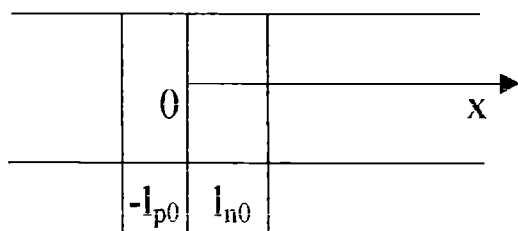
$$P_{n0} = P_{p0} e^{-U/V_T} \text{ și } n_{p0} = n_{n0} e^{-U/V_T}. \quad (4)$$

În regiunea de trecere unde apare un câmp electric datorită ionilor immobili, vom putea scrie:

$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad (5)$$

unde

$$\rho = \begin{cases} 0 & \text{ptr. } x \leq -l_{p0} \\ -eN_A & \text{ptr. } -l_{p0} \leq x \leq 0 \\ eN_D & \text{ptr. } 0 \leq x \leq l_{n0} \\ 0 & \text{ptr. } x \geq l_{n0} \end{cases} \quad (6)$$



$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon}$$

de unde:

$$E = \int_{l_{p0}}^x -\frac{eN_A}{\varepsilon} dx = -\frac{eN_A}{\varepsilon} (x + l_{p0}) \quad (7)$$

pentru $-l_{p0} \leq x \leq 0$

$$E = -\int_x^{l_{n0}} -\frac{eN_D}{\epsilon} dx = -\frac{eN_D}{\epsilon} (l_{n0} - x) \quad (8)$$

pentru $0 \leq x \leq l_{n0}$.

Vom alege convențional potențialul $V=0$, pentru $x \leq -l_{p0}$ și în acest caz avem: $E = -\frac{dV}{dx}$ deci:

$$V = \frac{eN_A}{\epsilon} \int_{-l_{p0}}^x (x + l_{p0}) dx = \frac{eN_A (x + l_{p0})^2}{2\epsilon} \quad (9)$$

pentru $-l_{p0} \leq x \leq 0$.

$$V = \frac{eN_A}{\epsilon} \int_x^{l_{n0}} (x - l_{n0}) dx + U_0 = -\frac{eN_D}{(x - l_{n0})^2 2\epsilon} \quad (10)$$

pentru $0 \leq x \leq l_{n0}$.

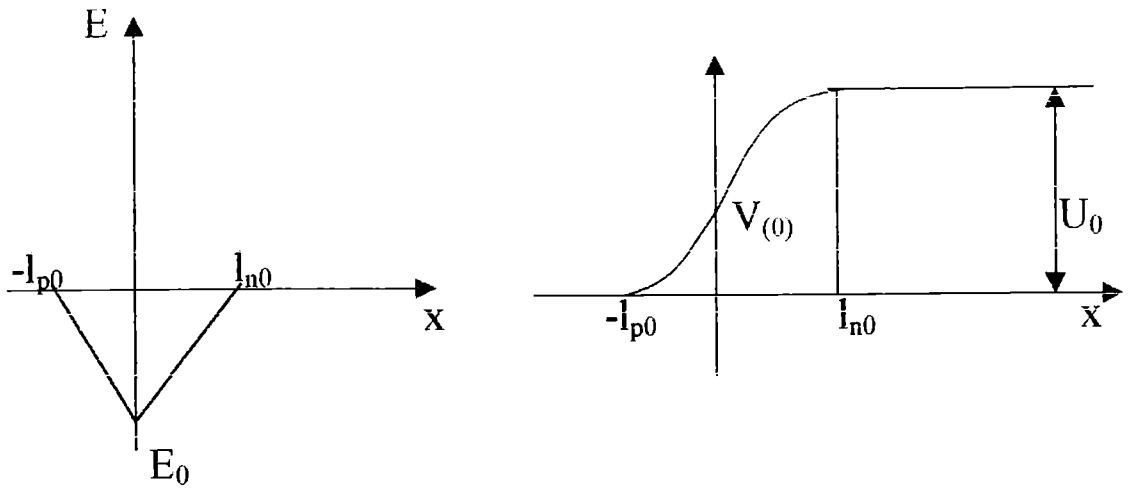
$$E = \begin{cases} 0 & \text{ptr. } x \leq l_{p0} \\ -eN_A \frac{x + l_{p0}}{\epsilon} & \text{ptr. } -l_{p0} \leq x \leq 0 \\ eN_D \frac{x - l_{n0}}{\epsilon} & \text{ptr. } 0 \leq x \leq l_{n0} \\ 0 & \text{ptr. } x \geq l_{n0} \end{cases} \quad (11)$$

Din continuitatea câmpului în: $x = 0$ rezultă:

$$N_A l_{p0} = N_D l_{n0} \quad (12)$$

Care ne arată că sarcina totală în regiunea de trecere este nulă. Valoarea maximă a câmpului va fi pentru $x = 0$ și anume:

$$E_0 = \frac{eN_A l_{p0}}{\epsilon}$$



Condiția de continuitate a potențialului electrostatic în punctul de abscisă $x = 0$ ne conduce la:

$$\frac{eN_A l_{p0}^2}{2\varepsilon} = U_0 - \frac{eN_D l_{n0}^2}{2\varepsilon} \quad (13)$$

$l_0 = l_{n0} + l_{p0}$ este lărgimea regiunii de trecere. Din ecuațiile (12) și (13), rezultă:

$$l_{p0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_0}{2(N_A + N_D)} \frac{N_D}{N_A}} \quad \text{și} \quad l_{n0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_0}{2(N_A + N_D)} \frac{N_A}{N_D}}$$

Lărgimea regiunii de trecere se modifică la aplicarea unei diferențe de potențial externe. Astfel, dacă se polarizează normal joncțiunea cu + pe regiunea P și cu - pe regiunea N are loc o micșorare a barierei de potențial, iar la polarizare inversă are loc o mărire a barierei de potențial, deci se mărește și regiunea de trecere.

Dacă U_0 este valoarea tensiunii externe, vom avea:

$$l = \left[\frac{2\varepsilon(U_0 \pm U_e)(N_A + N_D)}{eN_A N_D} \right]^{1/2} = l_0 \left(1 \pm \frac{U_e}{U_0} \right)^{1/2}$$

Capacitatea de barieră a joncțiunii PN

Deoarece regiunea de trecere este constituită din două sarcini dipolare egale și de semn opus, rezultă că această regiune se comportă ca o capacitate electrostatică a cărei valoare funcție și de valorile U_0 și U_e ale barierei de potențial și ale tensiunii externe aplicate pe joncțiune.

Sarcina totală pozitivă

$$q = eN_D l_{n0} S = eN_A l_{p0} S = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_D N_A}{N_D + N_A}} (U_0 \pm U_e)$$

Unde S este aria joncțiunii, iar semnele \pm corespund polarizării normale, respectiv inverse a joncțiunii (polarizarea normală corespunde cazului când regiunea P este la un potențial pozitiv în raport cu regiunea N).

$$dq = \pm S \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_D N_A}{N_D + N_A}} \frac{1}{2} (U_0 \pm U_e)^{-1/2} dU_e$$

Pentru joncțiunea polarizată normal curentul prin joncțiune:

$$i = -\frac{dq}{dt} = \frac{S}{2} \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_D N_A}{N_D + N_A}} (U_0 - U_e)^{-1/2} \frac{dU_e}{dt} = C_b \frac{dU_e}{dt}$$

Mărimea $C_b = \frac{S}{2} \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 N_D N_A}{N_D + N_A}} \frac{1}{(U_0 - U_e)^{1/2}}$ poartă numele de

capacitate de barieră. Această expresie se mai poate scrie ținând seama de expresia lungimii l a regiunii de trecere:

$$C_b = \frac{\epsilon S}{l}$$

Caracteristica curent-tensiune a diodei ideale

La polarizare directă a joncțiunii se micșorează bariera energetică la valoarea $U_0 - U_e$ astfel încât electronii din regiunea N vor trece în regiunea P, iar golurile în sens invers. Prin joncțiune trece un curent net de purtători majoritari. De la sursa de alimentare se injectează electroni în regiunea N și goluri în regiunea P. Datorită apariției curentului prin joncțiune nu mai sunt îndeplinite condițiile echilibrului termodinamic variind și concentrațiile purtătorilor minoritari în cele două regiuni.

Variația concentrației electronilor și golurilor în regiunile P și N.

____ La echilibru termodinamic

---- La polarizarea directă a joncțiunii.

Ipotezele de calcul ale curentului în dioda ideală sunt :

1) joncțiunea este abruptă și ideală

2) câmpul electric în interiorul cristalului în regiunile N și P este nul așa că aproape de întreaga tensiune aplicată se găsește pe joncțiune

3) l este mic în raport cu lungimile de difuzie L_p și L_n așa că procesele de regenerare recombinare pot fi neglijate;

4) în oricare din cele două regiuni, în regim dinamic concentrațiile purtătorilor minoritari sunt mici în raport cu cele ale purtătorilor majoritari (nivelele mici de injecție);

5) dimensiunile liniare ale regiunilor N și P sunt mult mai mari decât lungimile de difuzie, astfel ca la capetele cristalului purtătorii minoritari în exces nu ajung deoarece s-au recombinat în interiorul cristalului.

Am arătat că între concentrațiile purtătorilor de sarcină de o parte și de alta a joncțiunii PN au loc relațiile:

$$p_{n0} = p_{p0} \exp\left(-\frac{eU_0}{KT}\right)$$

$$n_{p0} = n_{n0} \exp\left(-\frac{eU_0}{KT}\right)$$

La polarizare normală a joncțiunii vom avea: $U_e > 0$ iar relațiile devin:

$$p_n(l_{n0}) = p_{p0} e^{-e(U_0 - U_e)/KT} = p_{n0} e^{eU_e/KT}$$

$$n_p(-l_{p0}) = n_{n0} e^{-e(U_0 - U_e)/KT} = n_{p0} e^{eU_e/KT}$$

Deoarece câmpul electric E în afara joncțiunii este foarte mic și de asemenea concentrațiile purtătorilor minoritari se poate neglija curentul de antrenare în raport cu curenții de difuzie pentru purtătorii minoritari. Pentru purtătorii majoritari deși câmpul electric este mic, concentrația acestor purtători având valori mari, conduc la valori mari ale curenților de antrenare în raport cu cei de difuzie. Deoarece în regim cvasistaționar curenții în fiecare secțiune a semiconductorului perpendiculară pe direcția de deplasare a purtătorilor, sunt constanți este suficient să determinăm valorile densităților de curent la limitele extreme ale joncțiunii, adică pentru: $x = -l_{p0}$ sau $x = l_{n0}$.

Pentru regiunea N vom putea să scriem de exemplu:

$$\bar{J}(x) = \bar{J}_{nD}(x) + \bar{J}_{nE}(x) = \bar{J}_{pnD}(l_{n0}) + \bar{J}_{nnE}(l_{n0})$$

Analog pentru regiunea P:

$$\bar{J}(x) = \bar{J}_{pD}(x) + \bar{J}_{pE}(x) = \bar{J}_{npD}(-l_{p0}) + \bar{J}_{ppE}(-l_{p0})$$

Deoarece densitățile de curent ale golurilor au valori egale de o parte și de alta a joncțiunii PN vom putea scrie:

$$\bar{J}_{ppE}(-l_{p0}) = \bar{J}_{npD}(l_{n0})$$

În mod analog pentru electroni

$$\bar{J}_{nnE}(l_{n0}) = \bar{J}_{pnD}(-l_{p0})$$

Cu aceste precizări, densitatea curentului se poate scrie:

$$\bar{J} = \bar{J}_{npD}(-l_{p0}) + \bar{J}_{pnD}(l_{n0})$$

relație care ne arată că este necesar să determinăm numai densitățile de curent de difuzie ale purtătorilor minoritari. În ipotezele amintite mai înainte, concentrațiile purtătorilor minoritari în regim staționar satisfac ecuațiile:

$$\frac{d^2(p_n - p_{n0})}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0; \quad \frac{d^2(n_p - n_{p0})}{dx^2} - \frac{n_p - n_{p0}}{L_n^2} = 0$$

Deoarece concentrațiile trebuie să fie finite pentru $\pm\infty$ soluțiile sunt de forma:

$$p_n - p_{n0} = A l^{-x/L_p} \quad \text{pentru} \quad x > 0$$

$$n_p - n_{p0} = B l^{x/l_n} \quad \text{pentru} \quad x < 0$$

Impunând condițiile la limită, rezultă:

$$p_n(l_{n0}) - p_{n0} = A e^{-\frac{x}{L_p}} = p_{n0} e^{\frac{eUe}{KT}} - p_{n0}$$

$$n_p(-l_{p0}) - n_{p0} = B e^{l_n} = n_{p0} e^{\frac{eUe}{KT}} - n_{p0}$$

atunci:

$$p_n(x) - p_{n0} = p_{n0} \left(e^{\frac{eUe}{KT}} - 1 \right) e^{-\frac{x-l_{n0}}{L_p}}$$

$$n_p(x) - n_{p0} = n_{p0} \left(e^{\frac{eUe}{KT}} - 1 \right) e^{\frac{x+l_{p0}}{L_n}}$$

Valorile densităților de curent vor fi:

$$\bar{J}_{npD}(x) = e D_n \nabla n_p = \bar{i} e D_n \frac{d_{np}}{dx} = \bar{i} e \frac{D_n n_{p0}}{L_n} \left(e^{\frac{eUe}{KT}} - 1 \right) e^{\frac{x+l_{p0}}{L_n}}$$

$$\bar{J}_{pnD}(x) = -e D_p \nabla p_n = -\bar{i} e D_p \frac{d_{pn}}{dx} = \bar{i} e \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \left(e^{\frac{eUe}{KT}} - 1 \right) e^{-\frac{x-l_{n0}}{L_p}}$$

$$\bar{J} = \bar{i} e \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left(e^{\frac{eUe}{KT}} - 1 \right)$$

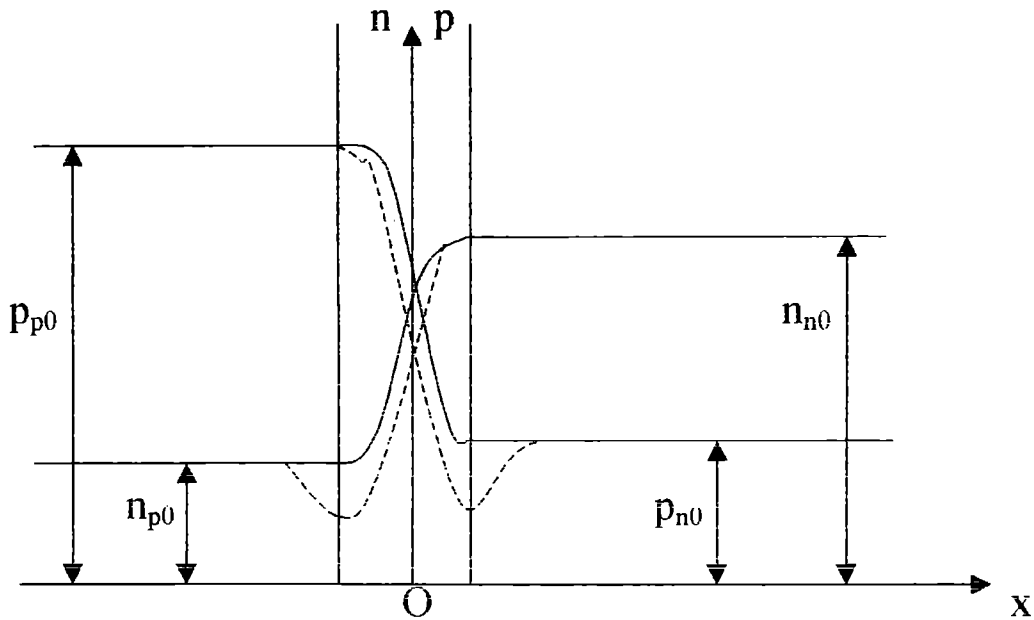
Intensitatea curentului printr-o secțiune transversală a semiconductorului:

$$I = \bar{J}_i S = eS \left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p} \right) \left(e^{\frac{eU_e}{KT}} - 1 \right) = I_0 \left(e^{\frac{eU_e}{KT}} - 1 \right)$$

Unde S este secțiunea perpendiculară pe direcția curentului.

Polarizarea inversă a joncțiunii PN

În cazul polarizării inverse se mărește înălțimea barierei de potențial; valoarea potențialului de barieră fiind $(U_0 + U_e)$. Purtătorii majoritari nu mai pot trece în regiunile opuse, în schimb purtătorii minoritari vor traversa regiunea de trecere :



— Concentrațiile purtătorilor la echilibrul termodinamic.

----- Concentrațiile purtătorilor în regim staționar la aplicarea tensiunii inverse U_e .

Concentrațiile de o parte și de alta a joncțiunii sunt date de relațiile:

$$p_n = p_{n0} e^{-U_e/KT}$$

$$n_p = n_{p0} e^{-U_e/KT}$$

Deoarece concentrațiile p_n și n_p scad față de valorile de la echilibru va apare un gradient al concentrației golurilor în vecinătatea lui $x = l_{n0}$, ca urmare a acestui fapt, acești purtători minoritari vor fi accelerați de câmpul electric din regiunea de trecere, dând naștere unor curenți prin joncțiune.

Soluțiile generale ale purtătorilor minoritari evident sunt de aceeași formă cu singura deosebire că: $U_e \rightarrow -U_e$.

