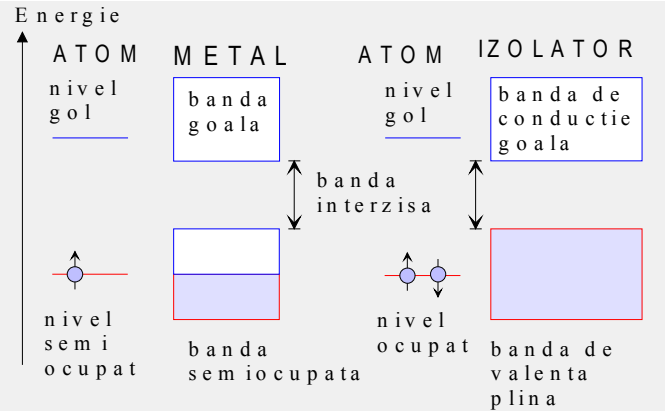
ELECTRONII ÎN SOLIDE

Se găseşte experimental şi mecanica cuantică demonstrează că într-un atom electronii au o energie bine definită, ***nivelele de energie***. Pe un nivel de energie de tip "s" pot "încăpea" doar 2 electroni cu momente cinetice proprii opuse ("spini" opuşi), implicit momentele magnetice.

Când mai mulți atomi, de exemlu N, sunt aşezați unii lângă alții, într-o ***rețea cristalină*** ordonată, nivelele de energie ale atomilor se lărgesc şi devin ***benzi de energie***. Acest fenomen este o consecință a relațiilor de nedeterminare Heisenberg. Fiindcă un electron stă doar un interval de timp finit "Δt" lângă un atom anume, energia sa va avea o nedeterminare "ΔE" cu atât mai mare cu cât intervalul de timp este mai mic. Domeniile de energii interzise din atom devin într-un solid ***benzi de energie interzisă***, iar nivelele de energie din atom devin ***benzi de energie permisă***. Într-o astfel de bandă de energie de tip "s" "încap" 2N electroni (N fiind numărul atomilor din cristal).

Dacă atomul are doar un ***electron de valență*** pe acest nivel "s", atunci în cristal vor fi doar N electroni ce ocupă doar jumătate din stările din **banda de valență**. Materialul va fi un **metal** ce va conduce bine curentul electric, fiindcă electronii pot prelua energie de la un câmp electric aplicat din exterior şi trece pe nivele de energie superioare, acestea fiind libere.

Dacă atomul are doi electroni de valență pe nivelul "s", ***banda de valență*** va fi ocupată în întregime, materialul cristalin va fi un **izolator**. Un câmp electric extern nu poate transfera energie electronilor fiindcă aceştia nu au stări de energie superioară libere. Adevărul este că există stări libere cu energie mai mare, dar acestea se găsesc în ***banda de conducție***, aflată peste ***banda interzisă***, la o depărtare energetică prea mare față de energia care o poate da electronilor un câmp electric uzual.

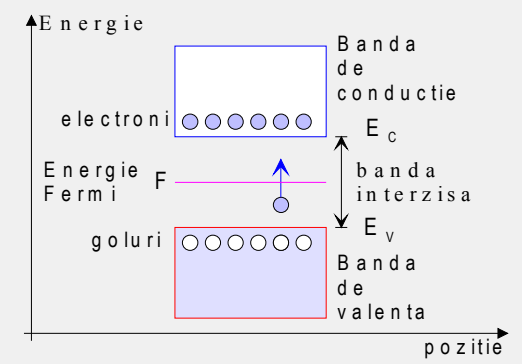


În materialele solide un nivel de energie atomic devine bandă de energie.

La zero grade Kelvin un semiconductor este izolator din punct de vedere electric deoarece electronii se află în banda de valență care este complet plină. Un câmp electric extern uzual nu ar putea modifica energia electronilor fiindcă aceştia ar avea nevoie de-o energie cel puțin egală cu lărgimea benzii interzise de energie, aflată între banda de valență şi cea de conducție.

La temperatura camerei, din cauza agitației termice, o parte foarte mică a electronilor din banda de valență sunt excitați în banda de conducție. În acest fel apar purtători de sarcină electrică negativă mobili în banda de conducție electronică, ***electronii***, şi purtători de sarcină pozitivă mobili în banda de valență, ***golurile***. Sub acțiunea unui câmp electric extern aceşti purtători de sarcină mobili se pot mişca, generând un curent

electric. Până la urmă mărimea ce condiționează apartenența unei substanțe la categoria materialelor semiconductoare este mărimea zonei interzise de energie, izolatorii fiind cu zone interzise peste 4eV. ($1eV=1,6\cdot10^{-19}C\cdot1V = 1,6\cdot10^{-19}$ J)



Din cauza agitației termice electroni din banda de valență sunt excitați în banda de conducție.

Proprietăți semiconductoare prezintă elementele chimice din grupele III, IV, V şi VI ca B, Si, Ge, Se, Te. Pe lângă semiconductorii elementari sunt larg folosiți compuşii binari, cu formula chimică AB, unde A este un element trivalent, iar B este pentavalent, compuşi III-V (ca InSb şi GaAs) sau A este un element un element bivalent iar B este hexavalent, compuşi II-VI ca ZnS, ZnO şi CdS sau compuşi IV-IV precum carbura de siliciu, SiC.

Semiconductor	Si	Ge	Se	Te	InSb	InP	GaP	PbS	CdS
Zona interzisă (eV)	1,15	0,67	0,8	0,33	0,23	1,29	2,32	0,34	2,5

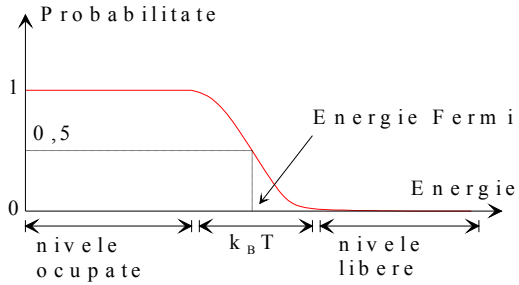
Semiconductor	Cu_2O	TiO_2	ZnO	SnO_2	ZnSb	GaAs	SiC	SiO_2
Zona interzisă (eV)	2,17	3,03	3,2	3,5	0,56	1,40	3	~8

Funcția de distribuție Fermi-Dirac

Ocuparea stărilor din bandă se face de către electroni conform ***funcției de distribuție Fermi-Dirac***:

$$f(E)=1/(e^{(E-F)/(kT)}+1) \qquad (1)$$

care ne spune care este *probabilitatea de ocupare* a nivelului cu energia "E", la temperatura "T" (în grade Kelvin, K). "F" este ***energia nivelului Fermi*** (practic media aritmetică a energiei ultimului nivel ocupat cu primul nivel liber, riguros energia pentru care probabilitatea de ocupare este 1/2), iar k eate constanta lui Boltzmann $k=1,38\cdot10^{-23}$ J/K.



Funcția de distribuție Fermi-Dirac.

Pentru semiconductori energia "E−F" fiind mare (>0,1eV) comparativ cu energia termică kT (~25 meV la 27°C) se poate neglija termenul unitate de la numitor față de exponențială, iar funcția de distribuție devine o funcție de distribuție clasică Boltzmann:

$$f_e(E)=e^{-(E-F)/(kT)} \qquad (2)$$

Densitatea electronilor, "n", numărul de electroni din unitatea de volum aflați în banda de conducție a semiconductorului, va fi obținută înmulțind ***densitatea efectivă de stări*** din banda de conducție, N_c, cu probabilitatea de ocupare (2):

$$n = N_c\cdot e^{(F-Ec)/(k\cdot T)} \qquad (3)$$

unde:

$$N_c = 2\cdot(2\cdot\pi\cdot m'_e\cdot k_B\cdot T)^{3/2} / h^3 \quad (4)$$

- $h = 6{,}6262\cdot 10^{-34}$ J·s, constanta lui Planck;
- E_c – fundul benzii de conducție, nivelul din banda de conducție cu cea mai mică energie;
- m'_e – masa efectivă a electronului din banda de conducție, de multe ori mult diferită de masa electronului liber din cauza interacțiunii electronului cu rețeaua cristalină.