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} \left(e^{-\frac{eU_e}{KT}} - 1 \right) e^{-\frac{x-l_{n0}}{L_p}}$$

$$n_p - n_{p0} = n_{p0} \left(e^{-\frac{eU_e}{KT}} - 1 \right) e^{-\frac{x+l_{p0}}{L_n}}$$

Analog și în cazul tratat mai sus:

$$i = I_0 \left(e^{-eU_e/KT} - 1 \right),$$

dar pentru valori ale lui

$$U_e > 0,1 \frac{KT}{e} \left(e^{-\frac{eU_e}{KT}} - 1 \right) \approx -1 \text{ și } i \approx -I_0$$

Caracteristica reală a diodei diferă de cea teoretică. În teoria lui Shokley s-a neglijat, câmpul electric în regiunile N și P considerate perfect conductoare. În realitate există un câmp electric diferit de zero și fiecare din cele două regiuni au o rezistență finită, ceea ce face ca curba reală a dependenței curentului de tensiunea aplicată, să se situeze sub cea idealizată.

De asemenea contactele ohmice de la terminalele diodei modifică caracteristica joncțiunii PN.

Căderea de tensiune pentru diodele de Ge este de: 0,1 - 0,3V, pe când la diodele cu Si este de: 0,5 - 0,8V.

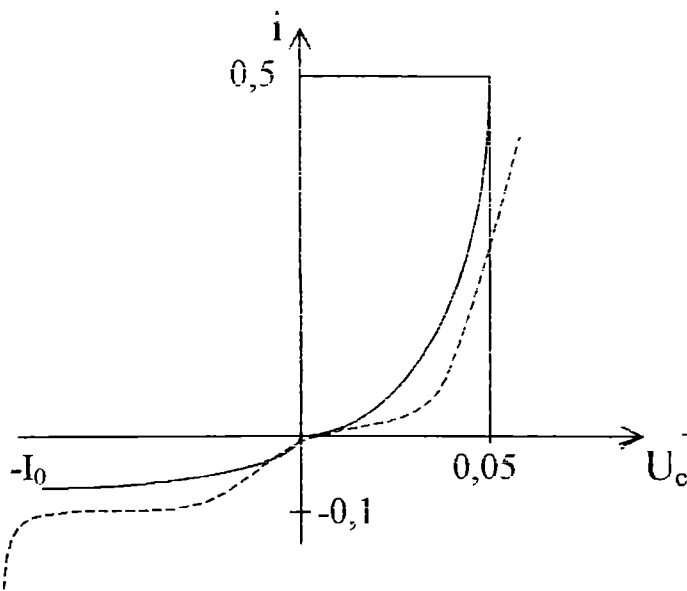


Fig.1

Caracteristica voltamperică

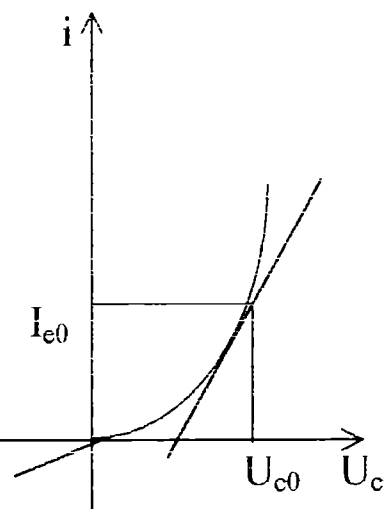


Fig.2

Rezistența diferențială a diodei (fig.2) este prin definiție:

$$R_i = \frac{l}{\left(\frac{dl}{dU_e}\right)_{U_e=U_{e0}}} = \frac{l}{\frac{I_{e0}e^{eU_0/KT}}{KT}} \approx \frac{V_T}{I_{e0}}$$

$V_T = \frac{KT}{e}$ -este potențialul termic

Comportarea diodei în regim armonic permanent

Dacă aplicăm joncțiunii PN o tensiune de forma: $U_e = U_{e0} + U_a(t)$ unde $\max U_a(t) \ll V_0$, atunci peste valoarea intensității curentului din punctul static de funcționare, se suprapune o componentă variabilă în timp.

În adevăr:

$$i = I_0 \left(e^{e/KT(U_{e0} + U_a(t))} - 1 \right) \cong I_0 \left(e^{eU_{e0}/KT} - 1 \right) + \frac{eI_0}{KT} U_a(t) e^{eU_{e0}/KT} =$$

$$= I_{e0} + I_0 \frac{e}{KT} e^{eU_{e0}/KT} U_a(t) = I_{e0} + \frac{U_a(t)}{R_i}$$

deci componenta variabilă a curentului $I = \frac{U_a}{R_i}$.

Dacă se iau în considerare și valorile capacităților de barieră C_b și de difuzie C_d , atunci rezultă că jonctiunea PN are schema echivalentă de mai jos (fig.3), unde $C = C_b + C_d$, iar R_i este rezistența diferențială în punctul static de funcțiune.

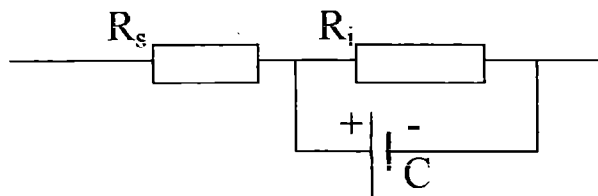
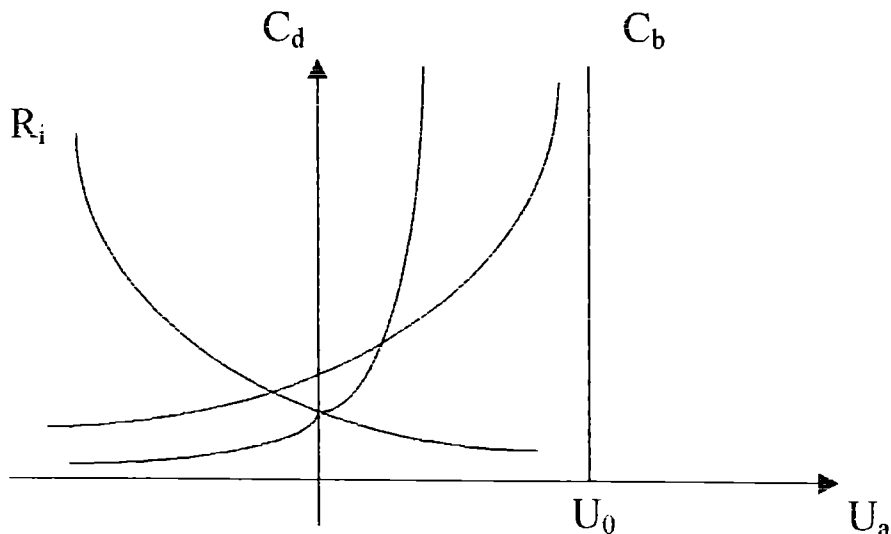


Fig.3

Rezistența R_i și capacitățile de barieră și de difuzie variază în funcție de tensiunea U_a .

Din acest grafic (fig.4), rezultă că la valori pozitive ale tensiunii U_a , $C_d \gg C_b$ și $C \approx C_d$, iar la valori negative ale lui U_a , $C_b \gg C_d$ și $C \approx C_b$.

În schema echivalentă s-a notat prin R_s , rezistența serie pe care o reprezintă dioda semiconductoră datorită faptului că în regiunile N și P, câmpul electric E este diferit de zero deci apare o cădere de tensiune și pe aceste regiuni. De obicei valorile lui R_s sunt de ordinul ohmilor și pot fi neglijate. De asemenea se presupun neglijabile rezistențele de contact de la capetele celor două terminale.



Dioda varactor (dioda varicap)

Dacă în regiunea de trecere se consideră că avem o concentrație de tip n, care variază după legea:

$$n(x) = \begin{cases} a(x+l_p)^{-3/2} & \text{pentru } x \in (-l_p, l_n) \\ 0 & \text{dacă } x \notin (-l_p, l_n) \end{cases}$$

atunci în această regiune:

$$\operatorname{div} \bar{E} = \frac{dE}{dx} = \frac{ea(x+l_p)^{-3/2}}{\varepsilon}$$

de unde:

$$E = -2 \frac{ea}{\varepsilon} (x+l_p)^{-1/2} + A$$

cum $E(l_n) = 0$ rezultă:

$$E = -2 \frac{ea}{\varepsilon} \left[(x+l_p)^{-1/2} - (l_n+l_p)^{-1/2} \right]$$

Dacă tensiunea aplicată diodei este $U_0 - U_e$ atunci neglijând căderile de tensiune pe regiunile N și P avem:

$$\begin{aligned} U_0 - U_e &= - \int_{-l_p}^{l_n} E(x) dx = -2 \frac{ea}{\varepsilon} \left[2(x+l_p)^{1/2} - (l_n+l_p)^{-1/2} \right]^{l_n-l_p} = \\ &= 2 \frac{ea}{\varepsilon} (l_n+l_p)^{1/2} = 2 \frac{ea}{\varepsilon} l^{1/2} \end{aligned}$$

Capacitatea de barieră

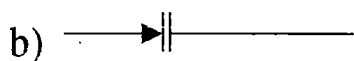
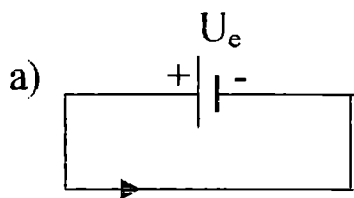
$$C_b = -\frac{dq}{dU_e} = +\frac{d}{dU_e} 2ea2ea(U_0 - U_e)^{-1/2} S = \frac{4e^2 a^2 S}{\varepsilon} (U_0 - U_e)^{-2}$$

Frecvența unui circuit de derivație folosind o diodă varicap este:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC_b}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{L4e^2 a^2 S}{\varepsilon}}} (U_0 - U_e)$$

deci este proporțională cu tensiunea aplicată diodei. Pentru ca rezistența serie echivalentă a diodei să fie cât mai mică, dioda se polarizează invers $U_e < 0$.

Capacitățile obținute sunt cuprinse între (1-100 pF). Pentru fabricarea diodelor varicap se folosește Si și Ge sau combinații intermetalice de tip GaAs.



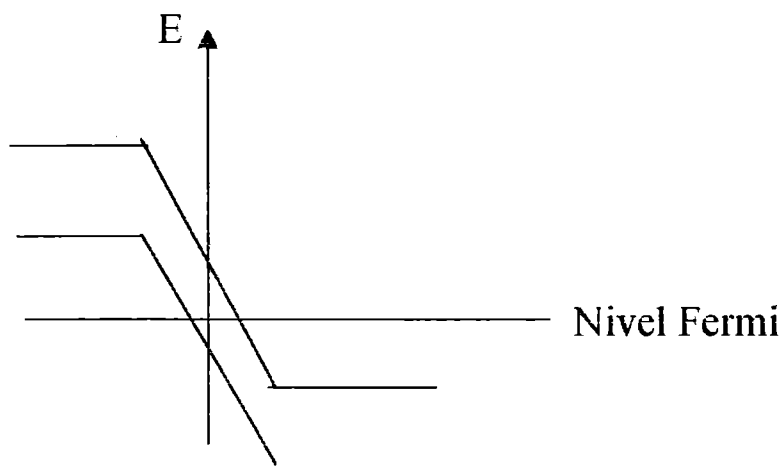
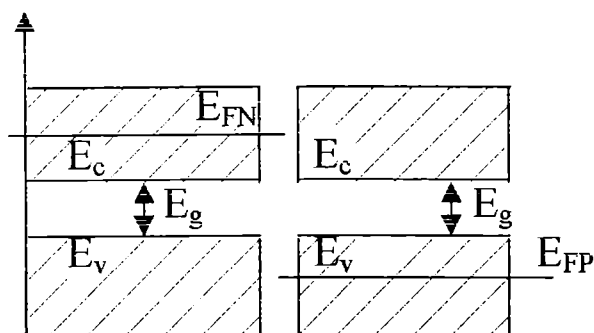
a)-polarizarea diodei varicap;

b)-reprezentarea simbolică.

Dioda tunel

Dioda tunel este un dispozitiv semiconductor în care concentrațiile atomilor donori și acceptori sunt foarte mari. De exemplu o diodă tunel va avea concentrații de dopare de ordinul $10^{24} - 10^{25}$ atomi/m³, în ambele

regiuni dintre care una este de tip n, iar alta de tip p. În ambele condiții, nivelul Fermi este situat în banda de conducție pentru regiunea de tip n și în banda de valență pentru cea de tip p.



Curbarea benzilor energetice.

În acest caz semiconductorul se zice că este degenerat. Lărgimea regiunii de trecere este cuprinsă între 4-10 nm și din această cauză apare o barieră de potențial foarte abruptă. În absența unei tensiuni externe efectul de trecere a purtătorilor prin joncțiune este neglijabil și curentul net prin joncțiune este nul. Dacă se aplică o tensiune inversă mare se produce o mărire a barierei de potențial ceea ce favorizează efectul de tunelare (există nivele energetice în cele două regiuni la același nivel).

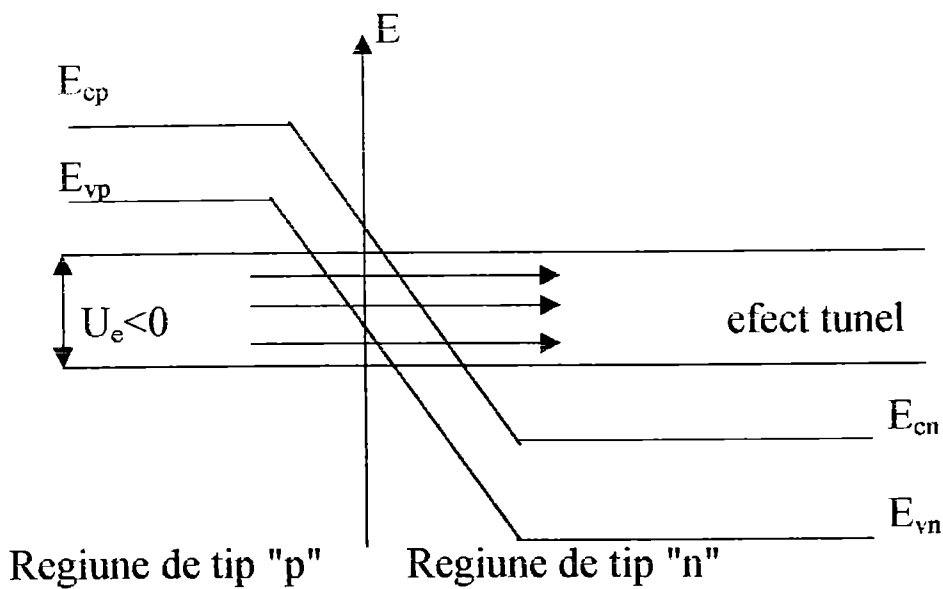


Fig.6. Curbarea benzilor energetice la aplicarea unor tensiuni inverse.

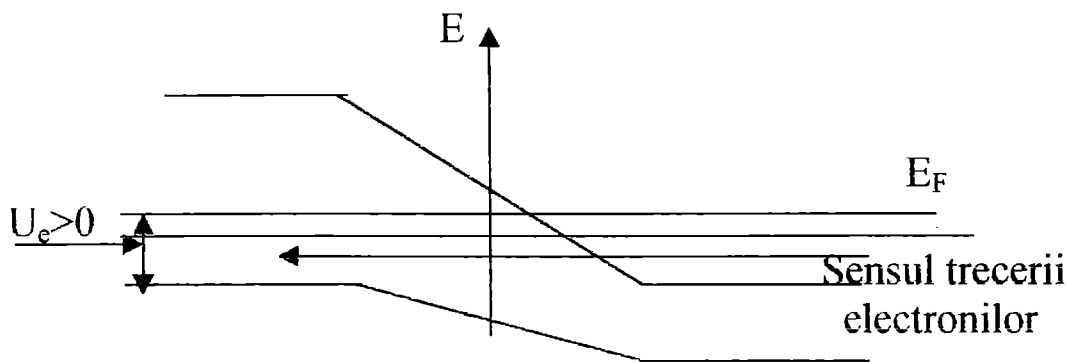


Fig.7. curbarea benzilor energetice la polarizarea directă a joncțiunii.

Deoarece în regiunea p stările electronice sunt ocupate, iar în regiunea n sunt libere; va exista un flux net de electroni, deci un curent de electroni care crește cu valoarea absolută a tensiunii.

La polarizare directă a joncțiunii, curentul crește la început până la o anumită valoare a tensiunii, când nu mai are loc încrucișarea benzilor din cele două regiuni, după aceea la creșterea tensiunii (scăzând probabilitatea de tunelare), scade și curentul tinzând către zero.

La creșterea în continuare a tensiunii aplicate, apare curentul de difuzie al purtătorilor minoritari care crește ca la oricare joncțiune PN, așa cum se observă. Deoarece procesul de tunelare are loc aproape instantaneu

spre deosebire de procesele de difuzie care se desfășoară lent diodele tunel pot fi folosite la frecvențe de ordinul a 10.000Mhz. Regiunea de rezistență negativă cuprinsă între A și B permite folosirea diodei tunel în circuite de comunicație cu timpi de comutare foarte mici, sau ca generatori de oscilații armonice. Curenții maximi ai diodelor tunel cu Si și GaAs pot atinge valori de 1A. În B așa cum se observă curentul este diferit de zero, aceasta datorându-se imperfecțiunilor structurale sau nivelelor capcană din zona interză.

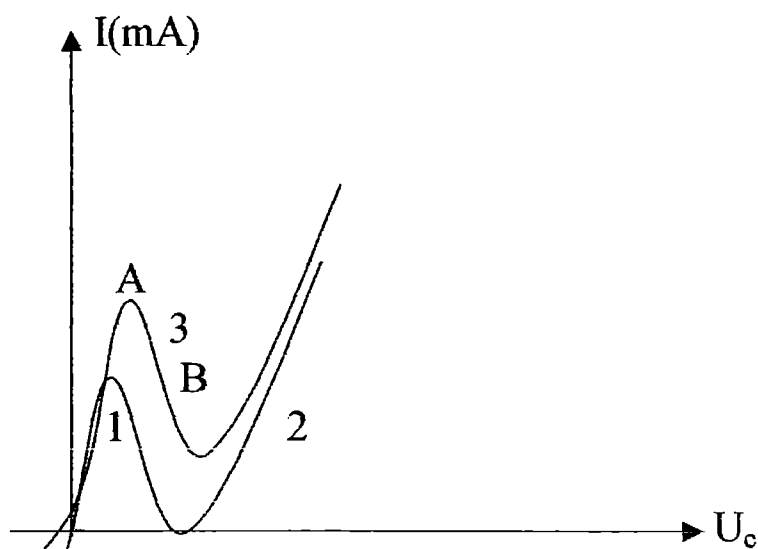


Fig.8. Dependența curentului de tensiune aplicată în dioda tunel.



Fig.9. Simbolul diodei tunel.

Diode cu contact punctiform

Pentru procesele de comutație rapidă cât și pentru detecția semnalelor este necesar ca diodele să aibă capacități cât mai mici. În acest scop, s-a realizat dioda cu contact punctiform. Pe un cristal de Ge sau Si (fig.10) cu impurități donoare pe suprafața sa se realizează un contact

punctiform dintr-un fir de W sau Mb. Dacă se trece un curent sub forma unei serii de impulsuri de valori mari crescând local temperatura în jurul vârfului, se formează o microjoncțiune având dimensiuni de ordinul a 10^{-10} m^2 și o grosime de ordinul a $10^{-8} \text{ m} = 100 \text{ \AA}$. Din această cauză capacitatea de barieră este foarte mică ($c \approx 0,1 \text{ pF}$), dioda putând fi folosită la frecvențe de ordinul zecilor de Mhz.

$i = AV^2$ în sensul de conducție directă și diferă mult de cel al diodei semiconductoare obișnuite.

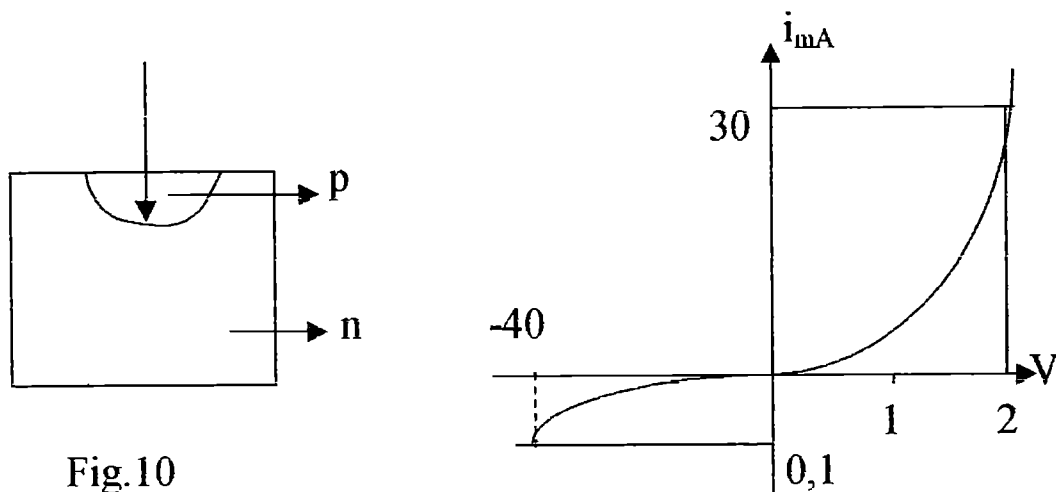


Fig.10

Curentul de conducție al diodei IN 541 la $t = 25^\circ \text{C}$.

Diode stabilizatoare de tensiune (diode Zener)

Diodele stabilizatoare de tensiune sunt constituite din joncțiuni PN în care concentrațiile impurităților donoare și acceptoare ating valori mari (semiconductorul fiind nedegenerat). La tensiuni inverse mari apare un câmp electric foarte intens în regiunea de trecere care produce ruperea legăturilor covalente dintre atomii rețelei cristaline, generându-se perechi electron-gol, regiunea de trecere devenind conductoare datorită fenomenului de străpungere a joncțiunii. În cristalele de Si și Ge la temperatura de 300°K , este imposibil să se producă câmpuri așa de intense

pentu stăpungerea joncțiunii fără să se topească cristalul semiconductor (fig.1), pe când la aplicarea unor tensiuni inverse mari, este posibil să se străpungă joncțiunea PN.

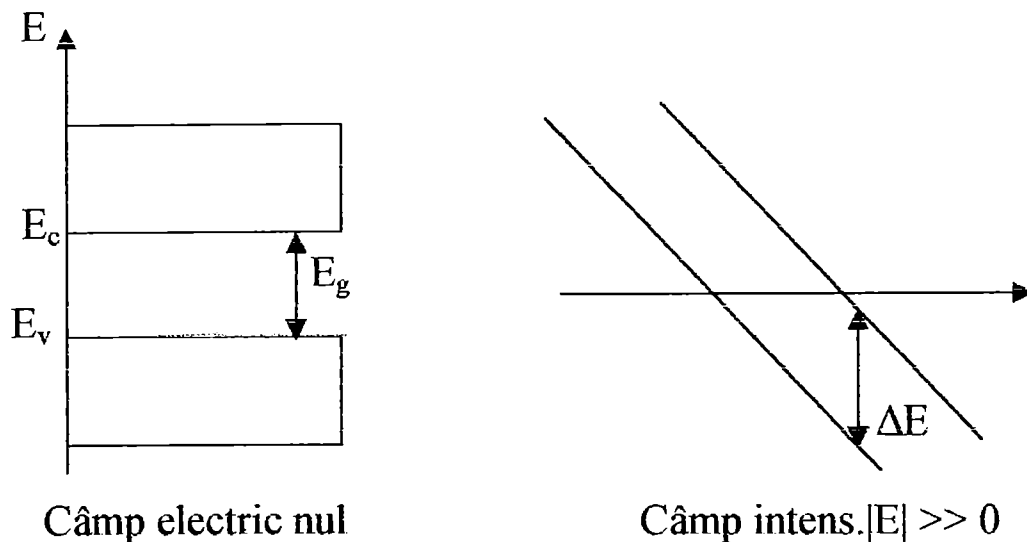


Fig.1. Străpungerea benzilor de energie

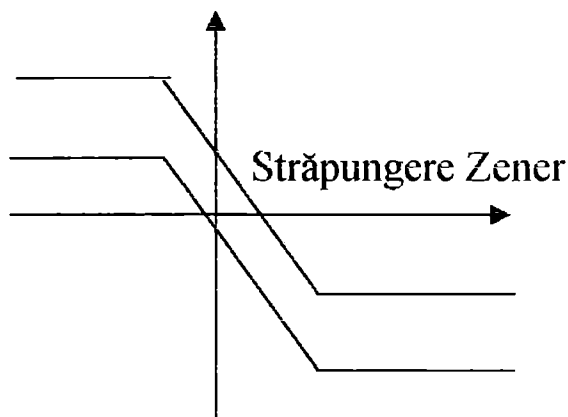


Fig.2. Străpungere Zener.

În cazul mecanismului în avalanșă, străpungerea joncțiunii are loc atunci când electronii și golurile primesc de la câmpul electric intens datorită sarcinilor spațiale care au densitățile locale mari, energie suficientă pentru a favoriza multiplicarea prin ciocnire a perechilor electroni-gol primare. Acest fenomen de multiplicare are loc atunci când

de exemplu un electron de energie mare transferă energia sa cinetică unui alt electron din banda de valență ducându-l în banda de conducție. Acest proces de multiplicare a numărului de electroni și goluri primare poartă numele de proces de avalanșă. Din (fig.3) se poate determina câmpul critic pentru străpungerea în avalanșă și Zener pentru Si. Energia pe care o capătă un electron sau un gol la traversarea unui drum de ordinul drumului liber mijlociu λ este: $E_0 = eE\lambda$ unde "e" - este sarcina electronului sau golului; "E"- este câmpul electric în joncțiune și λ - este drumul liber mijlociu. În Ge și Si la $T=300^\circ\text{K}$, $\lambda=10^{-7}\text{m}$, iar $E = 10^7 \text{ V/m}$.

Tensiunea de străpungere V_{st} rezultă din expresia câmpului electric:

$$E = \frac{E_0}{e\lambda} = \sqrt{\frac{8\pi e V_{st}}{\epsilon} \frac{N_A N_D}{N_A + N_D}}$$

deci:

$$V_{st} = \frac{\epsilon E_0^2}{8\pi^2 e^2 \lambda^2} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D}$$

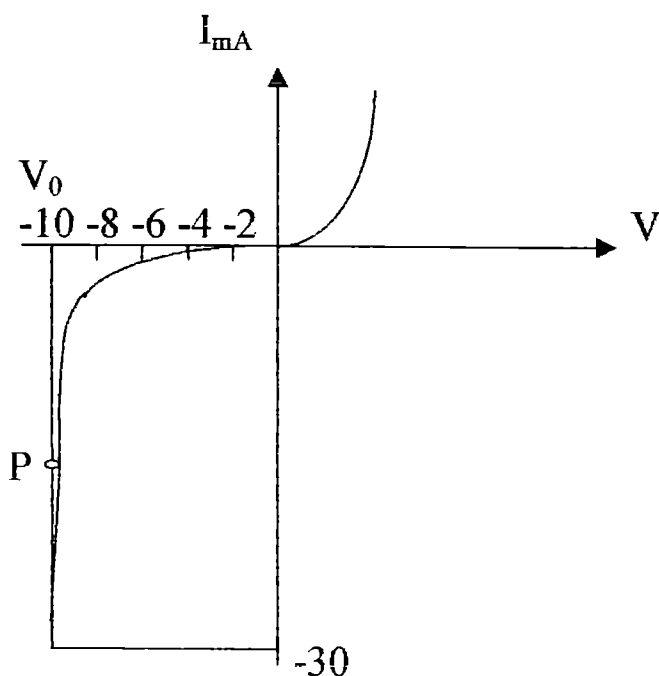


Fig.3

Pentru dispozitivele care trebuie să reziste la tensiuni de străpungere în avalanșe mari, sunt preferate materialele cu bandă interzisă mare. Pentru ca fenomenele de străpungere în avalanșă să fie predominante, trebuie ca una din cele două regiuni din vecinătatea joncțiunii să fie puțin dopată. Curentul net în conducție inversă $i = -(I_0 + I_g)$, unde I_0 - este curentul invers

la saturație, iar I_g - este curentul care apare datorită recombinării electronilor în regiunea de trecere cu goluri din perechile electron-gol generate termic. Electronii rămași din aceste perechi vor da naștere curentului:

$$I_g \approx \frac{Sen_i l}{2\tau}$$

unde se consideră că timpii de viață pentru purtătorii în exces este același pentru electroni și goluri adică $\tau_n = \tau_p = \tau$;

n_I - reprezintă concentrația intrinsecă; l - lungimea regiunii de trecere; S - suprafața joncțiunii; e - sarcina electronului.

Datorită multiplicării joncțiunii în avalanșă $I = Mi$; unde:

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{str}}\right)^n} n \quad (\text{coeficientul de multiplicare}).$$

Valoarea lui M pentru Ge este 3, iar pentru Si este cuprins între 4 și 7.

Caracteristica de stabilizare a diodei Zener este dictată de rezistența dinamică:

$$R_i = \frac{1}{\left(\frac{dL}{dV}\right)_p}$$

Se construiesc diode Zener cu tensiuni V_0 cuprinse între 3-500V și puteri disipate până la 60W.

Rezistența dinamică R_i este de ordinul zecilor sau sutelor de ohmi.



Reprezentări simbolice ale diodei Zener.

Tranzistori bipolari

În anul 1948 Bardeen și Brattain au realizat prima triodă amplificatoare cu ajutorul cristalelor semiconductoare. Această triodă avea contacte punctiforme. În anul următor Shockley, elaborează teoria tranzistorului cu joncțiuni plane.

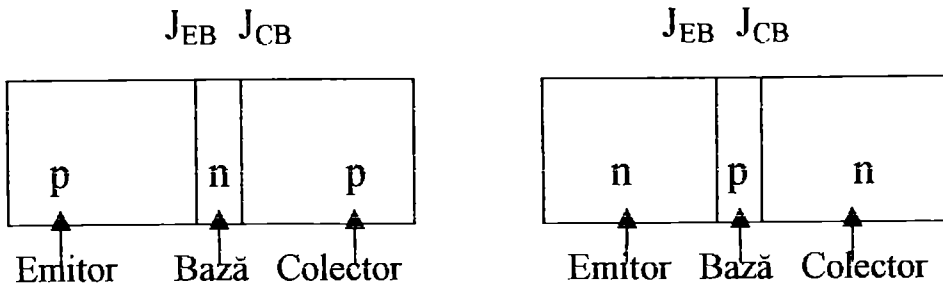


Fig.1. Reprezentarea structurală a tranzistorului.

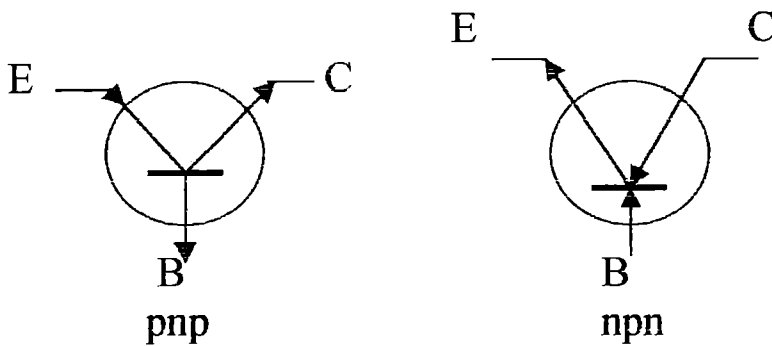
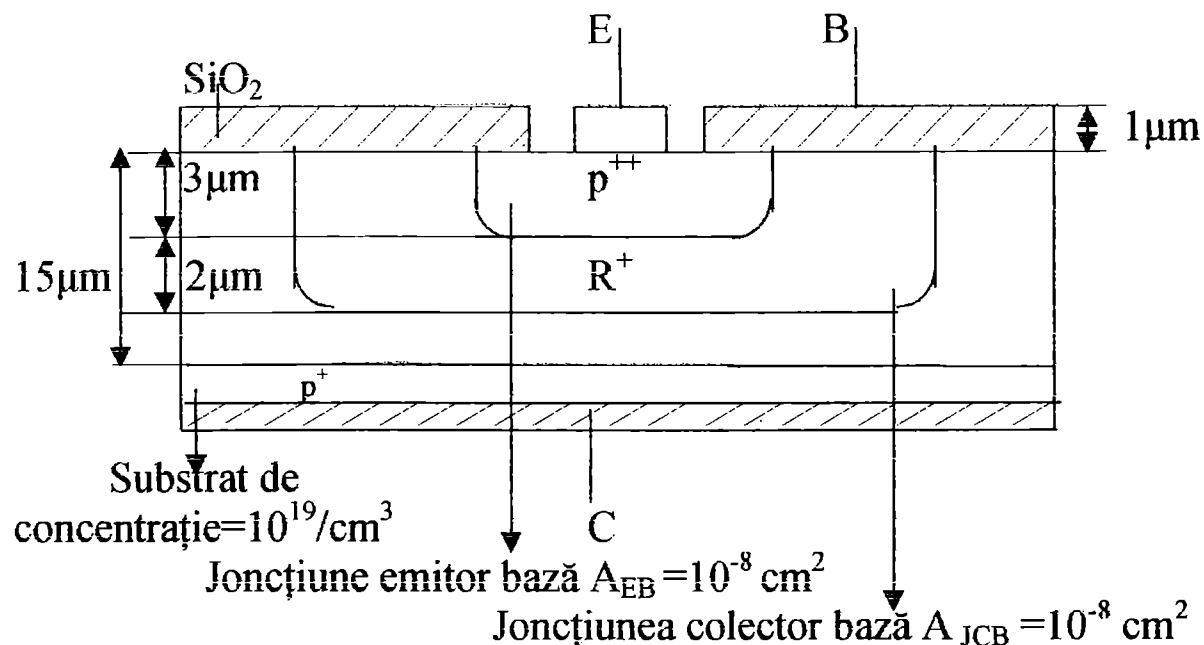


Fig.2. Reprezentări simbolice ale tranzistorilor.

Cele trei regiuni de conducție poartă numele de emitor, bază și colector. Tranzistorii pot fi de două tipuri și anume: pnp sau npn. La fel ca la dioda semiconductoare între emitor și bază avem o joncțiune (joncțiune emitor bază), iar între bază și colector o a doua joncțiune (joncțiune colector bază). Pentru marea majoritate a tranzistorilor regiunile sunt dopate neuniform cu impurități donoare și acceptoare. Pentru o funcționare normală trebuie să fie îndeplinite condițiile: $N_{AE} > N_{DB} > N_{AC}$, unde N_{AE} este concentrația atomilor în emitor, N_{DB} concentrația atomilor donori în bază, iar N_{AC} concentrația atomilor acceptori în colector (pentru o structură de tip pnp).

Trebuie observat că regiunea cea puternic dopată este emitorul care are un rol esențial în funcționarea tranzistorului.

În acest tranzistor concentrația atomilor acceptori, respectiv concentrația golurilor la echilibru este foarte mare de aceea este notată cu p^{++} , urmează în ordine descrescătoare concentrațiile electronilor n^+ și ale golurilor p^+ . Fabricarea unui astfel de tranzistor începe cu introducerea prin difuzie a impurităților donoare care fac ca pe o adâncime de câțiva microni să devină de tip n^+ (puternic dopată cu impurități donoare).



După aceea, pe o adâncime de 1-3 μm se difuzează impurități acceptoare realizându-se emitorul puternic dopat p^{++} . Colectorul așa cum se vede este constituit dintr-o placă de Si (de mică rezistivitate) în care sunt difuzate impurități acceptoare. Electroful bazei este realizat dintr-un inel conductor.