Funcția de distribuție a golurilor, $f_h(E)$, probabilitatea de neocupare a unui nivel de energie din banda de valență a semiconductorului, se obține scăzînd din 1 (gradul maxim de ocupare a unui nivel electronic) funcția de distribuție a electronilor, $f_e(E)$:

$$f_h(E) = 1 - f_e(E) = 1 - 1/(e^{(E-F)/(kT)} + 1) \Rightarrow$$

$$f_h(E) = e^{(E-F)/(kT)}/(e^{(E-F)/kT} + 1) \quad (5)$$

Fiindcă energia $E-F(<-0{,}1$ eV) este mult mai mare în valoare absolută decât enegia termică kT(~0,025 eV, la 300K), se poate neglija termenul exponențial de la numitor față de unitate, iar funcția de distibuție a golurilor în banda de valență devine:

$$f_h(E) = e^{(E-F)/(k\cdot T)} \quad (6)$$

Numărul golurilor din banda de valență din unitatea de volum a semiconductorului "p", ***concentrația golurilor***, se obține atunci ca:

$$p = N_v\cdot e^{(Ev-F)/(k\cdot T)} \quad (7)$$

unde:

$$N_v = 2\cdot(2\cdot\pi\cdot m'_g\cdot k_B\cdot T)^{3/2} / h^3 \quad (8)$$

este ***densitatea efectivă de stări*** din banda de valență;

- E_v – vârful benzii de valență, nivelul din banda de valență cu cea mai mare energie;
- m'_g – masa efectivă a golului din banda de valență, de multe ori mult diferită de masa electronului liber din cauza interacțiunii electronului cu rețeaua cristalină.

Relațiile (3) şi (7) sunt de bază în descrierea comportării unui semiconductor. Ele sunt aplicabile oricărui semiconductor. Dacă se face produsul concentrațiilor purtătorilor de sarcină pozitivă şi negativă se obține *legea acțiunii maselor*:

$$n\cdot p = N_c\cdot N_v\cdot e^{(Ev-Ec)/(k\cdot T)} = N_c\cdot N_v\cdot e^{-\Delta E/(k\cdot T)} = n_i^2(T) \quad (9)$$

Din lege se vede că produsul concentrațiilor nu depinde de poziția nivelului Fermi, care nu mai apare în relație, ci doar de mărimea zonei interzise $\Delta E = E_c - E_v$ şi de temperatură. Această relație este valabilă atunci când semiconductorul se găseşte în condiții de echilibru. Legea acțiunii maselor este un criteriu care ne spune dacă materialul semiconductor se găseşte sau nu în condiții de echilibru.

Poziția nivelului Fermi se determină din condiția de conservare a numărului de particule. Dacă semiconductorul se impurifică cu atomi donori, creşte numărul de electroni liberi în material, iar nivelul Fermi se deplasează către banda de conducție. Creşterea de K ori a numărului de electroni va implica scăderea de K ori a numărului de goluri conform legii acțiunii maselor.

Semiconductori puri − Termistorul

Pentru ***semiconductori intrinseci***, fără impurități, concentrația electronilor liberi este aceeaşi cu a golurilor, fiindcă electronii din banda de conducție se obțin prin transferul lor din banda de valență. Folosind legea acțiunii maselor (9) obținem:

$$n = p = n_i = (N_c\cdot N_v)^{1/2}\cdot e^{-\Delta E/(2\cdot k\cdot T)} \quad (10)$$

unde n_i poartă numele de ***concentrație intrinsecă de purtători***, fiind o proprietate de material dependentă de temperatură.

Ținând cont de formula conducitvității electrice:

$$\sigma = n\cdot q^2\cdot\tau_e / m_e + p\cdot q^2\cdot\tau_g / m_g \qquad (11)$$

şi de relaţia (10) se găseşte că:

$$\sigma = \sigma_o\cdot e^{-\Delta E/(2\cdot k\cdot T)} \qquad (12)$$

sau pentru rezistivitatea electrică:

$$\rho = \rho_o\cdot e^{\Delta E/(2\cdot k\cdot T)} \qquad (13)$$

Acest comportament al rezistivităţii electrice în funcţie de temperatură se întâlneşte la **termistori**, dispozitive electronice cu două terminale care-şi modifică puternic rezistenţa electrică cu temperatura. Ei uzual sunt folosiţi la măsurarea temperaturii. Expresia rezistenţei lor electrice în funcţie de temperatură este:

$$R(T) = R_\infty\cdot e^{B/T} \qquad (14)$$

unde constanta B se poate exprima prin intermediul valorilor rezistenţei electrice la două temperaturi diferite:

$$B = [T_1\cdot T_2/(T_2 - T_1)]\cdot\ln(R_1/R_2), \quad B = \frac{T_1\cdot T_2}{T_2 - T_1}\cdot\ln\frac{R_1}{R_2} \qquad (15)$$

de obicei 25°C (298K) şi 85°C (358K), concret:

$$B = 1780\cdot\ln(R_{25}/R_{85}), \quad [B]_{SI} = K \qquad (16)$$

Unitatea de măsură pentru mărimea B este gradul Kelvin. Mărimea B este o constantă de material, lucru care se poate vedea prin compararea relaţiilor (13) şi (14) de unde se deduce:

$$B = \Delta E/(2\cdot k) \qquad (17)$$

adică mărimea zonei interzise a materialului semiconductor este direct legată de B, unde k este constanta Boltzmann ($1{,}38\cdot10^{-23}$ J/°K = $8{,}62\cdot10^{-5}$ eV/°K).

Coeficientul de temperatură al rezistenţei electrice a unui termistor se exprimă de obicei în procente pe grad (%/°C) şi se defineşte prin analogie cu materialele metalice ca:

$$\alpha = (1/R)\cdot dR/dT = -B/T^2 \qquad [\alpha]_{SI} = °C^{-1}. \qquad (18)$$

Exemplul 1.
Calculăm constanta de material a unui termistor "B" ştiind rezistenţa lui la 2 temperaturi:

$R_1 = 1600\ \Omega$ la temperatura $t_1 = 37{,}8$ °C şi

$R_2 = 155{,}8\ \Omega$ la temperatura $t_2 = 104{,}4$ °C.

Transformăm temperaturile din grade Celsius în grade Kelvin:

$$T_1 = t_1 + 273{,}15 = 310{,}95\ K, \quad T_2 = t_2 + 273{,}15 = 377{,}55\ K$$

şi aplicăm formula pentru "B":

$$B = [310{,}95\cdot377{,}55/(377{,}55-310{,}95)]\ \ln(1600/155{,}8) = 4106{,}7\ K$$

Acum putem calcula mărimea zonei interzise:

$$\Delta E = 2\cdot k\cdot B = 2\cdot8{,}62\cdot10^{-5}\cdot 4106{,}7 = 0{,}708\ eV\ (electron\text{-}Volt)$$

Exemplul 2.
Ştiind constanta de material a termistorului, B, se poate afla rezistenţa R", la temperatura T", în funcţie de rezistenţa R' la o temperatură absolută iniţială T' cu relaţia:

$$\ln(R''/R') = B\cdot(1/T'' - 1/T')$$

sau: $$R'' = R'\cdot e^{B\cdot(1/T''-1/T')}$$

Exemplul 3.
Folosind relaţia (18) putem determina variaţia de rezistenţă (dR) dacă ştim variaţia de temperatură (dT):

$$\alpha = -B/T^2. \qquad dR = \alpha R\ dT = -BR\ dT/T^2. \qquad (19)$$

sau variaţia de temperatură (dT) dacă ştim variaţia de rezistenţă (dR):

$$dT = dR/(\alpha R) = -T^2\ dR/(BR) \qquad (20)$$

Pentru următoarele valori numerice, apropiate de ceea ce s-a măsurat în laborator:

B=3000K, T=300K (27°C), R=10kΩ, dR=−0,01 kΩ (scădere a lui R) => creştere a lui T

$$dT = 300^2 \cdot 0{,}01 / (3000 \cdot 10) = 0{,}03 \text{ K (sau °C)}$$

Semiconductori dopați

Introducerea de atomi străini în materialul semiconductor poartă numele de ***dopare***. Într-un semiconductor elementar ca siliciul (Si) ce are 4 electroni de valență, atomii cu 5 electroni de valență, ca fosforul (P), introduc în banda de conducție electroni şi de aceea se numesc atomi donori sau simplu ***donori***. Atomii cu 3 electroni de valență, ca aluminiul (Al), captează electroni din banda de valență şi de aceea se numesc atomi acceptori, sau scurt ***acceptori***.

Nivelele de energie ale donorilor se află în banda interzisă a semiconductorului, imediat sub fundul benzii de conducție, la ~0,05eV. Nivelele de energie ale acceptorilor se află în banda interzisă a semiconductorului, imediat deasupra vârfului benzii de valență, la ~0,05eV.

Influența impurităților asupra semiconductorului. Gradul de impurificare a unui semiconductor este dat de concentrația atomică a impurităților, adică de raportul dintre numărul atomilor străini şi numărul atomilor gazdă. Astfel o concentrație c=0,01% atomice de P (100ppm, părți pe milion) în siliciu, înseamnă că avem un atom de fosfor la fiecare 10.000 de atomi de siliciu. Fiindcă siliciul are masa molară M_{Si} =28,09 g/mol (la care corespund numărul lui Avogadro N_A= $6 \cdot 10^{23}$ atomi Si/mol) şi densitatea d=2,33 g/cm^3, rezultă în unitatea de volum un număr de atomi de Si:

$$N = N_A \cdot d / M = 4{,}97 \cdot 10^{22} \text{ atomi Si/cm}^3$$

Ştiind concentrația atomică a donorilor putem calcula numărul atomilor donori din unitatea de volum:

$$N_d = c \cdot N = 4{,}97 \cdot 10^{18} \text{ atomi P/cm}^3$$

În *siliciu pur* la 27ºC concentrația intrinsecă de purtători de sarcină liberi este:

$$n = p = n_i = 1{,}45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

iar numărul total de purtători va fi:

$$n + p = 2{,}9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}.$$

Fiindcă fiecare atom donor de P aduce în banda de conducție a Si un electron, rezultă că numărul electronilor de conducție, n, va fi practic egal cu numărul atomilor donori N_d. Numărul de goluri din banda de valență va fi dat de legea acțiunii maselor:

$$p = n_i^2/N_d = 42{,}3 \text{ goluri/cm}^3 \quad !$$

Din acest salcul rezultă că numărul electronilor liberi din Si dopat este cu 17 ordine de mărime mai mare decât cel al golurilor, iar numărul total de purtători în cristalul impurificat este de 10^8 ori (100 de milioane de ori) mai mare decât cel din materialul pur. Practic şi conductivitatea cristalului impurificat este de 10^8 ori mai mare decât conductivitatea electrică a cristalului pur.

Echilibrul electric în semiconductorii cu impurități. Într-un semiconductor există patru clase de particule încărcate cu sarcini electrice :

=> *particule cu sarcină pozitivă*:

- goluri mobile, cu densitatea p, aflate în banda de valență;
- ioni donori ficşi, cu densitatea N_d^+ şi nivele de energie E_d în banda interzisă, aproape de fundul benzii de conducție;

=> *particule cu sarcină negativă*:

- electroni mobili, de densitate n, aflați în banda de conducție;
- ioni acceptori ficşi, de densitate N_a^- şi nivele de energie E_a în banda interzisă, aproape de vârful benzii de valență.

Simbolurile n, p, N_d şi N_a reprezintă concentrația volumică a respectivei particule încărcate cu sarcina elementară "q" cu semnul corespunzător. Densitatea locală de sarcină se poate scrie ca:

$$\rho = q\cdot(p - n + N_d^+ - N_a^-) \qquad (21)$$

O consecință a neutralității electrice şi a conservării sarcinii electrice, este că densitatea locală de sarcină trebuie să fie zero, de unde:

$$n - p = N_d^+ - N_a^- \qquad (22)$$

La temperaturi normale de funcționare (în jurul temperaturii camerei) atomi donori sau cei acceptori sunt complet ionizați. Din acest motiv la *semiconductorii de tip n*, impurificați cu atomi donori, avem:

$$n=N_d \qquad p= n_i^2/N_d \qquad n>>p \qquad (23)$$

iar la *semiconductorii de tip p*, impurificați cu atomi acceptori, avem:

$$p=N_a \qquad n= n_i^2/N_a \qquad p>>n \qquad (24)$$

O consecință a faptului că densitatea de purtători de sarcină liberi este practic dată de concentrația impurităților este aceea că rezistivitatea sau conductivitatea semiconductorului dopat nu depinde de temperatură spre deosebire de semiconductorul pur unde depinde puternic de temperatură.

JONCȚIUNEA P-N

Alipind un material semiconductor de tip p cu unul tip n, apare fenomenul de **difuzie**, a golurilor din regiunea p în regiunea n şi electronilor din regiunea n în regiunea p. Difuzia e generată de agitația termică şi de existența unei variații a concentrației cu poziția în zona de contact (gradient de concentrație). Dacă în partea stângă avem o concentrație mai mare de electroni decât în partea dreaptă, atunci o suprafață normală pe direcție va fi traversată de mai mulți electroni dinspre stânga decât dinspre dreapta. Fluxul net de electroni prin unitatea de suprafață va fi:

$$\text{flux de electroni} = n\cdot v_n = -D_n\cdot\partial n/\partial x \qquad (1)$$

unde:

$D_n = \tau\cdot k_B\cdot T/m = \mu_n\cdot k_B\cdot T/q$ – coeficient de difuzie [m^2/s]
τ – timpul dintre două ciocniri
$\mu = q\cdot\tau/m$ – mobilitate [$m^2/(V\cdot s)$]

Variația concentrației de impurități se face pe distanțe mici (sub 10^{-7} m) pentru a se produce o **joncțiune p-n**, altminteri este doar un semiconductor obişnuit la care se modifică lent tipul de conducție.

Electronii ce difuzează în regiunea p se ***recombină*** cu golurile, astfel regiunea p din apropierea joncțiunii se încarcă negativ din cauza atomilor acceptori (ioni negativi) a căror sarcină nu mai este compensată de golurile pozitive mobile. Fenomenul este similar pentru regiunea n din apropierea joncțiunii, unde difuzează golurile, şi care se încarcă pozitiv din cauza atomilor donori (ioni pozitivi) ce rămân necompensați.

Se formează lângă joncțiune un *strat de sarcină spațială* fixă, negativă în regiunea p, pozitivă în regiunea n, numit ***strat de baraj*** (figura 1a). În exteriorul stratului de baraj materialul este neutru electric la nivel local. Fiindcă joncțiunea în ansamblu este neutră electric, conservarea sarcinii electrice impune ca

sarcina negativă din stânga joncțiunii să fie egală cu sarcina pozitivă din dreapta ei, ca în figura 1b:

$$q \cdot S \cdot x_p \cdot N_a = q \cdot S \cdot x_n \cdot N_d$$

$$x_p / N_d = x_n / N_a = x_b / (N_a + N_d) \qquad (2)$$

$x_b = x_p + x_n$ –fiind grosimea stratului de baraj.

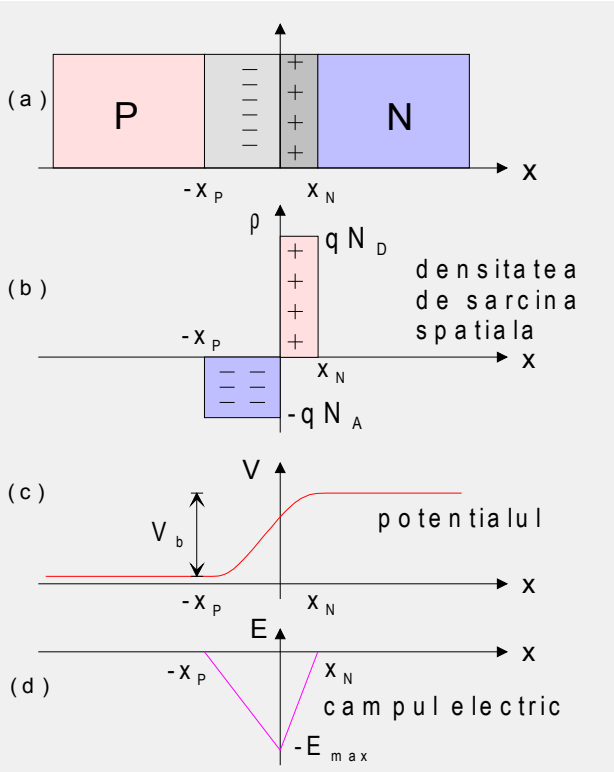


Figura 1. Fenomene electrostatice în joncțiunea PN.