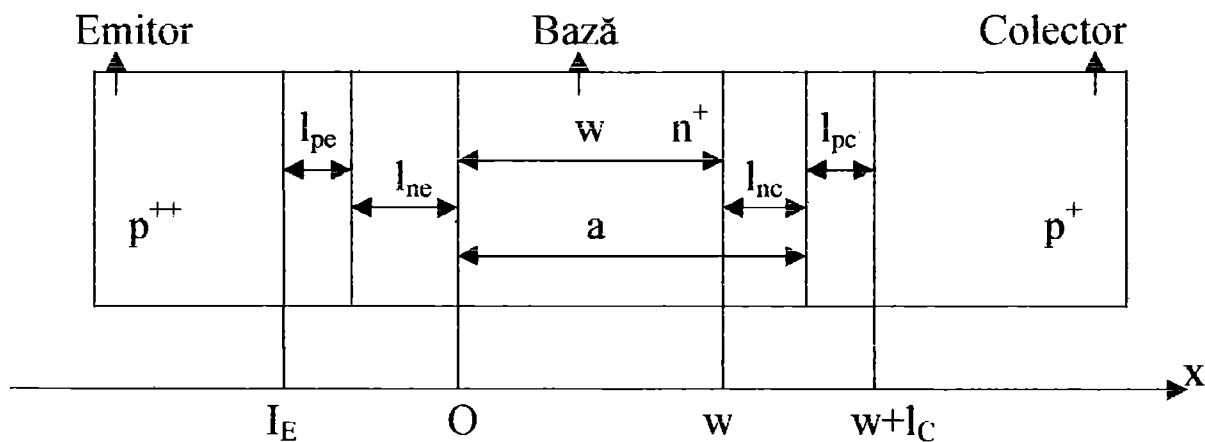


Fig.4. Modelul linear unidimensional al tranzistorului cu joncțiuni plane.

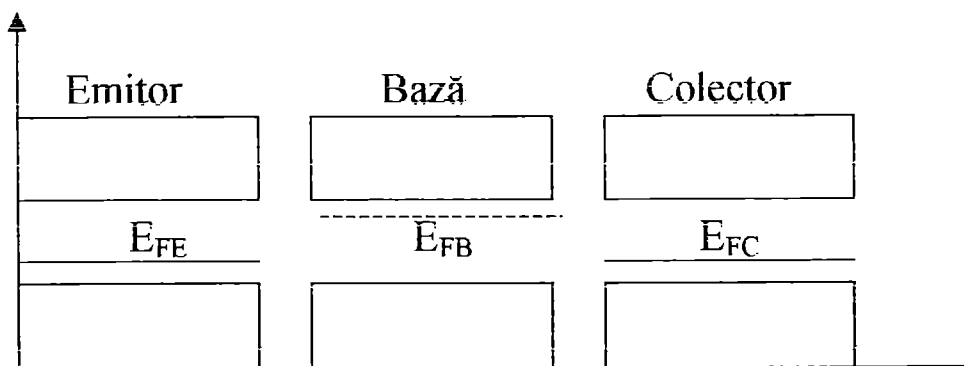


Fig.5. Diagrama de nivele energetice.

E_{FE} , E_{FB} , E_{FC} , E_F reprezintă energiile nivelelor Fermi la echilibru termodinamic.

Dacă se polarizează direct joncțiunea emitor bază vor fi injectate goluri prin joncțiunea emitor bază și în bază și datorită gradientului mare de concentrație vor difuza prin baza care are o grosime w foarte mică spre colector. Deoarece joncțiunea bază colector se polarizează invers (fig.6) golurile vor fi accelerate spre colector unde se vor recombină treptat cu electronii care se deplasează în sens invers (electroni injectați de sursa de alimentare a joncțiunii colector bază).

Deoarece grosimea w a bazei este mai mică decât lungimea de difuzie a golurilor în bază procesele de recombinare sunt neglijabile așa încât concentrația golurilor în colector este apropiată de cea din emitor. Electronii din bază se recombină cu o fracțiune mică din golurile date de emitor. De asemenea electronii injectați de colector în bază se combină și ei cu o mică fracțiune din golurile care ajung în bază. De asemenea, o parte din electronii din bază străbat bariera de potențial din joncțiunea emitor bază ajungând în emitor unde se recombină parțial cu golurile. La fel ca în cazul diodei semiconductoare pentru a calcula curenții din emitor și colector în regim cvasistaționar vom folosi unele rezultate dela dioda semiconductoare calculând numai curenții de difuzie prin cele două joncțiuni neglijând curenții de câmp.

Expresiile curenților din emitor, bază și colector în regim

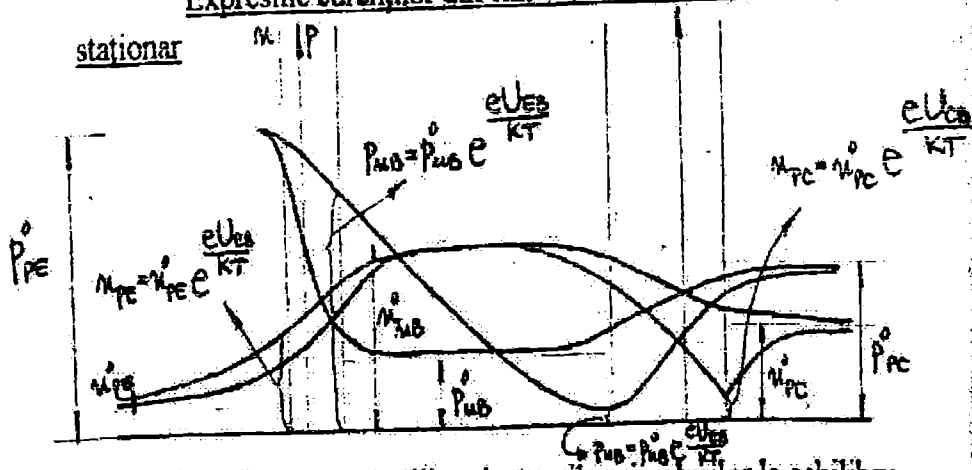


Fig. 7. Variațiile concentrațiilor electronilor și golurilor la echilibru termodinamic și pentru polarizare directă a joncțiunilor.

Pentru emitor, în regiunea $-\infty < x < -l_E$, curentul minoritar este datorat electronilor care traversează joncțiunea emitor bază. Ecuația pe care o satisface concentrația de electroni este:

$$\frac{d^2 n_{pE}}{dx^2} - \frac{(n_{pE} - n_{pE}^0)}{L_{nE}^2} = 0, \quad (1)$$

unde

$$L_{nE} = (D_{nE} \tau_n)^{1/2} \quad (2)$$

este lungimea de difuzie a electronilor, τ_n timpul de viață al electronilor în exces iar D_{nE} coeficientul de difuzie al electronilor în emitor. Soluția finită a acestor ecuații este de forma:

$$n_{pE} = n_{pE}^0 + Ax^{x/L_{nE}}$$

La fel ca la dioda semiconductoră:

$$n_{pE}(-l_E) = n_{pe}^0 e^{eU_{EB}/KT} \quad (3)$$

$$n_{pE}(x) = n_{pE}^0 + n_{pE}^0 \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) e^{(x+l_E)L_{nE}} \quad (4)$$

densitatea de curent a electronilor:

$$J_{nE}(x) = eD_{ne} \left(\frac{dn_{pE}}{dx} \right) = \left(\frac{eD_{nE}n_{pE}^0}{L_{nE}} \right) \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) e^{(x+l_E)/L_{nE}} \quad (5)$$

În mod analog în colector avem:

$$\frac{d^2 n_{pc}}{dx^2} - \frac{n_{pc} - n_{pc}^0}{L_{nc}^2} = 0, \quad (6)$$

unde:

$$L_{nc} = (D_{nc}\tau_n)^{1/2}, \quad (7)$$

D_{nc} - fiind coeficientul de difuzie al electronilor în colector, τ_n - timpul de viață al electronilor în exces iar L_{nc} - lungimea de difuzie a electronilor în colector.

Soluția finală a acestei ecuații este de forma:

$$n_{pc}(x) = n_{pc}^0 + Be^{-x/L_{nc}} \quad (8)$$

cu condiția la limită (fig.4)

$$n_{pc}(w+l_c) = n_{pc}^0 e^{eU_{CB}/KT}, \quad (9)$$

de unde rezultă:

$$n_{pc}(x) = n_{pc}^0 \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) e^{-(x-w-l_c)/L_{nc}} \quad (10)$$

Densitatea de electroni este :

$$J_{nc}(x) = eD_{nc} \frac{dn_{pc}}{dx} = -\frac{eD_{nc}n_{pc}^0}{L_{nc}} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) e^{-(x-w-l_c)/L_{nc}} \quad (11)$$

În bază purtătorii minoritari de sarcină sunt golurile așa că ecuația pe care o satisface concentrația de goluri în bază este:

$$\frac{d^2 p_{nB}}{dx^2} - \frac{p_{nB} - p_{nB}^0}{L_{pB}^2} = 0 \quad (12)$$

unde $L_{pB} = (\tau_p D_{pB})^{1/2}$ cu soluția:

$$p_{nB}(x) = C e^{x/L_{pB}} + D e^{-x/L_{pB}} \quad (13)$$

și condiția la limita:

$$p_{nB}(0) = p_{nB}^0 e^{eU_{EB}/KT}; \quad p_{nB}(w) = p_{nB}^0 e^{eU_{CB}/KT} \quad (14)$$

Punând aceste condiții găsim valorile constantelor C și D și anume:

$$C = \frac{p_{nB}^0 e^{eU_{CB}/KT} - p_{nB}^0 e^{eU_{EB}/KT} e^{-w/L_{pB}}}{2sh \frac{w}{L_{pB}}} \quad (15)$$

$$D = \frac{p_{nB}^0 e^{eU_{EB}/KT} e^{w/L_{pB}} - p_{nB}^0 e^{-eU_{CB}/KT}}{2sh \frac{w}{L_{pB}}}$$

unde $sh\alpha = \frac{e^\alpha - e^{-\alpha}}{2}$, $ch\alpha = \frac{e^\alpha + e^{-\alpha}}{2}$.

Înlocuind în (13) obținem valoarea concentrației de goluri în bază și anume:

$$p_{nB}(x) = p_{nB}^0 + \frac{p_{nB}^0 \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) sh \frac{w-x}{L_{pB}} + p_{nB}^0 \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) sh \frac{x}{L_{pB}}}{sh \frac{w}{L_{pB}}} \quad (16)$$

Deoarece la un tranzistor pentru a înlătura procesul de recombinare a golurilor în bază $w \ll L_{pB}$ și de aici derivă $w-x \ll L_{pB}$ de unde:

$$\frac{sh \frac{w-x}{L_{pB}}}{sh \frac{w}{L_{pB}}} \approx \frac{L_{pB}}{L_{pB}} = \frac{w-x}{w} \quad \text{și} \quad \frac{sh \frac{x}{L_{pB}}}{sh \frac{w}{L_{pB}}} \approx \frac{x}{w}$$

$$p_{nB}(x) = p_{nB}^0 \left[1 + \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) \frac{w-x}{w} + \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \frac{x}{w} \right] =$$

$$= p_{nB}^0 \left[e^{eU_{EB}/KT} - \frac{x}{w} \left(e^{eU_{EB}/KT} - e^{eU_{CB}/KT} \right) \right] \quad (17)$$

Dacă tranzistorul este polarizat normal $U_{EB} > 0$, $U_{CB} < 0$, dacă $|U_{CB}|$ este ordinul a câțiva $\frac{KT}{e}$, $e^{eU_{CB}/KT} \approx 0$ și:

$$p_{nB}(x) = p_{nB}^0 e^{eU_{EB}/KT} \left(1 - \frac{x}{w} \right) \quad (18)$$

Valorile curenților de emitor și colector

Curentul de emitor având secțiunea transversală S_E va fi:

$$I_E = S_E [J_{nE}(-l_E) + J_{pB}(0)] \quad (19)$$

Densitatea curentului de goluri în bază va fi:

$$J_{pB}(x) = -eD_{pB} \frac{dp_{nB}}{dx} = \frac{eD_{pB}p_{nB}^0}{L_{pB}sh \frac{w}{L_{pB}}} \left[\left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) ch \frac{w-x}{L_{pB}} - \right.$$

$$\left. - \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) ch \frac{x}{L_{pB}} \right] \quad (20)$$

Înlocuind în (19) avem:

$$I_E = S_E \left(\frac{eD_{nE}n_{pE}^0}{L_{nE}} + \frac{eD_{pB}p_{nB}^0}{L_{pB}sh \frac{w}{L_{pB}}} ch \frac{w}{L_{pB}} \right) \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - S_E \frac{eD_{pB}p_{nB}^0}{L_{pB}sh \frac{w}{L_{pB}}} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \quad (21)$$

Curentul de colector $I_C = S_C [J_{pB}(w) + J_{nC}(w + l_C)]$ unde $J_{pB}(w)$ este densitatea de curent a golurilor din bază iar J_{nC} densitatea curentului de electroni din colector iar S_C secțiunea colectorului.

$$J_{pB}(w) = -eD_{pB} \left(\frac{dp_{nB}}{dx} \right)_{x=w} = \frac{eD_{pB}p_{nB}^0}{L_{pB}sh \frac{w}{L_{pB}}} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - ch \frac{w}{L_{pB}} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \quad (22)$$

$$J_{nC}(w + l_C) = - \left(\frac{eD_{nC}n_{pC}^0}{L_{nC}} \right) \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \quad (23)$$

Curentul de colector atunci se va scrie:

$$I_C = S_C \frac{eD_{pB}p_{nB}^0}{L_{pB}sh \frac{w}{L_{pB}}} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - S_C \left[\frac{eD_{nC}p_{nC}^0}{L_{nC}} + \frac{eD_{pB}p_{nB}^0 ch \frac{w}{L_{pB}}}{L_{pB}sh \frac{w}{L_{pB}}} \right] \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \quad (24)$$

Dacă $S_E=S_C=S$ atunci ecuațiile (21) și (24) se scriu sub forma:

$$\begin{aligned} I_E &= a_{11} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - a_{12} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \\ I_C &= a_{12} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - a_{22} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \end{aligned} \quad (25)$$

unde :

$$\begin{aligned} a_{11} &= S \left(\frac{eD_{nE}n_{pE}^0}{L_{nE}} + \frac{eD_{pB}P_{nB}^0 ch \frac{w}{L_{pB}}}{L_{pB} sh \frac{w}{L_{pB}}} \right) \\ a_{22} &= S \left(\frac{eD_{nC}P_{nC}^0}{L_{nC}} + \frac{eD_{pB}P_{nB}^0 ch \frac{w}{L_{pB}}}{L_{pB} sh \frac{w}{L_{pB}}} \right) \\ a_{12} &= S \left(\frac{eD_{pB}P_{nB}^0}{L_{pB} sh \frac{w}{L_{pB}}} \right) \end{aligned} \quad (26)$$

Curentul în bază $I_B=I_E-I_C$ este foarte mic el fiind:

$$\begin{aligned} I_B = I_E - I_C &= S \frac{eD_{nE}n_{pE}^0}{L_{nE}} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) + S \frac{eD_{pB}P_{nB}^0}{L_{pB} sh \frac{w}{L_{pB}}} \cdot \\ &\cdot \left(ch \frac{w}{L_{pB}} - 1 \right) \left(e^{eU_{EB}/KT} - 2 \right) - S \frac{eD_{nC}n_{pC}^0}{L_{nC}} \end{aligned} \quad (27)$$

Primul termen din sumă reprezintă curentul de electroni injectat din bază în emitor. În strânsă legătură cu funcționarea tranzistorului se introduc următorii parametri caracteristici:

Eficiența emitorului:

$$\gamma_E = \frac{I_{pE}}{I_{pE} + I_{nE}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{nE}}{I_{pE}}} \quad (28)$$

Dacă vom ține seamă că $\frac{e^{eU_{CB}/KT} - 1}{e^{eU_{EB}/KT} - 1} \ll 1$, atunci:

$$\gamma_E = \frac{1}{1 + \frac{w}{L_{nE}} \cdot \frac{D_{nE}}{D_{pB}} \cdot \frac{n_{pE}^0}{p_{nB}^0}} = \frac{1}{1 + \frac{w}{L_{nE}} \cdot \frac{D_{nE}}{D_{pB}} \cdot \frac{N_{DB}}{N_{AE}}}$$

unde N_{DB} , N_{AE} sunt concentrațiile atomilor donori și respectiv acceptori din bază și emitor. Dacă bazele sunt foarte înguste atunci γ_E se apropie de unitate.

Eficiența bazei

Coefficientul de transport al golurilor prin bază se apropie de unitate dacă este relativ îngustă.

Curentul rezidual al emitorului I_{EB0} se definește ca acel curent care rezultă când joncțiunea colector bază este în gol $I_C=0$ iar joncțiunea emitor bază este polarizată invers $U_{CB}=0$:

$$\frac{I_C}{I_E} = \alpha_N = \frac{a_{12}}{a_{11}} \quad (29)$$

(poartă numele factor de amplificare în curent). Dacă emitorul este scurtcircuitat la masă avem:

$$\frac{I_E}{I_C} = \alpha_I = \frac{a_{12}}{a_{22}} \quad (30)$$

(coeficientul de amplificare invers) α_N are valori între (0,85-0,995) și α_I are valori între (0,2-0,8).

Pentru a pune ecuațiile celor doi curenți sub formă ușor folosibilă în calcule în sensul de conducție directă vom putea scrie:

$$I_C = \alpha_N I_E + I_{CB0} \quad (31)$$

(I_{CB0} este curentul rezidual de colector).