Încărcarea cu electricitate a celor două zone crează o diferență de potențial "V_b" între zona n şi zona p, figura 1c, numită ***potențial de difuzie*** sau ***potențial de barieră***. Acest potențial de barieră modifică energia potențială a electronilor în aşa fel ca nivelele lor Fermi din materialele semiconductoare p şi n să devină egale, adică să se stabilească un echilibru termodinamic între regiunile p şi n, ca în figura 2:

$$q \cdot V_b = F_n - F_p \qquad (3)$$

unde nivelele Fermi sunt:

$$F_p = E_v + k_B \cdot T \cdot \ln(N_v/N_a) \qquad (4a)$$

$$F_n = E_c - k_B \cdot T \cdot \ln(N_c/N_d) \qquad (4b)$$

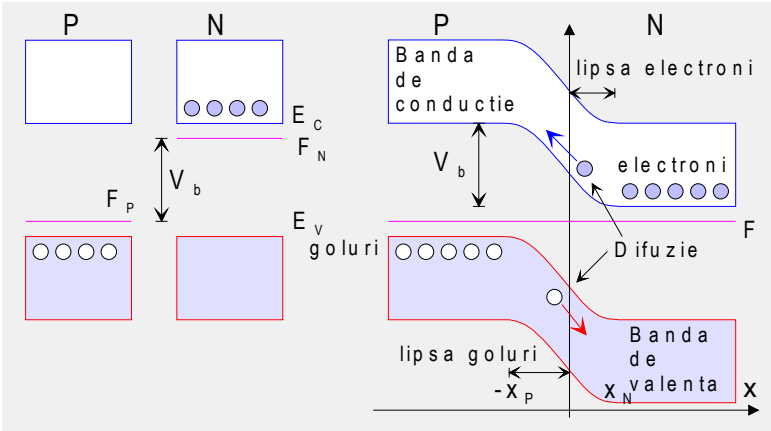


Figura 2. Structura benzilor de energie la joncțiunea nepolarizată.

Putem rescrie relația (3) ca:

$$q \cdot V_b = E_c - E_v + k_B \cdot T \cdot \ln[N_a \cdot N_d / (N_c \cdot N_v)] \qquad (5)$$

unde ținând seama de concentrația intrinsecă a purtătorilor:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\Delta E/(k \cdot T)}, \qquad \Delta E = E_c - E_v \qquad (6)$$

obținem relația cea mai compactă pentru potențialul de difuzie:

$$V_b = (k_B \cdot T/q) \cdot \ln(N_d \cdot N_a / n_i^2) \qquad (7)$$

La atingerea valorii de echilibru pentru potențialul de difuzie, fluxul de electroni deplasați prin difuzie din stratul n în stratul p este egalat de fluxul de electroni deplasați de câmpul electric

al stratului de sarcină spațială din stratul p în stratul n. Pentru goluri fenomenul este similar.

Aplicând legea lui Gauss pentru distribuția de sarcină din stratul de baraj, obținem câmpul electric în semiconductor:

$$E(x) = \begin{cases} -q\cdot N_a\cdot(x+x_p)/\varepsilon & \text{pentru } x\in(-x_p, 0) \\ q\cdot N_d\cdot(x-x_n)/\varepsilon & \text{pentru } x\in(0, x_n) \\ 0 & \text{în rest} \end{cases} \quad (8)$$

Câmpul electric este nul în afara stratului de baraj (densitate de sarcină electrică zero) şi variază liniar cu poziția în stratul de baraj, ca în figura 1d. Intensitatea maximă a câmpului electric este la zona de contact între cele două domenii în x=0:

$$E_{max} = -\, q\cdot N_a\cdot x_p/\varepsilon = -\, q\cdot N_d\cdot x_n/\varepsilon \quad (9)$$

Potențialul se obține integrând relația (8) cu semnul schimbat:

$$V(x) = \begin{cases} 0 & x<-x_p \\ qN_a(x+x_p)^2/(2\varepsilon) & x\in(-x_p,0) \\ V_b-qN_d(x-x_n)^2/(2\varepsilon) & x\in(0,x_n) \\ V_b & x>x_n \end{cases} \quad (10)$$

unde condițiile la limită sunt $V(x_n)=V_b$ şi $V(-x_p)=0$.

Pentru x=0, V(x) trebuie să fie funcție continuă, deci:

$$V(0) = qN_a\, x_p^2/(2\varepsilon) = -qN_d\, x_n^2/(2\varepsilon) + V_b \quad (11)$$

de unde:

$$V_b = q(N_a\, x_p^2 + N_d\, x_n^2)/(2\varepsilon) \quad (12)$$

care cu ajutorul relațiilor din (2) devine:

$$V_b = q\cdot N_a\cdot N_d\cdot x_b^2/\,[2\cdot\varepsilon\cdot(N_a+N_d)] \quad (13)$$

Această relație (13) ne permite să exprimăm lărgimea stratului de baraj:

$$x_b = [(2\varepsilon/q)\cdot(1/N_a+1/N_d)\cdot V_b]^{1/2} \quad (14)$$

O diferență de potențial U aplicată din exterior modifică bariera de potențial V_b, făcând-o mai mare pentru tensiuni inverse (U<0), plusul pe zona n şi minusul pe zona p, sau mai mică pentru tensiuni directe (U>0), plusul pe zona p şi minusul pe zona n. În mod corespunzător se va modifica şi lărgimea stratului de baraj, aceasta mărindu-se pentru tensiuni inverse şi micşorându-se pentru tensiuni directe:

$$x_b(U) = [(2\varepsilon/q)\cdot(1/N_a+1/N_d)\cdot(V_b - U)]^{1/2} \quad (15)$$

Privind joncțiunea p-n ca pe un condensator plan, putem evalua capacitatea stratului de baraj sau ***capacitatea de barieră***:

$$C_b = \varepsilon\cdot S/x_b \quad (16)$$

folosind relația (15) găsim capacitatea pe unitatea de suprafață ($S=1m^2$):

$$1/C_b^2 = 2\cdot(1/N_a+1/N_d)\cdot(V_b \pm U)\,/(\varepsilon\cdot q) \quad (17)$$

Această dependență liniară a lui $1/C^2$ este caracteristică joncțiunilor p-n abrupte, la care variația concentrației dopanților este de tip treaptă ca în figura 1, pentru alte tipuri de variație a concentrației se obțin alte corelații între capacitatea stratului de baraj şi tensiune (vezi "Joncțiunea liniar gradată"). Relația (16) este valabilă pentru orice distribuție de impurități şi ea permite aflarea distribuției impurităților în joncțiune:

$$N(x_b) = 2/\,[\varepsilon\cdot q\cdot\, d(1/C^2)/dU] \quad (18)$$

Caracteristica curent-tensiune

După cum s-a văzut mai înainte, în joncțiune circulă 4 curenți de purtători de sarcină mobili, 2 de difuzie, cauzați de diferența de concentrație a purtătorilor de sarcină şi 2 de drift, cauzați de câmpul electric. Fără tensiune electrică aplicată din exterior fluxul de electroni deplasați prin difuzie din stratul n în stratul

p este egalat de fluxul de electroni deplasați de câmpul electric al stratului de sarcină spațială din stratul p în stratul n. Pentru goluri fenomenul este similar.

Curent de ⇨	Cauza	Sensul
electroni	difuzia	N ⇨P
electroni	câmpul electric	P ⇨N
goluri	difuzia	P ⇨N
goluri	câmpul electric	N ⇨P

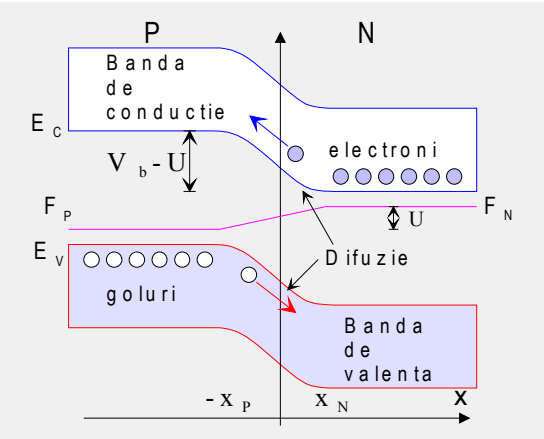


Figura 3. Tensiunea directă micşorează bariera de potențial, iar difuzia purtătorilor este mai intensă.

Aplicând din exterior o ***tensiune directă*** U, pozitivă pe zona p şi negativă pe zona n, se modifică acest echilibru. Deoarece rezistența electrică a joncțiunii p-n este mult mai mare decât restul semiconductorului, se consideră că întreaga diferență de potențial se regăseşte pe regiunea stratului de baraj. Tensiunea directă reduce înălțimea barierei de potential V_b şi determină un flux suplimentar de goluri să difuzeze dinspre regiunea p spre cea n, unde se recombină progresiv cu electronii pe o distanță de ordinul de mărime al lungimii de difuzie. Similar un flux suplimentar de electroni se va mişca din regiunea n către regiunea p. Fenomenul de pompare a purtătorilor minoritari într-un semiconductor (goluri spre regiunea n, electroni către regiunea p) se numeşte ***injecție de purtători***. Majoritatea dispozitivelor semiconductoare operează pe principiul injecției de purtători.