Pentru cazul când schimbăm rolurile emitorului și colectorului între ele avem:

$$-I_E = \alpha_I I_C + I_{EB0} \quad (32)$$

(I_{EB0} este curentul rezidual de emitor)

Pentru cazul regimului normal de funcționare $e^{eU_{CB}/KT} \ll 1$ și avem:

$$I_E = a_{11} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) + a_{12} \quad (33)$$

$$I_C = a_{12} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) + a_{22} \quad (34)$$

de unde:

$$I_C = \frac{a_{12}}{a_{11}} I_E - \frac{a_{12}^2 - a_{11}a_{22}}{a_{11}} \quad (35)$$

Comparând (35) cu (31) rezultă:

$$\alpha_N = \frac{a_{12}}{a_{11}}, \quad I_{CB0} = \frac{-a_{12}^2 + a_{11}a_{22}}{a_{11}} \quad (36)$$

În cazul când $U_{EB} < 0$, $U_{CB} > 0$ ecuațiile se scriu:

$$\begin{aligned} I_E &= -a_{11} - a_{12} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \\ I_C &= -a_{12} - a_{22} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \end{aligned}$$

de unde rezultă:

$$I_E = \frac{a_{12}}{a_{22}} I_C + \frac{-a_{12}^2 + a_{11}a_{22}}{a_{22}}$$

$$\alpha_I = \frac{a_{12}}{a_{22}} I_{EB0} = \frac{-a_{12}^2 + a_{11}a_{22}}{a_{22}} \quad (37)$$

Rezolvând ecuațiile (36) și (37) obținem:

$$a_{12} = \frac{I_{CB0}\alpha_I}{1 - \alpha_I\alpha_N} = \frac{I_{EB0}\alpha_N}{1 - \alpha_I\alpha_N} \quad (38)$$

$$a_{11} = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_I\alpha_N}; \quad a_{22} = \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_I\alpha_N}.$$

Din prima relație (38) rezultă $I_{CB0}\alpha_I = I_{EB0}\alpha_N$

Ecuatiile pentru curenți sunt acum scrise sub forma Ebers-Moll și anume:

$$I_E = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N\alpha_I} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - \frac{\alpha_I I_{CB0}}{1 - \alpha_I\alpha_N} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \quad (39)$$

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EB0}}{1 - \alpha_N\alpha_I} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N\alpha_I} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right). \quad (40)$$

Aceste relații se exprimă în funcție de patru parametri măsurabili α_N , α_I , I_{EB0} , I_{CB0} ultimii doi nefiind independenți.

Caracteristici statice

Caracteristicile statice ale tranzistorilor se grupează în trei categorii:

- 1) Familia caracteristicilor de ieșire $I_C = f(U_{CB})$
- 2) Familia caracteristicilor de intrare $I_E = f(U_{EB})$
- 3) Familia caracteristicilor de transfer $I_C = f(I_E)$

Tranzistorul poate figura în diverse scheme în 3 tipuri de conexiuni:

- a) conexiunea cu bază comună;
- b) conexiunea cu emitor comun;
- c) conexiunea cu colector comun.

Caracteristici statice în conexiunea BC (bază comună)

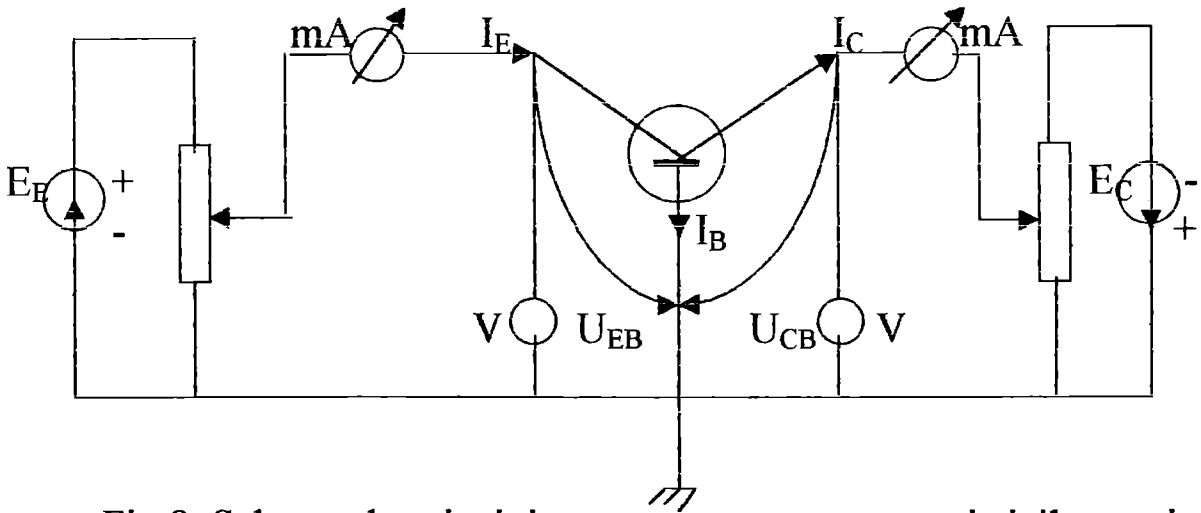


Fig.8. Schema de principiu pentru trasarea caracteristicilor statice.

Caracteristicile de intrare

Din ecuația (39) rezultă că pentru $U_{CB}=0$ curba este identică cu a unei

diode semiconductoare $I_E = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right)$ dacă $U_{CB} < 0$.

$$I_E = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{eU_{EB}/KT} - 1 \right) - \frac{\alpha_I I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left(e^{eU_{CB}/KT} - 1 \right) \quad (41)$$

cum $e^{eU_{CB}/KT} \ll 1$.

$$I_E = \frac{I_{EB0} e^{eU_{EB}/KT}}{1 - \alpha_N \alpha_I} + \frac{\alpha_I I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} - \frac{I_{EB0}}{\alpha_N \alpha_I}$$

cum:

$$\alpha_I I_{CB0} = \alpha_N I_{EB0} \quad (42)$$

$$I_E = \frac{I_{EB0} e^{eU_{EB}/KT}}{1 - \alpha_N \alpha_I} - (1 - \alpha_N) \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} \quad (43)$$

Curentul se anulează pentru o valoare mare alui U_{EB} și anume

$$V_{T0} = \frac{KT}{e} \ln(1 - \alpha_N) < 0;$$

dacă $U_{CB} < 0$

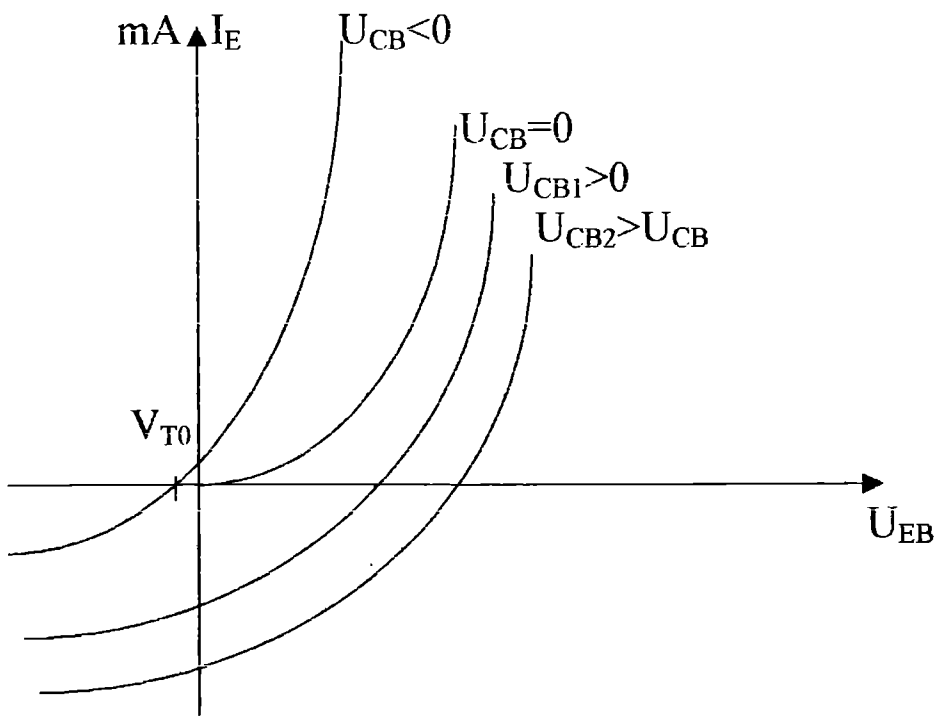


Fig.9. Caracteristicile de intrare în conexiunea BC.

Caracteristicile de ieșire

Pot fi reprezentate fie la $I_E = \text{constant}$ fie $U_{EB} = \text{constant}$.

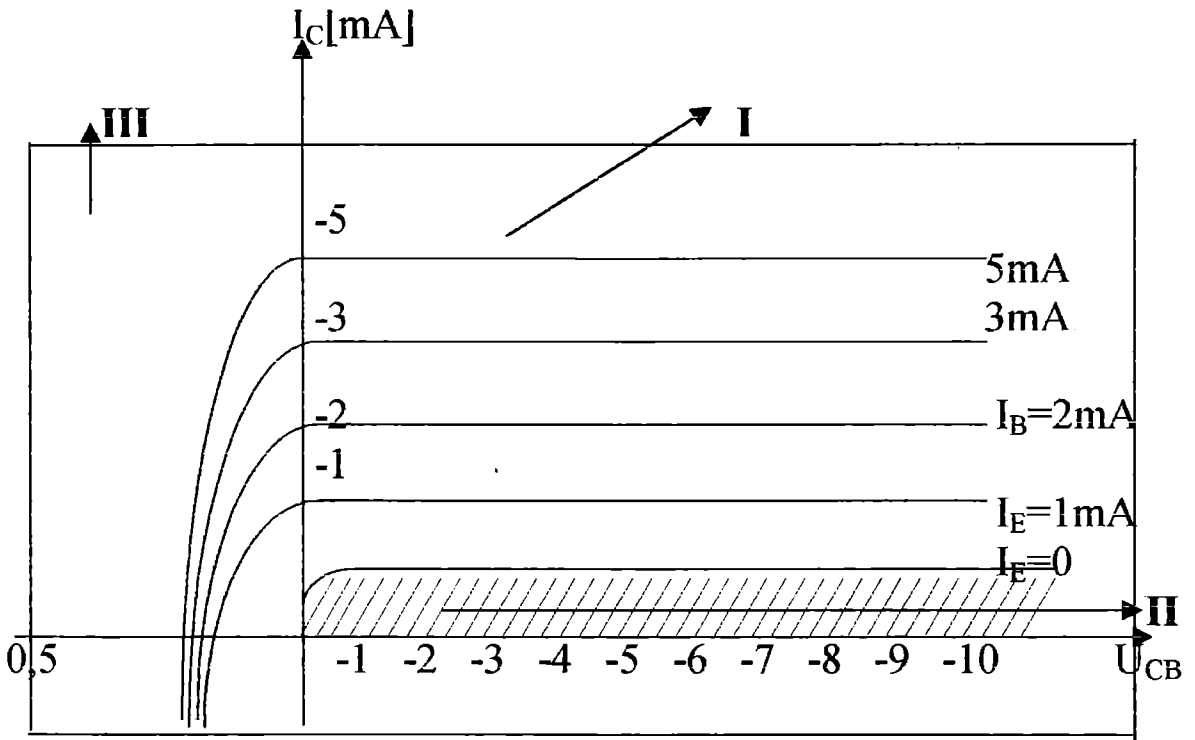


Fig.10. Familia caracteristicilor de ieșire în conexiunea BC.

Distingem trei regiuni distincte și anume în domeniul $U_{CB} < 0$, I_C depinde foarte puțin de tensiunea bază colector și din această cauză I_C este aproximativ egal cu I_E . Chiar în cazul când $U_{CB} = 0$, $I_C = 0$ ceea ce dovedește că purtătorii minoritari se deplasează prin difuzie în colector.

Regiunea II este regiune de blocare când ambele joncțiuni sunt polarizate invers, $U_{CB} < 0$ iar când $I_E = 0$ din ecuația (31) se arată că $I_C = I_{CB0}$.

Dacă $U_{CB} > 0$ ambele joncțiuni sunt polarizate direct. Fluxul de goluri injectat din colector în bază se opune fluxului de goluri injectat din emitor în bază ceea ce conduce la anularea curentului de colector.

Caracteristicile de transfer

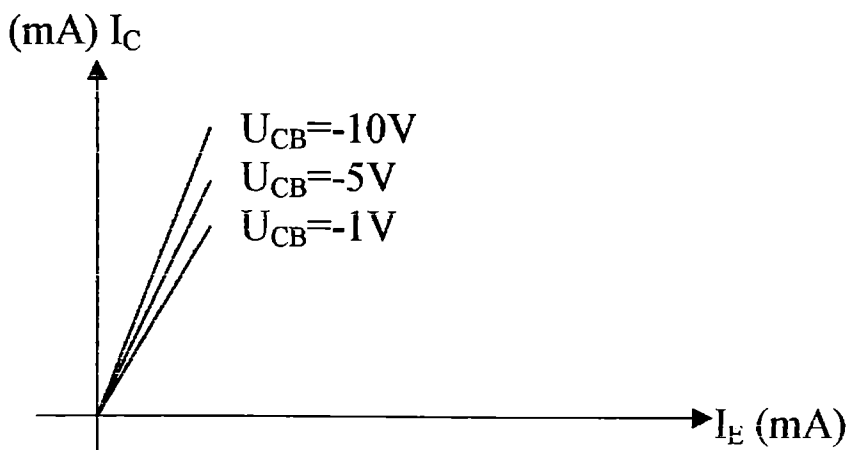


Fig .11. Caracteristicile de transfer în conexiunea bază comună.

Din (31) rezultă că există o relație de proporționalitate între curentul de colector și curentul de emitor. Dacă $I_{CB0} \approx 0$ atunci $I_C = \alpha_N I_E$ deci curbele caracteristice trec prin originea axelor de coordonate.

Caracteristici statice în conexiunea emitor comun

Schema de principiu pentru ridicarea acestor caracteristici este dată mai jos (fig.12.):

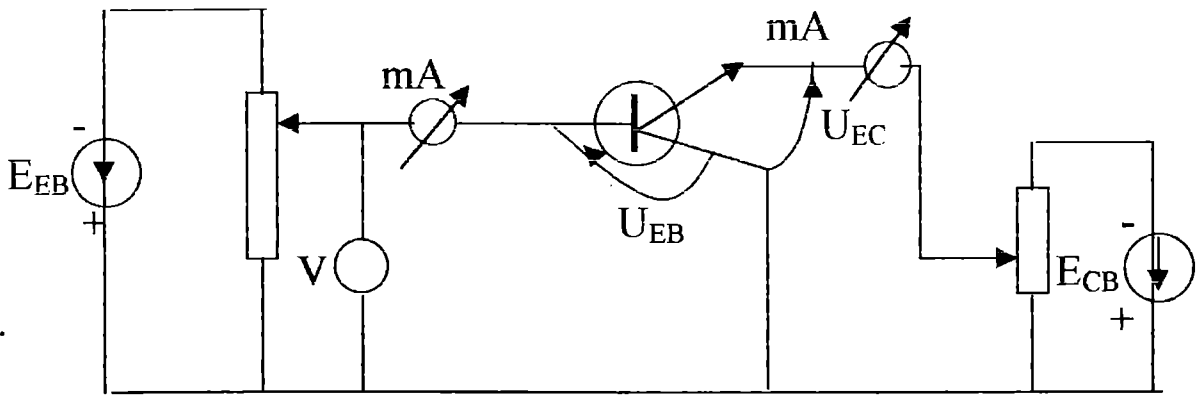


Fig.12. Schema de principiu pentru ridicarea caracteristicilor statistice în conexiunea emitor comun.

Familia caracteristicilor de intrare

Având ca parametru tensiunea dintre colector și emitor $I_B = f(U_{EB})$. Curentul din bază $I_B = I_E = -I_C$. Folosind relațiile (39) și (40) putem scrie:

$$I_B = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (1 - \alpha_N) (e^{eU_{EB}/KT} - 1) + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (1 - \alpha_I) (e^{eU_{CB}/KT} - 1)$$

Dar $U_{CB} = U_{CE} + U_{EB}$ așa că:

$$I_B = \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (1 - \alpha_N) (e^{eU_{EB}/KT} - 1) + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (1 - \alpha_I) (e^{e(U_{CE} + U_{EB})/KT} - 1) \quad (44)$$

Caracteristica $U_{CE} = 0$ este ca la dioda semiconductoră:

$$I_B = \frac{I_{EB0}(1 - \alpha_N) + I_{CB0}(1 - \alpha_I) (e^{eU_{EB}/KT} - 1)}{1 - \alpha_N \alpha_I} \quad (45)$$

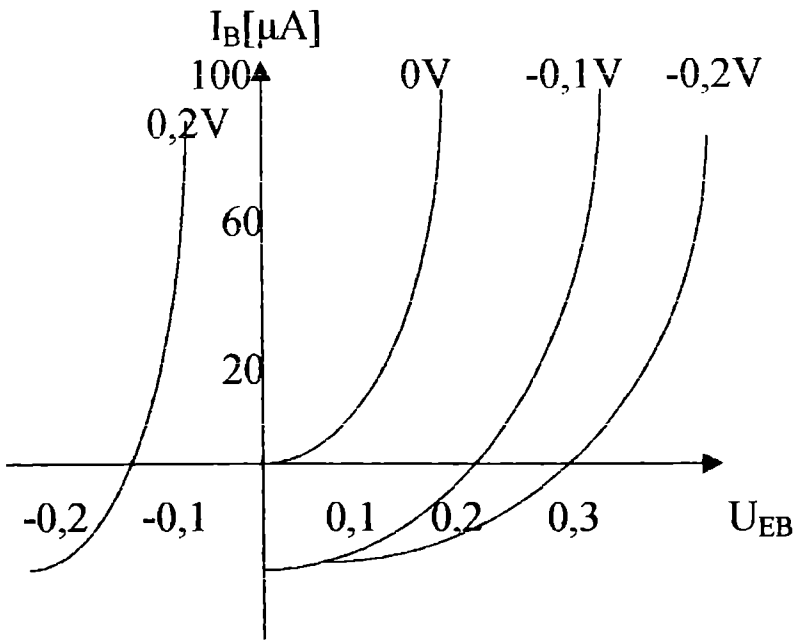


Fig.13. Caracteristicile de intrare în conexiunea emitor comun.

Familia caracteristicilor de ieșire

Deoarece domeniul normal de lucru este atunci când U_{CE} este negativ se preferă să se traseze caracteristica $I_C = f(-U_{CE})$.

Dacă ținem seama că $I_C = \alpha_N I_E - I_{CB0}(e^{eU_{CB}/KT} - 1)$ și $I_E = I_C + I_B$ avem:

$$I_C = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N} \left(e^{e(U_{CE} + U_{EB})/KT} - 1 \right) \quad (46)$$

unde s-a ținut seama că $U_{CB} = U_{CE} + U_{EB}$.

În regim normal de lucru U_{CB} este negativ așa că putem scrie:

$$I_C = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N} I_B + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N} \quad (47)$$

$$\beta_N = \frac{\alpha_N}{1 - \alpha_N}, \quad (48)$$

este factorul de amplificare.

$$I_C = \frac{\beta_N I_B + I_{CB0}}{1 - \alpha_N} = \beta_N I_B + (1 + \beta_N) I_{CB0} \quad (49)$$

β_N este cuprins între valorile 20 și 1000.

Orice modificare a lui α_N conduce la o modificare mare a lui β_N .

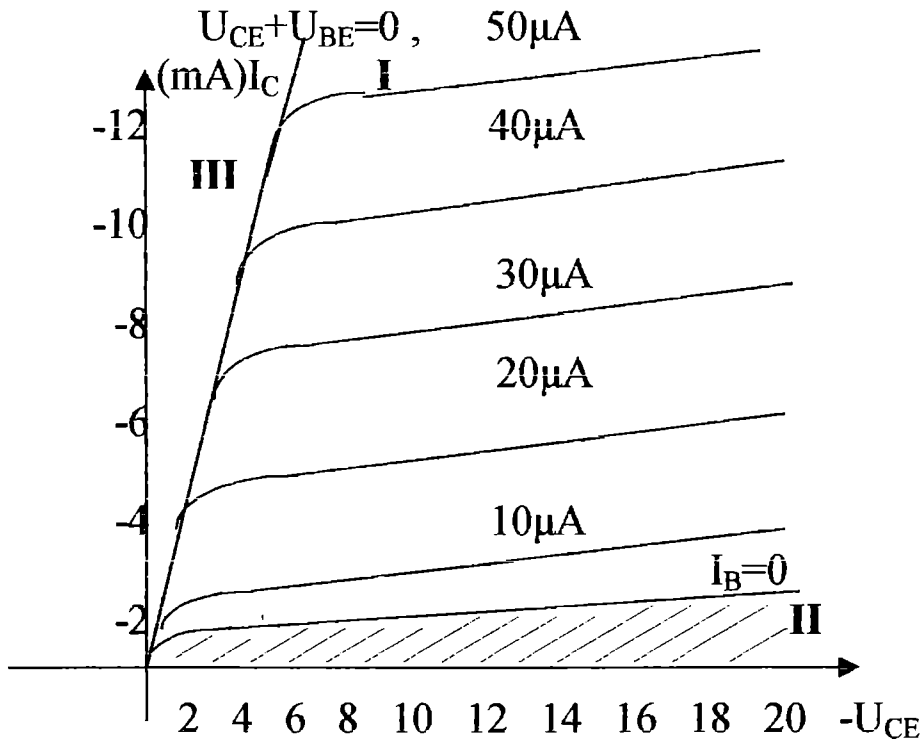


Fig.14. Familia caracteristicilor de ieșire.

În regiunea I tranzistorul este polarizat normal și deoarece U_{CE} este negativ exponențiala $e^{eU_{CE}}$ este foarte mică curentul rămând aproximativ egal cu $\beta_N I_B$. La creșterea lui I_B crește și curentul de colector. Regiunea II regiunea de blocare în care ambele regiuni sunt polarizate invers este cuprinsă între caracteristica $I_B = 0$ și axa absciselor. În regiunea III (regiunea de saturație) $|U_{CE}| \leq |U_{BE}|$ ambele regiuni sunt polarizate direct, fapt care conduce la o creștere sensibilă a lui I_B și pentru a-l micșora trebuie să scădem tensiunea U_{EB} . Caracteristicile de ieșire nu trec prin origine ci sunt deplasate spre dreapta. La tensiuni mari poate avea loc străpungerea joncțiunii colector, curentul crescând foarte mult.

Familia caracteristicilor de transfer în conexiunea cu emitor comun

Caracteristica de transfer $I_C=f(U_{EB})$ se obține din ecuația (40) unde înlocuim $U_{CB}=U_{CE}+U_{EB}$:

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EB0} (e^{eU_{EB}/KT} - 1)}{1 - \alpha_N \alpha_I} - \frac{I_{EB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{e(U_{CE}+U_{EB})/KT} - 1) \quad (50)$$

Relația se mai poate scrie:

$$I_C = \frac{(e^{eU_{EB}/KT} - 1)(\alpha_N I_{EB0} - I_{CB0} e^{eU_{CE}/KT})}{1 - \alpha_N \alpha_I} - \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I} (e^{eU_{CE}/KT} - 1) \quad (51)$$

Dacă $U_{CE}=0$, $I_C = \frac{(e^{eU_{EB}/KT} - 1)(\alpha_N I_{EB0} - I_{CB0})}{1 - \alpha_N \alpha_I}$ curentul variază ca

la diodă.

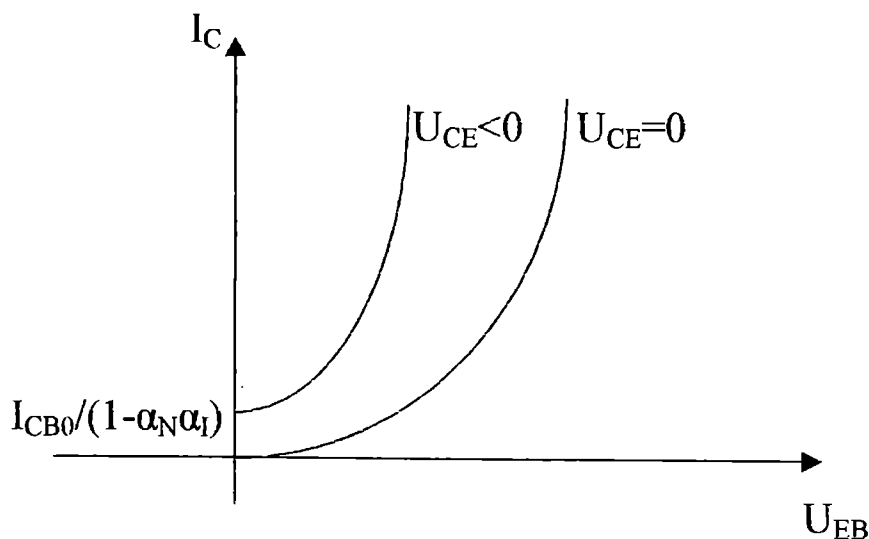


Fig.15. Familia caracteristicilor de transfer în conexiunea emitor comun.

Dacă $U_{CE} < 0$ atunci neglijând $e^{eU_{CE}/KT}$ și $I_{CB0}e^{eU_{CE}/KT}$ avem:

$$I_C = \frac{\alpha_N I_{EB0} (e^{eU_{EB}/KT} - 1)}{1 - \alpha_N \alpha_I} + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}$$

Curentul taie axa ordonatelor la distanța $\frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N \alpha_I}$. O altă caracteristică de transfer este $I_C = f(I_B)$.

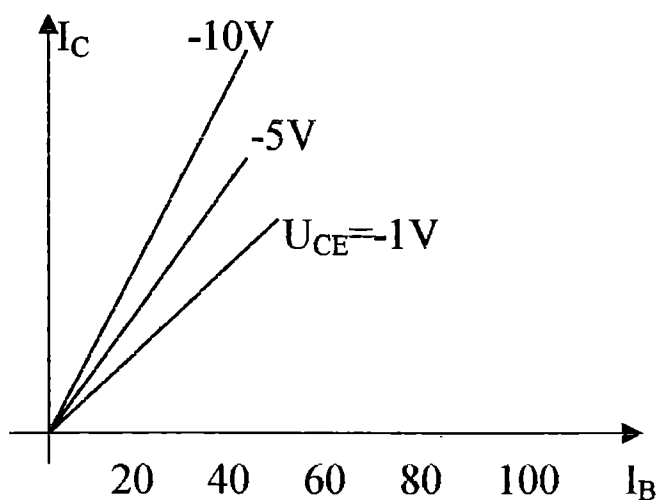


Fig.16. Caracteristica de transfer în conexiunea cu emitor comun.

Din relația (46) dacă $|U_{CE}| \ll U_{EB}$ curentul va avea expresia:

$$I_C = \beta_N I_B + \frac{I_{CB0}}{1 - \alpha_N}$$

care este o dreaptă ce trece aproximativ prin origine. Familia de caracteristici se grupează într-un fascicul linear având o pantă aproximativ egală cu β_N .

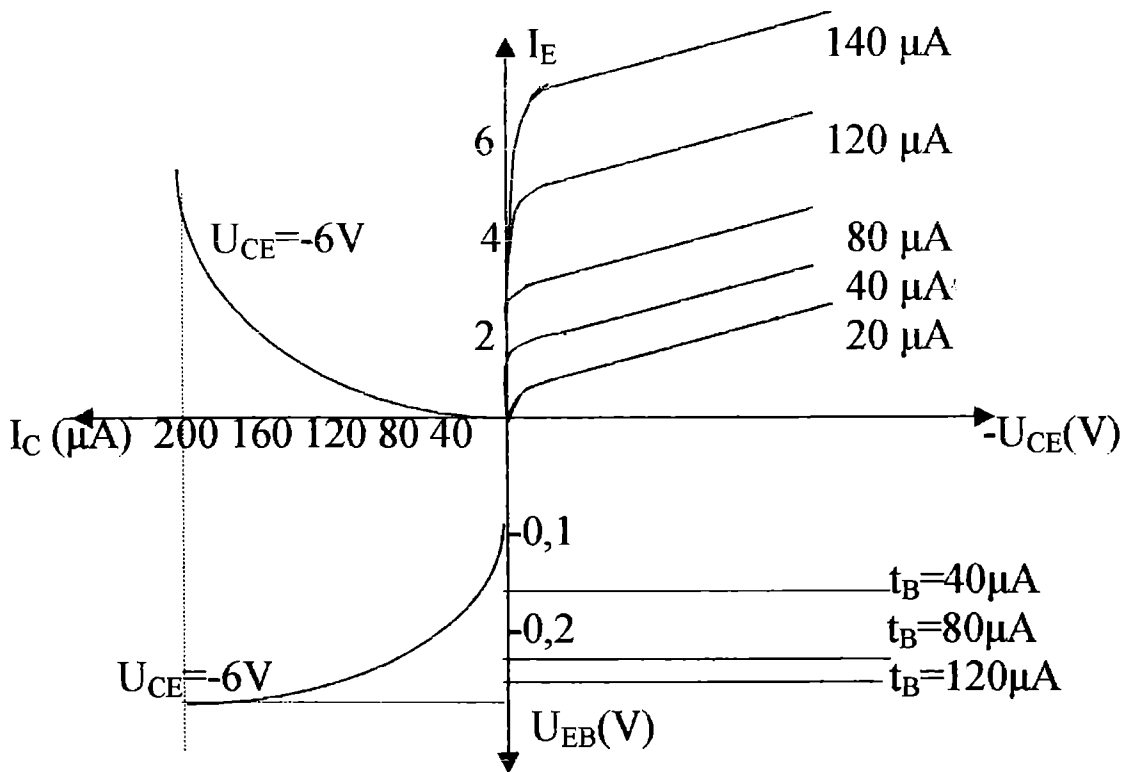


Fig.17. Diagrama în patru cadrane a tranzistorului în conexiune cu emitor comun.

Punct static de funcționare. Circuite de polarizare.

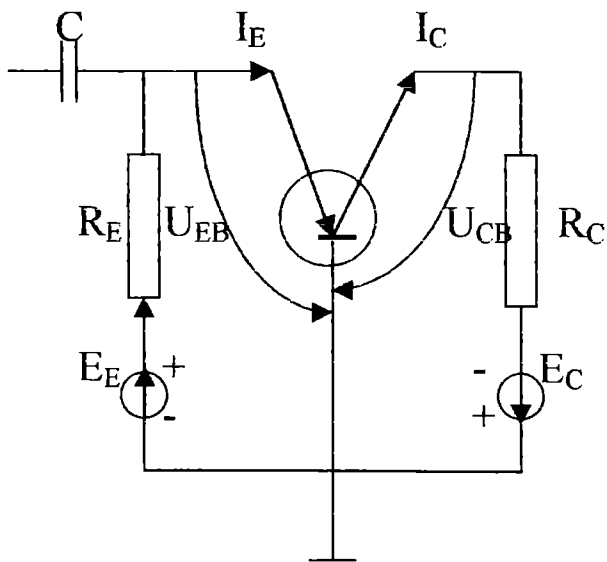


Fig.19. Conexiunea BC cu două surse de alimentare

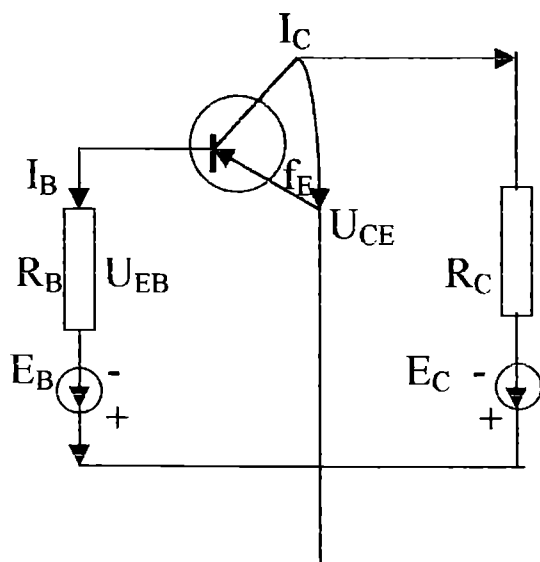


Fig.20. Conexiunea emitor comun (EC) cu două surse de alimentare.

Polarizarea tranzistorului bipolar se poate face fie cu două surse separate fie cu ajutorul unei singure surse. În figurile (19) și (20) se dau cele două scheme de polarizare pentru cele două conexiuni frecvent întâlnite și anume BC sau EC. Pentru conexiunea BC aplicând teorema a II-a a lui Kirchhoff în circuitele de intrare și de ieșire ne conduc la ecuațiile:

$$E_E = R_E I_E + U_{EB} \quad E_C = R_C I_C - U_{CB} \quad (52)$$

Mai întâi se trasează în planul caracteristicilor statistice ($I_E = f(U_{EB})$ și $I_C = f(U_{CB})$) dreptele de sarcină date de (52).

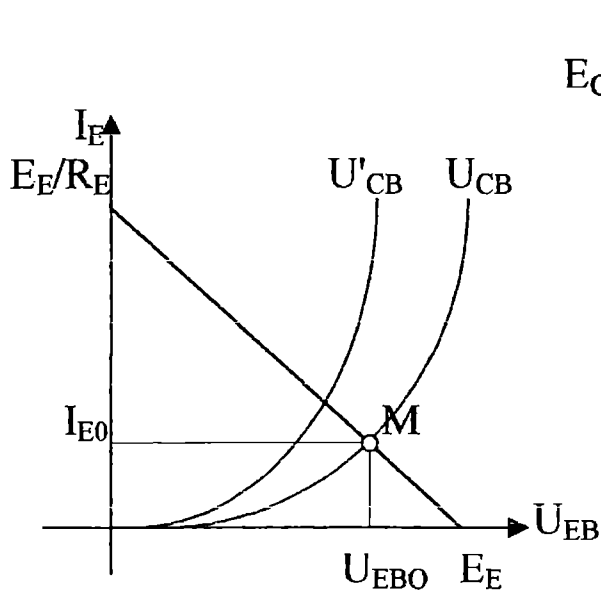


Fig.21

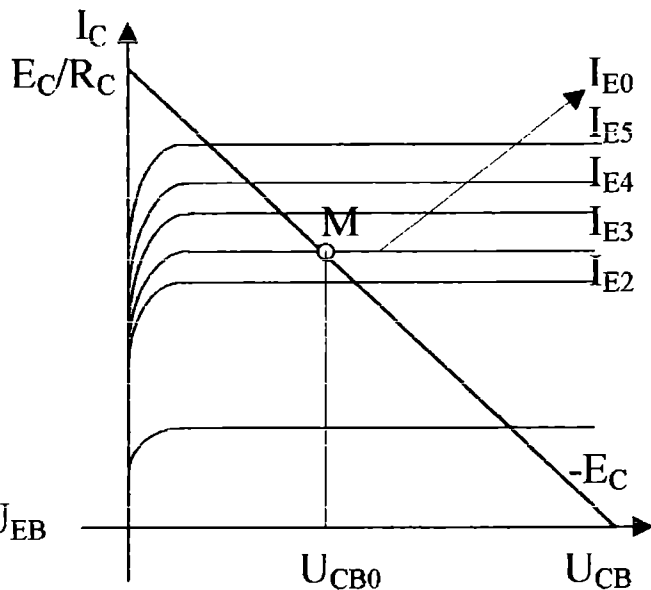


Fig.22

Stabilirea punctului static de funcționare.