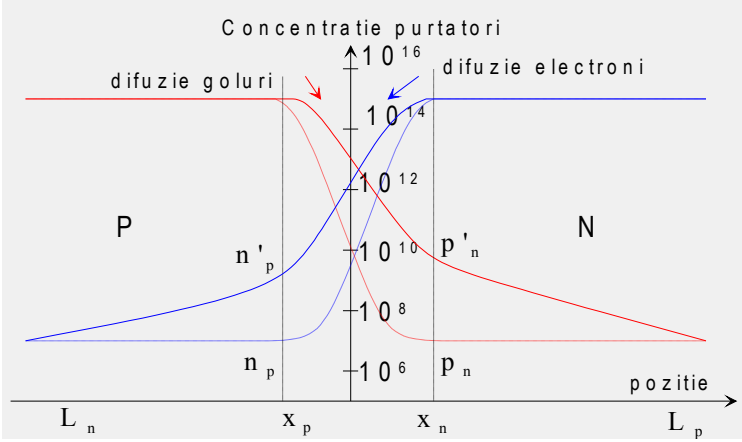


Figura 4. Aplicând tensiune directă pe joncțiune se injectează purtători minoritari.

Pentru a revedea cum se comportă purtătorii de sarcină în joncțiune, ținem cont că avem pentru purtătorii majoritari şi minoritari următoarele relații:

regiunea N $\quad n_n=N_d \quad p_n = n_i^2/N_d$ (19a)

regiunea P $\quad p_p=N_a \quad n_p = n_i^2/N_a$ (19b)

Rescriem ecuația de echilibru termodinamic (7) folosind relațiile (19):

$$n_p = n_n \cdot e^{-q \cdot Vb/(k \cdot T)} \qquad (20a)$$

$$p_n = p_p \cdot e^{-q \cdot Vb/(k \cdot T)} \quad (20b)$$

Tensiunea directă U, aplicată din exterior, micşorează bariera de potențial, iar relația (20) se poate rescrie ca:

$$n'_p = n_n \cdot e^{-q \cdot (V_b - U)/(k \cdot T)} = n_p \cdot e^{q \cdot U/(k \cdot T)} \quad (21a)$$

$$p'_n = p_p \cdot e^{-q \cdot (V_b - U)/(k \cdot T)} = p_n \cdot e^{q \cdot U/(k \cdot T)} \quad (21b)$$

Mărimile cu (') reprezintă noile concentrații ale purtătorilor în situația aplicării diferenței exterioare de potențial. Concentrațiile sunt valabile în punctele $-x_p$ şi x_n de la marginea stratului de baraj, adică acolo unde semiconductorul este deja neutru din punct de vedere electric. Relația (21) arată că pentru tensiuni directe pe joncțiune (U>0) cresc concentrațiile purtătorilor minoritari la marginile regiunii de sarcină spațială. Concentrațiile de purtători în exces vor fi:

$$\Delta p_n(x_n) = p'_n(x_n) - p_n = p_n \cdot (e^{q \cdot U/(k \cdot T)} - 1) \quad (22a)$$

$$\Delta n_p(-x_p) = n'_p(-x_p) - n_p = n_p \cdot (e^{q \cdot U/(k \cdot T)} - 1) \quad (22b)$$

Fiindcă neutralitatea electrică se conservă în exteriorul regiunii de sarcină spațială, modificarea concentrațiilor purtătorilor minoritari şi majoritari trebuie să fie aceeaşi. Cu alte cuvinte, concentrația de goluri în exces trebuie să fie egală cu concentrația de electroni în exces, astfel ca neutralitatea electrică să se mențină în exteriorul stratului de baraj.

La echilibru concentrația purtătorilor minoritari este cu multe ordine de mărime mai mică decât concentrația purtătorilor majoritari, astfel că schimbări egale ca mărime ale concentrațiilor vor afecta mult mai mult concentrația purtătorilor minoritari decât concentrația purtătorilor majoritari.

Exemplu:

-concentrația inițială a purtătorilor majoritari 10^{15} cm^{-3}

-concentrația inițială a purtătorilor minoritari 10^5 cm^{-3}

-schimbarea de concentrație cu 10^{11} cm^{-3}

-schimbarea concentrației purtătorilor majoritari cu 0,01%

-schimbarea concentrației purtătorilor minoritari de 10^6 ori!!

Rezultă că există un domeniu de valori ale tensiunilor pe joncțiune pentru care concentrațiile purtătorilor majoritari la marginile regiunii de sarcină spațială rămân practic neschimbate, deşi concentrațiile de purtători minoritari pot să fi crescut cu mai multe ordine de mărime. Acesta este numit ***domeniu de nivel mic de injecție***.

În regiunea neutră concentrația purtătorilor minoritari în exces scade cu poziția după o lege exponențială:

$$p_n(x) = p_n + (p'_n - p_n) \cdot e^{-(x - x_n)/L_p} \quad (23)$$

de unde curentul de difuzie va fi în $x = x_n$:

$$j_p = -q \cdot D_p \cdot (\partial \Delta p/\partial x) = q \cdot D_p \cdot (p'_n - p_n)/L_p \quad (24)$$

sau:

$$j_p = (q \cdot p_n \cdot D_p \cdot /L_p) \cdot (e^{q \cdot U/(k \cdot T)} - 1) \quad (25)$$

În stratul de baraj densitatea purtătorilor de sarcină este foarte mică, doar cea corespunzătoare curenților, generată doar de curenții de purtători minoritari şi din această cauză fenomenul de recombinare electron-gol este extrem de redus. Drept consecință în zona stratului de baraj densitatea de curent nu se modifică, iar curentul total va fi atunci suma curenților de goluri şi electroni:

$$j = j_p(x_n) + j_n(-x_p) = j_o \cdot (e^{qU/(k \cdot T)} - 1) \quad (26)$$

cu notația:

$$j_o = q \cdot (D_p \cdot p_n/L_p + D_n \cdot n_p/L_n) \quad (27)$$

Înmulțind cu suprafața se obține forma cea mai des folosită, cea pentru curent:

$$I = I_o \cdot (e^{q \cdot U/(k \cdot T)} - 1) \qquad (28)$$

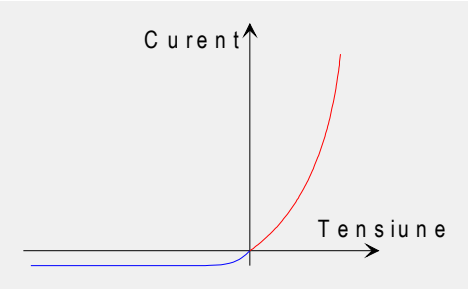


Figura 5. Caracteristica curent-tensiune a joncțiunii PN.

De o parte şi de alta a stratului de baraj pe o distanță egală cu lungimea de difuzie, curenții de difuzie ai purtătorilor minoritari sunt înlocuiți cu curenții de câmp ai purtătorilor majoritari. Deşi câmpul electric este mai mic în exteriorul stratului de baraj, concentrația purtătorilor majoritari fiind foarte mare, curentul de câmp este dominant în cazul purtătorilor majoritari, iar recombinarea electron-gol este mare.

Pentru tensiuni inverse, U negativ, termenul exponențial devine rapid foarte mic față de unitate ($U < -4 \cdot k_B \cdot T/q$) şi curentul invers este independent de U:

$$I_{inv} = -I_o \qquad (29)$$

Pentru tensiuni directe mai mari decât 0,1V (4kT/q), termenul exponențial este mult mai mare decât unitatea şi curentul va fi:

$$I_{direct} = I_o \cdot e^{q \cdot U/(k \cdot T)} \qquad (30)$$

Când contează curentul de recombinare, relația (28) devine:

$$I = I_o \cdot (e^{q \cdot U/(2 \cdot k \cdot T)} - 1) \qquad (31)$$

iar pentru cazuri intermediare, unde $1 \le m \le 2$, avem relația:

$$I = I_o \cdot (e^{q \cdot U/(m \cdot k \cdot T)} - 1) \qquad (32)$$

APLICAȚII ALE DIODELOR

Circuite de protecție

Circuitul din figura 6 protejează consumatorul R_S față de conectarea inversă la sursa de alimentare. La conectare inversă, din cauza rezistenței foarte mari a diodei la polarizare inversă, prin rezistența de sarcină nu va trece curent electric.

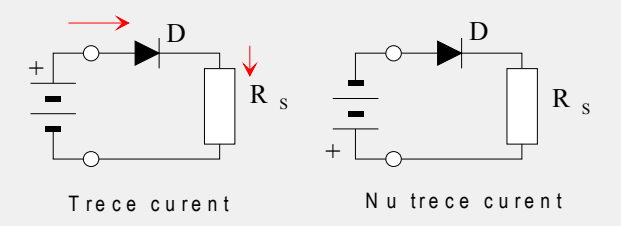


Figura 6. Circuit de protecție la tensiuni inverse (dioda "antiprost").

Două diode plasate antiparalel ca în figura 7, limitează valoarea maximă a tensiunii ce poate apărea la bornele instrumentului de măsură la valoarea tensiunii lor de deschidere. Sub această tensiune rezistența lor este foarte mare comparativ cu cea a instrumentului, iar peste această tensiune rezistența lor este mult mai mică decât cea a instrumentului şi curentul va trece preponderent prin dioda deschisă, protejând aparatul. De obicei se folosesc diode cu Ge care au tensiunea de deschidere 0,2V.

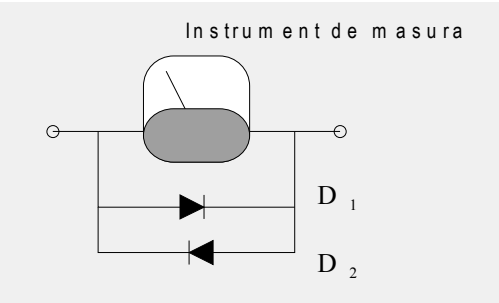


Figura 7. Circuit cu diode pentru protejarea la supratensiuni.

Circuite de redresare a curentului alternativ

Cu o diodă se poate transforma curentul alternativ în curent continuu. Fără condensatorul electrolitic CE, curentul este de fapt pulsant, cu condensator, pulsațiile sunt mult mai mici. Valoarea capacității condensatorului electrolitic trebuie să fie suficient de mare ca să suporte consumul pe timpul cât prin diodă nu trece curent.

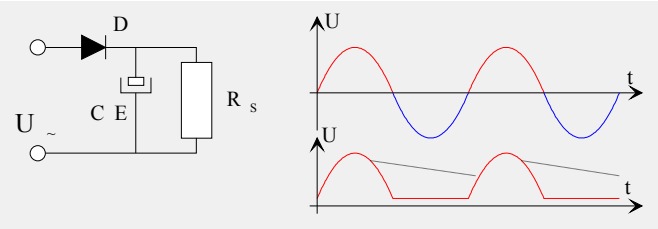


Figura 8. Redresarea monoalternanță.

Folosind 4 diode legate în punte se utilizează ambele alternanțe pentru alimentarea consumatorului cu tensiune continuă. Pulsațiile tensiunii sunt mai mici şi mai uşor de eliminat cu ajutorul unui condensator electrolitic.

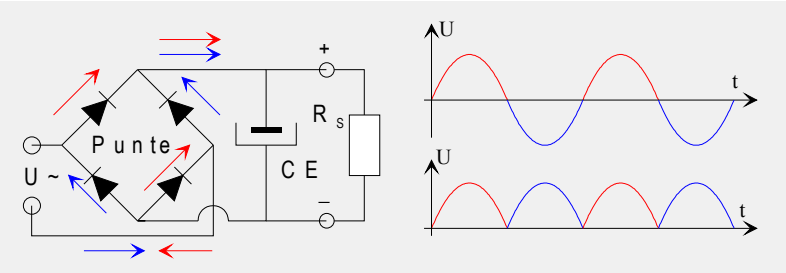


Figura 9. Redresarea bialternanță.

TRANZISTORUL CU EFECT DE CÂMP

Tranzistorul cu **E**fect de **C**âmp tip **M**etal-**O**xid-**S**emiconductor (TEC-MOS, în engleză MOSFET, Field Effect Tranzistor) este un dispozitiv semiconductor cu 3 terminale:

- **Sursa** electrodul de unde pleacă sarcinile electrice,
- **Drena** electrodul către care se îndreaptă sarcinile electrice,
- **Poarta** electrodul care comandă comportarea dispozitivului.

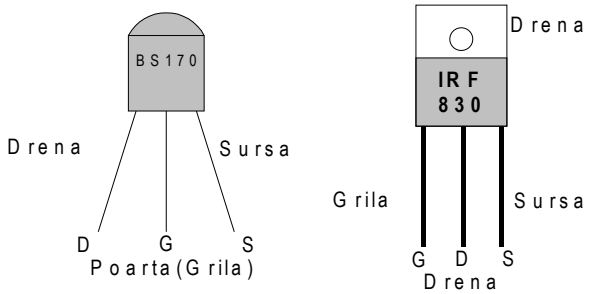


Figura 1. Tranzistori cu efect de câmp (capsule).

Poarta este un film metalic izolat de semiconductor printr-un strat de oxid de siliciu. Când se aplică o tensiune între poartă şi sursă ("+" pe poartă şi "–" pe sursă pentru MOSFET cu canal N) se crează ca într-un condensator plan un câmp electric. Câmpul electric creat atrage lângă suprafață electroni.

Până la o anumită ***tensiune de prag*** V_P sarcinile de lângă suprafață nu sunt suficiente pentru crearea unui canal conductor între sursă şi drenă. Peste valoarea de prag câmpul reuşeşte să aducă suficiente sarcini electrice lângă suprafață şi conductanța (inversul rezistenței electrice) canalului dintre sursă şi drenă creşte.

Curentul I_D dintre sursă şi drenă va fi cu atât mai mare cu cât va fi mai mare tensiunea aplicată porţii U_{GS} şi tensiunea aplicată între drenă şi sursă U_{DS} (dacă $U_{GS} >> U_{DS}$ cu "+" pe drenă şi "–" pe sursă):

$$I_D = (U_{GS} - V_P)\cdot U_{DS}\cdot K$$

unde K este o constantă ce depinde de detaliile constructive ale TEC.

Dacă $U_{DS} > U_{GS}$ curentul prin canal nu mai creşte din cauza îngustării canalului lângă drenă datorită câmpului invers ce apare între poartă şi drenă. ***Curentul de saturaţie*** are valoarea limită:

$$I_D = (U_{GS} - V_P)^2\cdot K/2$$

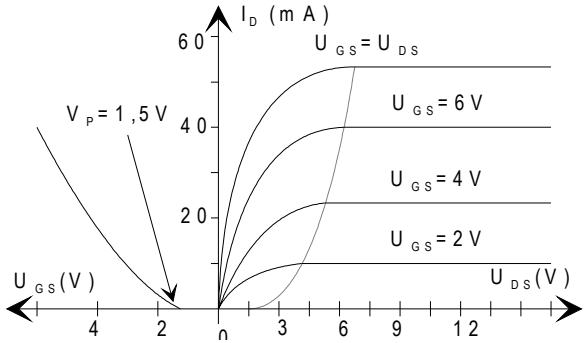


Figura 3. Curentul drenei în funcţie de tensiunea grilei şi cea a drenei

Tranzistorul cu efect de câmp tip MOS (Metal-Oxid-Semiconductor) are o structură ca cea din figura 4. Doi electrozi, **sursa** şi **drena**, realizaţi pe două insule tip n, într-un substrat intrinsec (sau slab p), sunt separaţi pe o distanţă L de un **canal** a cărui conductivitate este modulată de al treilea electrod , **poarta** (**grila**, **gate**), un film metalic separat de semiconductor printr-un strat izolator (de obicei bioxid de siliciu).