La o variație a temperaturii sensibilă se modifică și punctul static de funcționare. Dacă R_E are valori mari variația cu temperatura influențează mai puțin curenții din tranzistori. Punctul static de funcționare este caracterizat de valorile (I_{E0} , U_{EB0}) și respectiv (I_{C0} , U_{CB0}). Pentru schema din fig.20 avem următoarele ecuații:

$$\begin{cases} (1) \text{ In circuitul de intrare : } E_B = U_{EB} + R_B I_B \\ (2) \text{ In circuitul de iesire : } E_C = -U_{CE} + R_C I_C \end{cases} \quad (53)$$

Dacă trasăm caracteristicile statice de intrare și de ieșire putem determina la intersecția acestora cu dreptele având ecuațiile (53) punctul

static de funcționare. Punctul static de funcționare este determinat de valorile (U_{EB0}, I_{B0}) respectiv $(-U_{CE0}, I_{C0})$.

Alimentarea tranzistorilor poate fi făcută și folosind o singură sursă de alimentare (ca în fig.24).

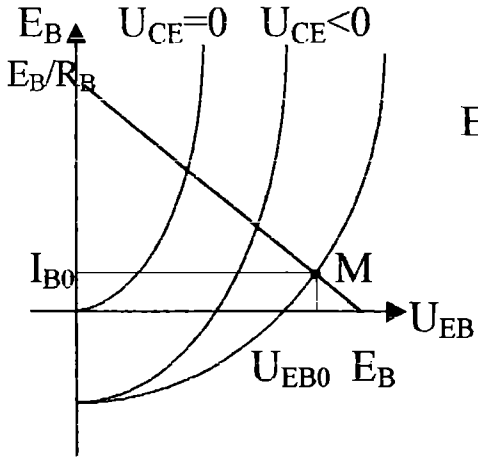


Fig.23

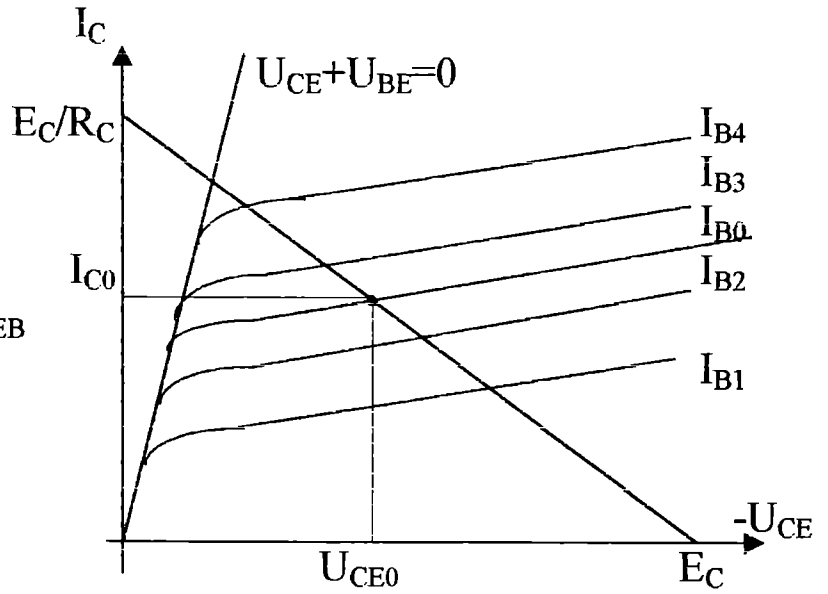


Fig.24

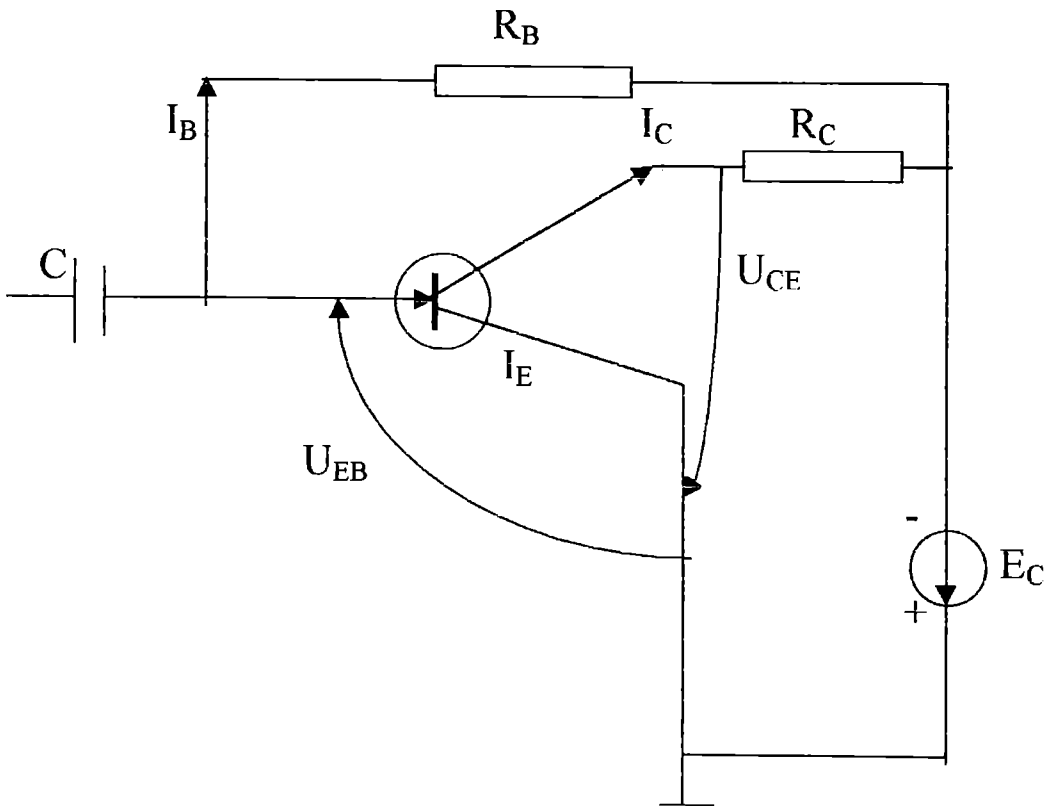


Fig.25

Pentru circuitul de intrare putem scrie:

$$E_B = R_B I_B + U_{EB} \quad (54)$$

Analog pentru circuitul de ieșire:

$$E_C = -U_{CE} + R_C I_C \quad (55)$$

Ecuțiile (54) și (55) sunt identice cu ecuațiile (53) cu singura deosebire că $E_B = E_C$. În general, cu creșterea temperaturii parametrii statici de funcționare se modifică ca urmare a modificării caracteristicilor statice. Pentru a face ca aceste influențe să fie cât mai mici se folosesc diferite scheme care permit micșorarea efectului temperaturii. Una din aceste scheme este cea în care se utilizează o reacție de curent prin introducerea unei rezistențe între emitor și masă (fig.26).

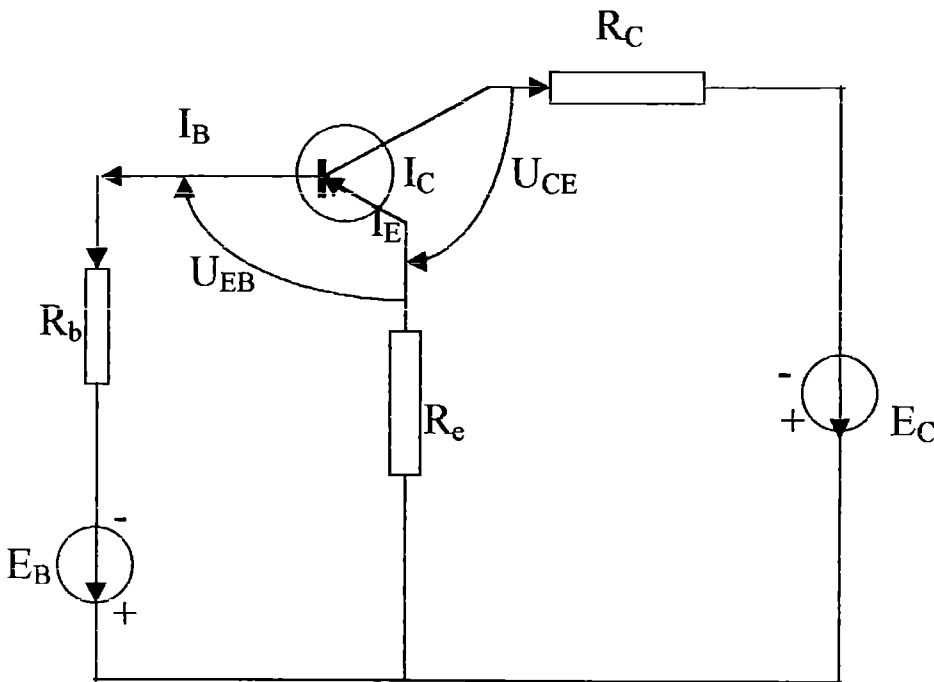


Fig.26. Din figură rezultă :

$$\begin{aligned} E_B &= U_{EB} + R_b I_B + R_e I_E \\ E_C &= R_e I_E + R_e I_C - U_{CE} \\ I_E &= I_C + I_B \\ I_C &= \beta_N I_B + (\beta_N + 1) I_{CB0} \end{aligned} \quad (56)$$

Din relațiile de mai sus eliminăm I_B și I_E , obținem dependența curentului de colector de U_{EB} și I_{CB0} și anume:

$$I_C = \frac{(\beta_N + 1)(R_b + R_e)I_{CB0}}{R_b + (1 + \beta_N)R_e} + \frac{\beta_N(E_B - U_{EB})}{(R_b + \beta_N)R_e} \quad (57)$$

Circuite speciale de prelucrare a impulsurilor

Printre circuitele folosite în electronica nucleară două prezintă o mare importanță și anume circuitul de derivare și circuitul de integrare. Circuitul de derivare este un circuit RC. Circuitul de derivare are rolul de a asalta impulsurile care vin de la contor cu o anumită frecvență de repetiție.

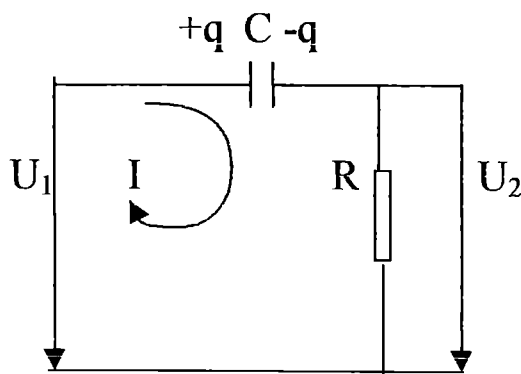


Fig.1.

Tensiunea de ieșire $U_2 = RI$, unde $I = \frac{dq}{dt} = C \frac{d(U_1 - U_2)}{dt}$. Cum U_2 în general este mai mică decât U_1 dacă impulsurile au durate $\tau \gg RC$.

$U_2 \approx RC \frac{dU_1}{dt}$, adică tensiunea la ieșirea circuitului este proporțională cu derivata tensiunii aplicată la intrare.

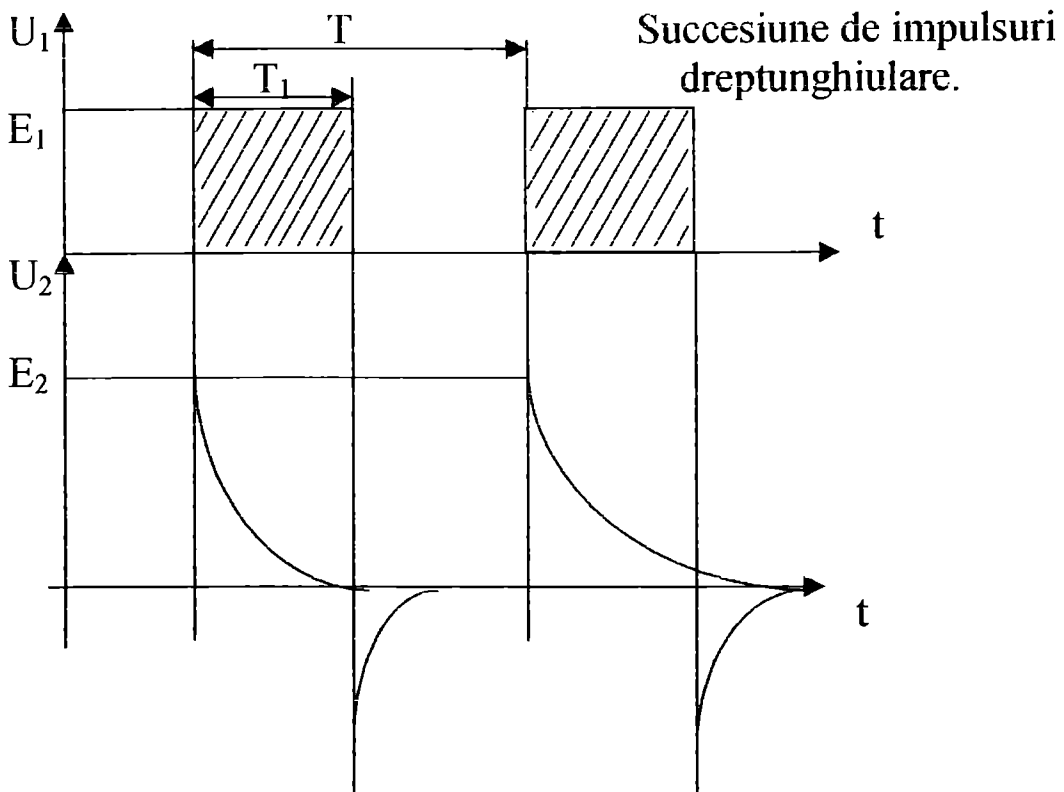


Fig.2

Un alt circuit folosit în electronica nucleară este circuitul integrator care este reprezentat mai jos:

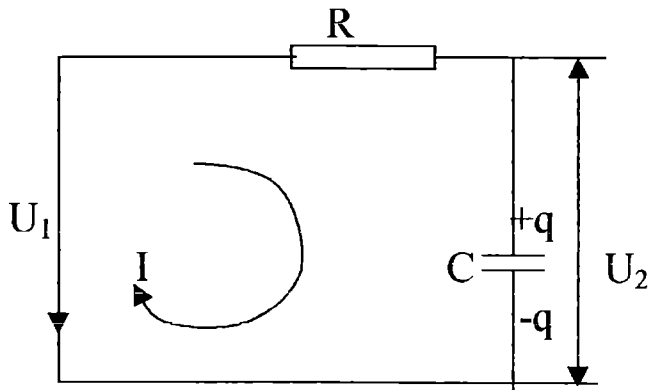
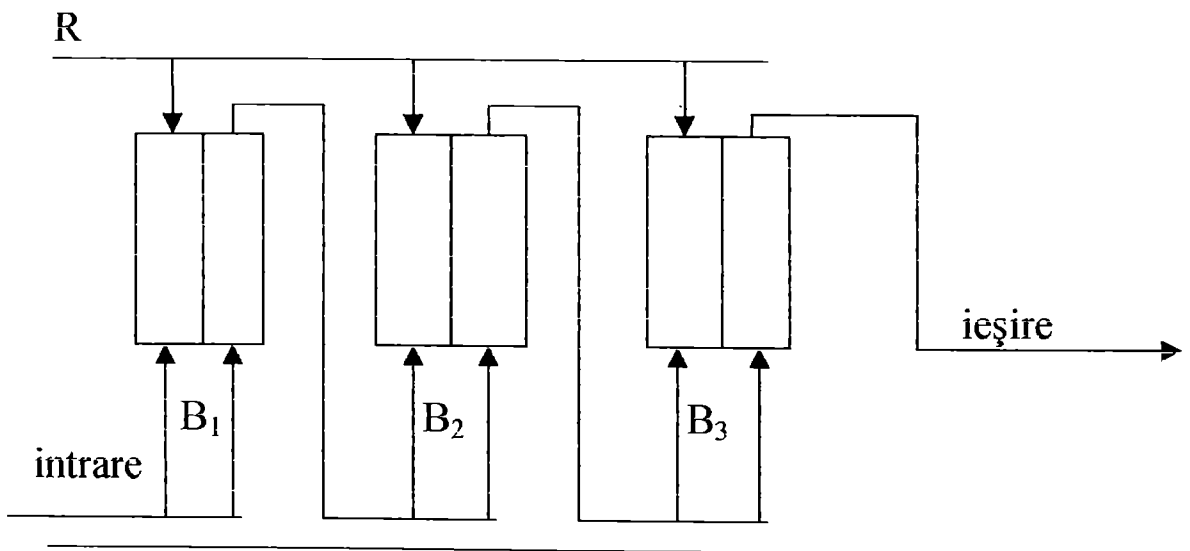


Fig.3.

În cazul acestui circuit $RC \gg \tau_1$, și în acest caz $U_2 = q/C = (\int Idt)/C$ cum U_2 este relativ mică atunci când $RC \gg \tau_1$, $I \approx U_1/R$ și deci $U_2 = (\int U_1 dt)/RC$.

Circuite rapide de numărare

Determinarea numărului de impulsuri de la intrarea sau ieșirea unui circuit de analiză în timp sau în amplitudine este o cerință de bază, în fizică și chimia nucleară. Circuitele ce îndeplinesc aceste funcțiuni se numesc numărătoare electronice. Parametri care caracterizează numărătoarele electronice sunt: factorul de derivare; capacitatea și viteza maximă de numărare. Factorul de derivare (p) este egal cu numărul de impulsuri care trebuie aplicat la intrarea unui circuit bistabil (celula de bază în numărătorii electronici) pentru a obține la ieșirea circuitului un singur impuls. Circuitele bistabile au două stări stabile fiindu-le asociate cifrele binare 0 și 1. La ieșirea unui astfel de bistabil se obține numărul de impulsuri de la intrare divizat cu 2. Prin legarea în cascadă a n celule se obține un factor de divizare $p=2^n$. Schema de principiu a circuitelor de divizare în cascadă este dată în fig.4. Impulsurile obținute de la contorul Geiger-Müller sunt introduse într-un circuit de derivare, astfel că la intrarea numărătorului se prezintă sub forma unor impulsuri cu front abrupt și durată foarte mică de ordinul μs . În fig.4 se arată cum fiecare circuit basculant B_1, B_2 , face o diviziune în timp a impulsurilor, astfel că la ieșire după derivare se obține un singur impuls pentru cazul de mai sus. Pentru aducerea la zero a circuitelor basculante bistabile se folosește un circuit separat notat cu R, care acționează înaintea fiecărei măsurători.



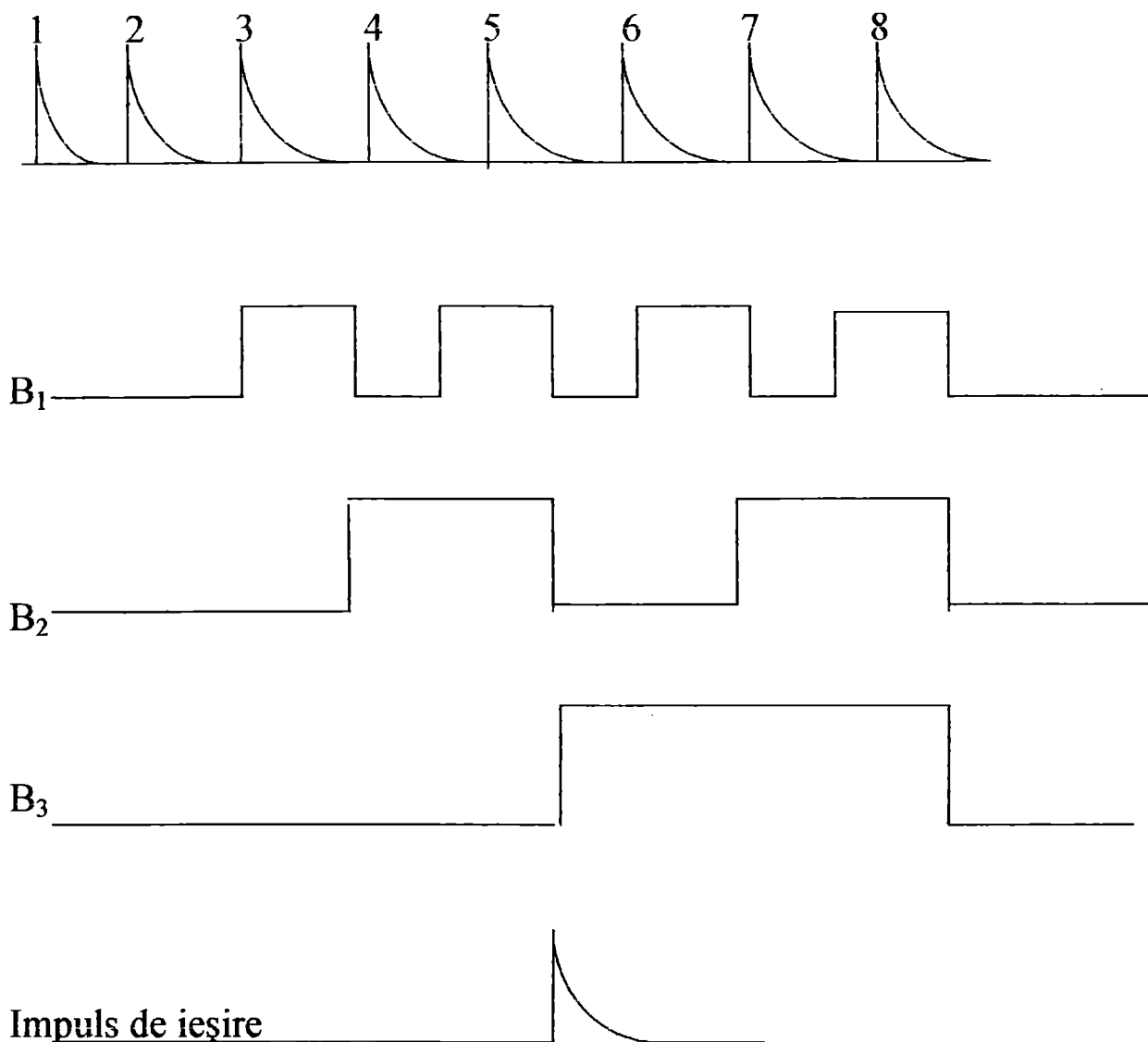


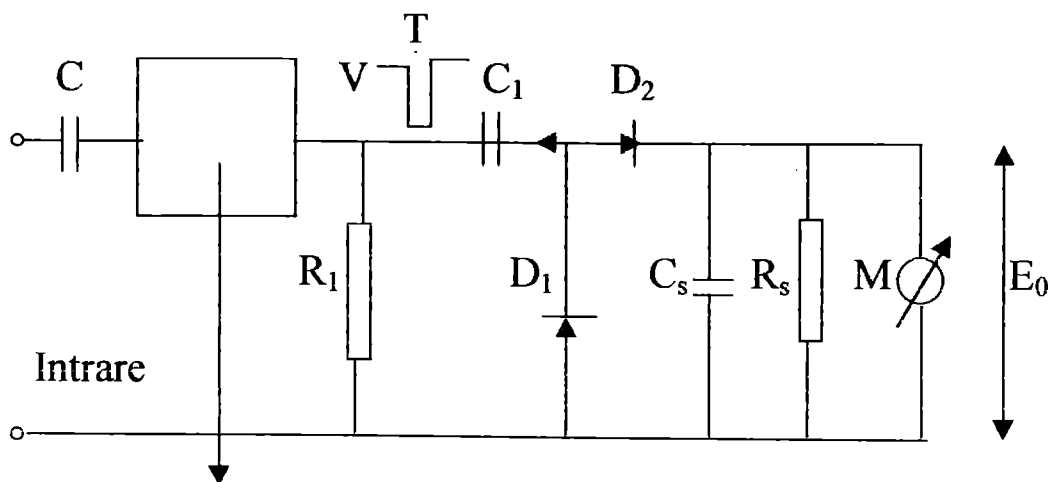
Fig.4.

În numărătoarele moderne frecvențele de numărare sunt foarte mari de ordinul a 100Mz. Pentru frecvențe mai mari decât 100Mz se realizează circuite cu diode tunel și tranzistoare-creșterea frecvenței atingând valoarea de 220Mz. Când frecvența de lucru este de ordinul a 1GHz, celulele binare sunt realizate ca circuite basculante bistabile cu diode tunel. Pe lângă numărătoarele care lucrează în sistem binar sunt și numărătoare în sistem decadic. Spre deosebire de cazul reprezentat, circuitele bistabile realizează o diviziune în timp cu 10.

Măsurarea vitezei de numărare (Ictometre)

Uneori este nevoie să se determine în timpul măsurătorilor viteza de numărare sub forma valorii medii într-un interval de timp dat. Ictometrele se împart în două categorii: ictometre analitice și ictometre digitale. După modul cum sunt afișate rezultatele avem ictometre liniare, logaritmice sau diferențiale. În figura de mai jos este reprezentată schema de principiu a unui ictometru analitic. Impulsul aplicat la intrare comandă un circuit bistabil care formează un impuls dreptunghiular de amplitudine V și durată T . Pentru buna funcționare este necesar să fie îndeplinite condițiile:

$1/N > T > 5 R_1 G_1$; $C_s > G$; $V > E_0$ unde N este numărul de impulsuri aplicat la intrarea ictometrului iar R_1 rezistența de ieșire a circuitului de formare a impulsurilor dreptunghiulare.



Circuit bistabil de formare a impulsurilor.

În aceste condiții fiecare impuls format va conduce la apariția unei sarcini pe condensatorul $C_s \cdot Q + C_1 \cdot V$. La stabilirea regimului de echilibru, curentul de încărcare și descărcare a condensatorului C_s au aceeași valoare:

$$\Delta Q N = C_1 V N = \frac{E_0^1}{R_s}$$

și deci:

$$N = \frac{E_0}{C_1 V R_s} = K E_0.$$

De aici deducem că tensiunea măsurată de instrument (E_0) este proporțională cu numărul de impulsuri. La ictometrele logaritmice tensiunea E_0 este proporțională cu $\log N$. Prin legarea la un comparator a ieșirilor a două ictometre se poate determina diferența: $\Delta N = N_2 - N_1$ unde N_1 și N_2 reprezintă vitezele de numărare individuale.

Se realizează astfel un ictometru diferențial. Ictometrele digitale (numerice) realizează integrarea numărului de impulsuri într-un interval de timp t , măsurând frecvența: $\Delta N = N_2 - f = \frac{1}{t} \int_0^t N dt$. Pentru o precizie foarte bună este necesar ca timpul t să fie foarte mare.

Circuite de coincidență

În măsurătorile de fizică nucleară, circuitele de coincidență sunt destinate detectării situației în care două sau mai multe impulsuri date de doi contori au același moment de apariție sau momentele lor de apariție sunt cuprinse într-un interval de timp τ_r numit de rezoluție. În principal un circuit de coincidență cu două căi este compus din câte un circuit de formare pe fiecare cale (F_1 și F_2 în fig.6) un circuit de sumare S , un discriminator D și un formator de ieșire F .

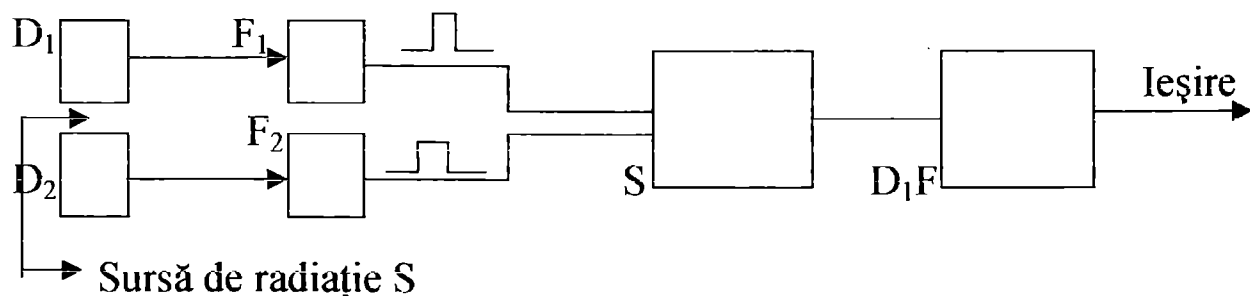
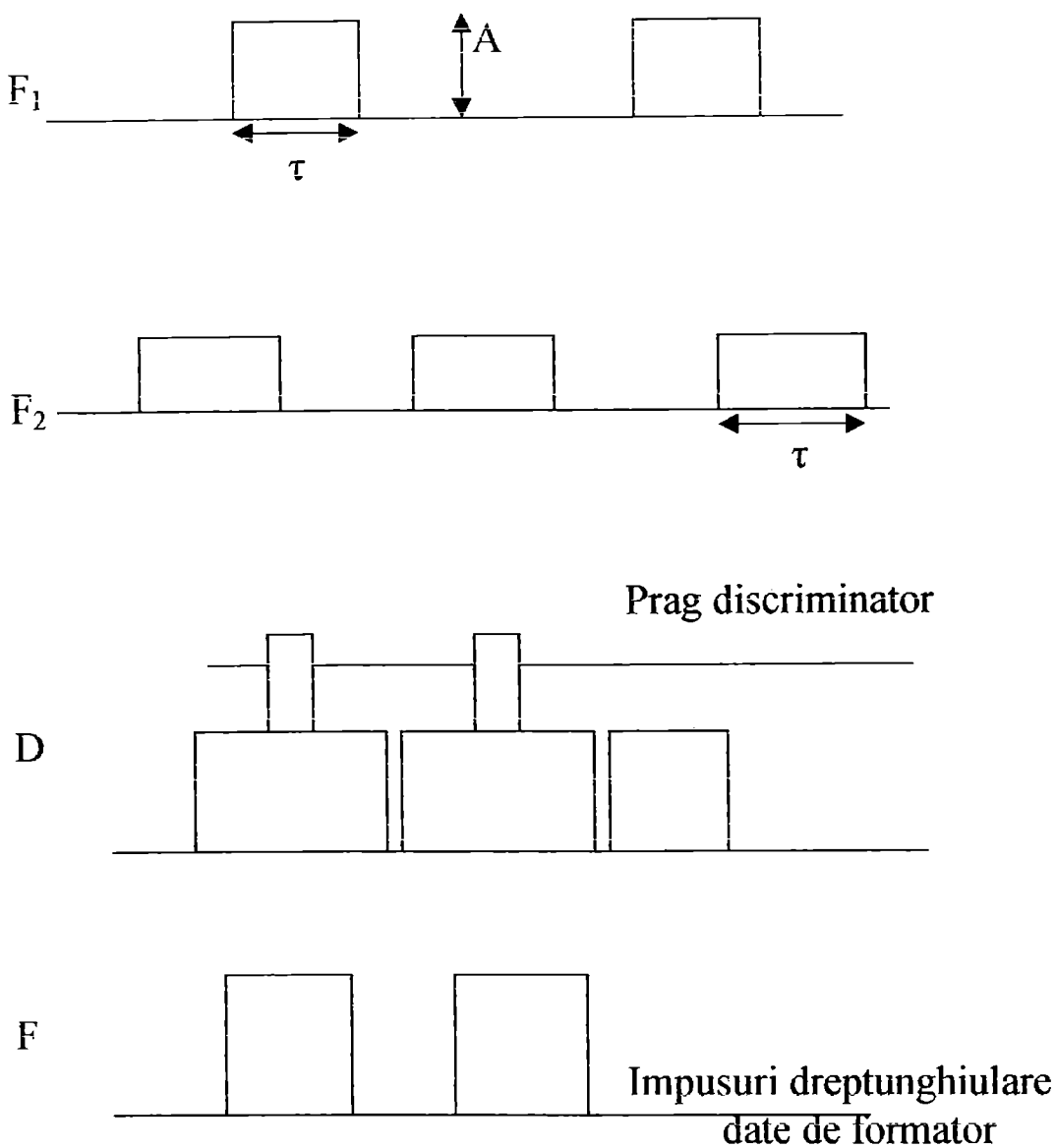
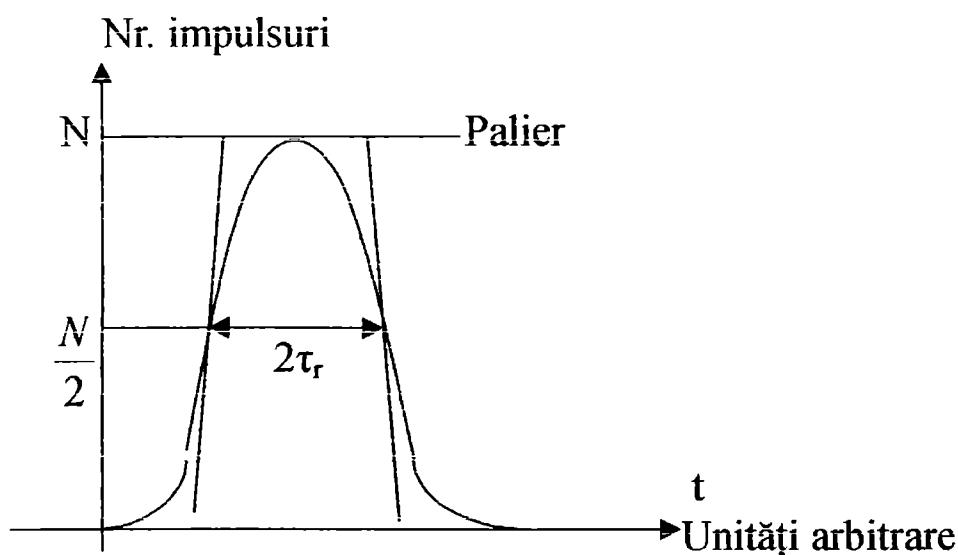


Fig.6.



Presupunem că impulsurile date de formator au amplitudinea A și durata τ (de formă dreptunghiulară). După ieșire din sumator obținem impulsurile de pe ambele căi. Alegând pragul discriminatorului la un nivel superior lui A , la ieșirea lui și apoi a formatorului vor apărea impulsuri numai când impulsurile de intrare sunt coincidente în timp. Presupunem că sursa de radiații S emite simultan două radiații care sunt detectate fiecare în câte un detector D_1 , respectiv D_2 . Dacă impulsurile unui detector sunt trimise direct la una dintre intrările circuitului de coincidență, iar ale celuilalt detector prin intermediul unui circuit de întârziere (linie de întârziere), variind întârzierea și măsurând pentru fiecare întârziere

numărul de impulsuri care ies din formatorul F, se poate trasa curba de rezoluție a circuitului de coincidență.



Semilărgimea la semiînălțimea curbei definește timpul de rezoluție τ_r . Timpul de rezoluție a fost micșorat continuu de la câteva msec la valori de zeci de picosecunde. Calitatea unui circuit se judecă după valoarea lui τ_r . Circuitele de coincidență se împart în două mari categorii:

- 1) Circuite lente; când $\tau_r > 0,1 \mu\text{s}$ și
- 2) circuite rapide; când $\tau_r > 50 \text{ ns}$.

VERIFICAT
2007

BIBLIOTECA
CENTRALĂ
UNIVERSITĂȚII
BUCUREȘTI

**VERIFICAT
2017**

Tiparul s-a executat sub cda 769/2001
la Tipografia Editurii Universităţii din Bucureşti



ISBN 973-575-524-6

Lei 42600