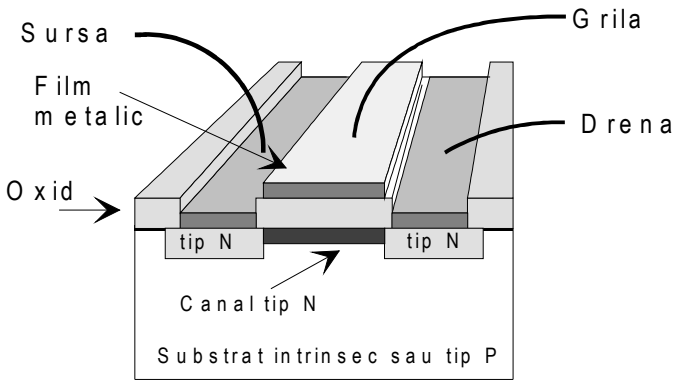


Figura 2. Structura unui tranzistor cu efect de câmp tip MOS

Dimensiuni tipice:

Suprafaţa totală de siliciu	=> 150 μ^2 (10μ x 15μ)
Adâncimea zonelor sursei şi drenei	=> 5 -10μ
Distanţa dintre sursă şi drenă (L)	=> 10 -20μ
Grosimea oxidului	=> 0,1μ

În continuare discutăm despre TEC-MOS cu canal indus de tip n. Fără polarizarea porţii (fără tensiune pe poartă) nu avem practic conducţie între sursă şi drenă deoarece acestea apar ca două joncţiuni p-n legate în opoziţie astfel că indiferent de polaritatea tensiunii aplicate între sursă şi drenă una din joncţiuni va fi polarizată invers, bolcând calea de conducţie între sursă şi drenă prin semiconductorul intrinsec.

Când poarta este pozitivă faţă de substrat, câmpul electric generat prin stratul de oxid va atrage electroni sub stratul de oxid. Când sarcinile electrice atrase sunt în cantitate suficientă constituie o cale de rezistenţă mică pentru curentul electronic dintre sursă şi drenă. Se creează astfel un canal conductor pentru curentul dintre sursă şi drenă. Acest canal este indus de către electrodul poartă, iar conductanţa lui depinde de diferenţa de potenţial dintre poartă şi sursă.

Relația curent-tensiune pentru TEC (FET)

Densitatea de curent prin canal este dată de legea lui Ohm:

$$J(y) = \sigma \cdot E_y \qquad (1)$$

unde σ este conductivitatea electrică a semiconductorului în zona canalului, conductivitate de tip n:

$$\sigma = q \cdot \mu \cdot n \qquad (2)$$

cu n densitatea de electroni, q saracina elementară, μ mobilitatea electronilor. Curentul printr-o secțiune a canalului îl obținem integrând (1) după x şi z pe suprafața canalului. Se ține seama că mărimile integrate nu depind de z, integrarea reducându-se la o simplă multiplicare cu ℓ, lățimea canalului, iar dependență de x are doar concentrația electronilor n:

$$I(y) = q \cdot \mu \cdot \ell \cdot E_y \cdot \int n \cdot dx \qquad (3)$$

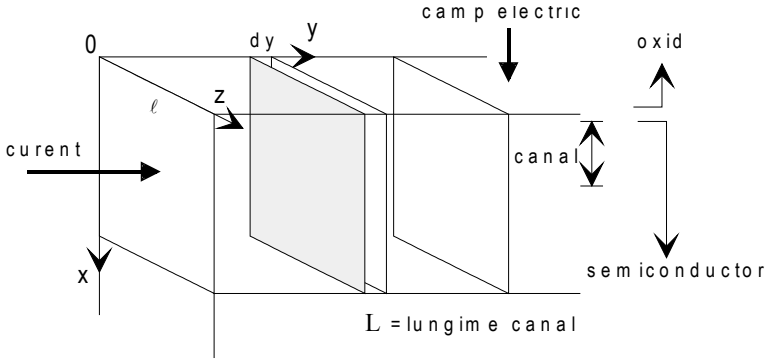


Figura 4. Curentul sursei şi câmpul electric al grilei în canalul tranzistorului

Aplicăm teorema lui Gauss pe o suprafață paralelipipedică de grosime dy. Avem flux al câmpului electric doar pe suprafața din oxid, pe lateral câmpul este paralel cu suprafețele, iar suprafața de jos e suficient de adânc plasată în semiconductor pentru a avea câmpul zero:

$$\int_S \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} = \int_v (\rho/\varepsilon) \cdot dV$$

$$E_{oxid} \cdot S = (q \cdot S/\varepsilon) \cdot \int n \cdot dx$$

$$E_{oxid} = (q/\varepsilon) \cdot \int n \cdot dx \qquad (4)$$

Acest rezultat ne permite să rescriem relația (3) ca:

$$I(y) = \varepsilon \cdot \mu \cdot \ell \cdot E_y \cdot E_{oxid} \qquad (5)$$

Câmpul electric pe direcția Oy este creat de diferența de potențial între sursă şi drenă V_{DS} şi putem să-l scriem ca gradient al potențialului:

$$E_y = dV/dy \qquad (6)$$

Câmpul electric din oxid, pe direcția Ox, este creat de diferența de potențial dintre grilă şi sursă , V_{GS}, lângă sursă. Potențialul la suprafața semiconductorului se schimbă atunci când ne deplasăm pe direcția Oy de la sursă la drenă. Când trece curent prin canal apare căderea de tensiune rezistivă pe direcția Oy din canal V(y). Aceasta modifică diferența de potențial dintre grilă şi semiconductor de-a lungul canalului. Calculăm câmpul din oxid, pe direcția Ox, ca la un condensator plan cu w, grosimea stratului de oxid, ca distanță dintre armături:

$$E_{oxid} = [U_{GS} - V(y)]/w \qquad (7)$$

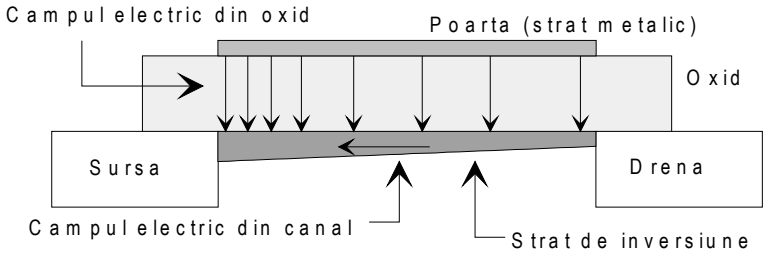


Figura 5. Influența curentului din canal asupra câmpului electric din oxid

Introducând relațiile (6) şi (7) în expresia curentului (5) avem:

$$I(y) = \varepsilon\cdot\mu\cdot\ell\cdot[(U_{GS} - V)/w] \cdot dV/dy \qquad (8)$$

sau separând variabilele V şi y:

$$I(y)\cdot dy = (\varepsilon\cdot\mu\cdot\ell/w) \cdot (U_{GS} - V)\cdot dV \qquad (9)$$

şi integând după y de la 0 la L, lungimea canalului, iar după V de la 0 la U_{DS}, tensiunea drenei, obţinem:

$$I_D\cdot\int dy = (\varepsilon\cdot\mu\cdot\ell/w) \cdot \int (U_{GS} - V)\cdot dV \qquad (10)$$

ţinând seama de faptul că pe direcţia Oy curentul I(y) nu se modifică, el fiind egal chiar cu curentul de drenă I_D, avem:

$$I_D = (U_{GS}\cdot U_{DS} - U^2_{DS}/2)\cdot\varepsilon\cdot\mu\cdot\ell / (w\cdot L) \qquad (11)$$

relaţia de bază a funcţionării tranzistorului, valabilă până la tensiuni U_{DS} egale cu U_{GS}.

Pentru tensiuni sursă-drenă U_{DS} mult mai mici decât tensiunea grilă-sursă U_{GS} se poate neglija termenul pătratic V_{DS} din paranteza din relaţia (11) având:

$$I_D = U_{GS}\cdot U_{DS}\cdot\varepsilon\cdot\mu\cdot\ell / (w\cdot L) \qquad (12)$$

sau conductanţa canalului tranzistorului este:

$$g_{DS} = I_D / U_{DS} = U_{GS}\cdot\varepsilon\cdot\mu\cdot\ell / (w\cdot L) \qquad (13)$$

liniar dependentă de tensiunea aplicată grilei U_{GS}.

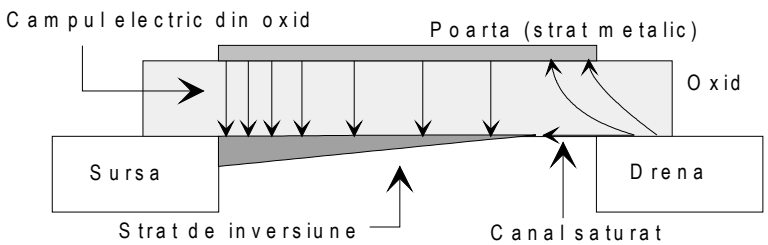


Figura 6. Gâtuirea canalului pentru tensiuni de drenă mai mari decât potenţialul grilei

Pentru tensiuni sursă-drenă U_{DS} mai mari decât tensiunea grilă-sursă U_{GS} se formează o mică regiune de sărăcire la capătul dinspre drenă al canalului. Din cauza câmpului electric intens care apare aici (implicit căderii mari de tensiune) curentul comandat din sursă pentru $U_{GS} = U_{DS}$ va rămâne în continuare constant la creşterea tensiunii V_{DS} peste valoarea V_{GS}.

Folosind (11) valoarea curentului pentru $U_{DS} \geq U_{GS}$ este:

$$I_D = U_{GS}^2\cdot\varepsilon\cdot\mu\cdot\ell / (2\cdot w\cdot L) \qquad (14)$$

Dependenţa curentului de potenţialul porţii V_{GS} este pătratică.

Explicaţia fizică a formării canalului

Într-o structură metal (poartă) - izolator (oxid) - semiconductor siliciu (tip p), structură MIS sau MOS, aplicând pe stratul metalic al grilei o tensiune negativă faţă de semiconductor (aflat la potenţialul sursei), câmpul electric creat va atrage goluri la suprafaţă. Se crează la suprafaţă un strat de acumulare a golurilor (purtători majoritari) lângă interfaţa oxid - siliciu care determină şi curbarea benzilor ca în figura . Joncţiunile de la sursă şi de la drenă sunt mai puternic polarizate invers, deci nu va circula curent între sursă şi drenă.

Dacă pe poartă se aplică o tensiune pozitivă mică, în semiconductor se induce o sarcină negativă determinată de câmpul electric care respinge golurile din apropierea suprafeţei, lăsând în urma lor o regiune golită cu sarcină spaţială formată din ionii acceptori necompensaţi (qN_A). Se crează la suprafaţă un strat sărăcit care determină şi curbarea benzilor ca în figura 7, nivelul Fermi îndepărtându-se de banda de valenţă. Sarcina pe unitatea de suprafaţă va fi sarcina conţinută în regiunea golită împărţită la suprafaţa regiunii:

$$Q_s = -q\cdot N_A\cdot S\cdot x_p / S = -q\cdot N_A\cdot x_p \qquad (15)$$

iar potenţialul în regiunea de sarcină spaţială va fi:

$$V_s(x) = V_0(1-x/x_p)^2 \qquad (16)$$

undeV_0 este potențialul la suprafața semiconductorului. În interiorul semiconductorului, adică pentru $x > x_p$, potențialul este zero cum rezultă şi din relația (16) pentru $x=x_p$.

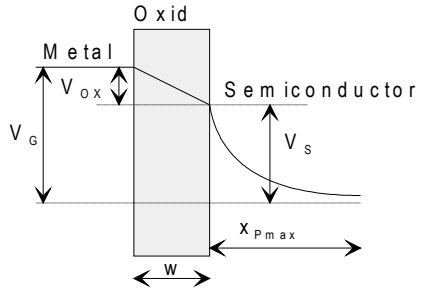


Figura 7. Variația potențialului prin stratul de oxid şi semiconductor

Folosind rezultatele de la joncțiunea p-n, legătura dintre diferența internă de potențial şi caracteristicile stratului de sarcină spațială avem:

$$V_0 = q\cdot N_A\cdot x_p^2 /(2\cdot\varepsilon) \qquad (17)$$

S-a considerat că regiunea n are o concentrație $N_D >> N_A$ (joncțiune asimetrică), iar $\varepsilon = \varepsilon_r\, \varepsilon_o$ este permitivitatea electrică a semiconductorului. Din acest potențial se poate determina grosimea maximă a stratului de sarcină spațială (sărăcit):

$$x_{p\,max} = [2\cdot\varepsilon\cdot V_0 / (q\cdot N_A)]^{1/2} \qquad (18)$$

şi sarcina spațială corespunzătoare unității de suprafață:

$$Q_s = q\cdot N_A\cdot x_{p\,max} = (2\cdot q\cdot\varepsilon\cdot V_0\cdot N_A)^{1/2} \qquad (19)$$

Mărind potențialul pozitiv al porții creşte grosimea regiunii golite, crescând şi variația totală a potențialului în siliciu, reprezentată de curbarea benzilor de energie. Când nivelul Fermi ajunge aproape de banda de conduție concentrația electronilor lângă interfață creşte foarte rapid. Astfel cea mai mare parte a sarcinii negative suplimentare induse în semiconductor constă în sarcina datorată electronilor de conducție din stratul de inversiune foarte subțire de tip n.

Un criteriu pentru realizarea inversiunii puternice este ca în stratul de la suprafață concentrația electronilor n să egaleze concentrația golurilor din substrat:

$$n = N_A \qquad (20)$$

ceea ce înseamnă că la suprafață nivelul Fermi F a ajuns lângă banda de conducție E_c la fel de aproape pe cât este lângă banda de valență E_v în volumul semiconductorului:

$$E_c\,(sup) - F = F - E_v\,(vol) \qquad (21)$$

ştiind că:

$$\Delta E = E_c - E_v \quad \text{şi} \quad F = E_v + k_B\cdot T\cdot \ln\,(N_v / N_A) \qquad (22)$$

găsim:

$$q\cdot V_{0t} = \Delta E - 2\cdot k_B\cdot T\cdot \ln(N_v / N_A) \qquad (23)$$

unde V_{0t} reprezintă potențialul la suprafața semiconductorului peste care apare conducția în canalul dintre sursă şi drenă, sub care dispare conducția în canal.

Pe grila tranzistorului trebuie aplicată o tensiune V_T astfel ca după căderea de tensiune pe condensatorul reprezentat de stratul de oxid de la suprafață să rămână la suprafața semiconductorului potențialul V_{0t}:

$$V_T = V_{oxid} + V_{0t}$$

unde:

$$V_{oxid} = Q_s / C_{oxid}$$

iar capacitatea stratului de oxid este:

$$C_{oxid} = \varepsilon_{oxid} \cdot S / w$$

Diferența de potențial între grilă şi sursă la care apare conducția în canal V_T se numeşte tensiune de tranziție. Precizările făcute până aici modifică relațiile de funcționare ale MOSFET prin aceea că în loc de V_G în aceste relații trebuie să apară diferența $U_G - V_T$. Tensiunea de tranziție depinde major de tehnologia de fabricație şi de materialele folosite (de exemplu diferența dintre poziția nivelului Fermi în metalul porții şi în semiconductor). Pentru circuitele integrate CMOS seria 4000 tensiunea de tranziție este de circa 1,5 V.

Valori tipice: $w_{oxid} = 100Å = 0{,}01\ \mu m$;
$x_{p\,max} = 1\ \mu m$;
$N_A = 10^{15}\ cm^{-3}$;
$\Delta E = 1{,}1 eV$;
$\varepsilon_r (SiO_2) = 3{,}9$;
$F_p - E_v = 0{,}2 eV$.

Tranzistor	Caracteristici				Preț
	U_{DSmax}	I_{Dmax}	P_{max}	R_{DSmin}	
BS170	60V/	0,5A/	0,83W/	<5Ω	0,5DM
IRF830	500V/	4,5A/	74W/	1,5Ω	3DM
BUK455-60	60V/	41A/	125W/	0,04Ω	3DM
IRF740	400V/	10A/	125W/	0,55Ω	4DM
BUZ11	50V/	30A/	75W/	0,05Ω	2,5DM

APLICAȚIE "Comutator pentru becuri cu halogen"

Becul cu halogen dă o lumină plăcută cu un randament bun. Ca orice bec cu filament în momentul conectării absoarbe un curent de circa 10 ori mai mare decât curentul nominal, ceea ce determină scurtarea timpului de viață. Fiindcă becurile cu halogen sunt scumpe, mai ales cele speciale pentru automobile, este util un circuit care să le mărească timpul de viață.

Circiutul prezentat aici se bazează pe faptul că dacă tensiunea pe poartă creşte treptat şi curentul drenă-sursă prin tranzistorul cu efect de câmp va creşte tot treptat. Timpul de creştere este stabilit de rezistența R_1 şi condensatorul C:

$$\tau = RC = 100\ k\Omega \cdot 10\ \mu F = 1s.$$

Dioda descarcă condensatorul prin bec şi TEC la întreruperea alimentării. Fiincă rezistența drenă - sursă este 0,05Ω, căderea de tensiune pe tranzistor va fi:

$$U_{TEC} = R_{DS} \times I_{bec} = 0{,}05\Omega \times 4A = 0{,}2V$$

Puterea disipată va avea valoarea

$$\Rightarrow P = U_{TEC} \times I_{bec} = 0{,}8W$$

destul de mică pentru a nu fi necesar radiator pentru tranzistor.

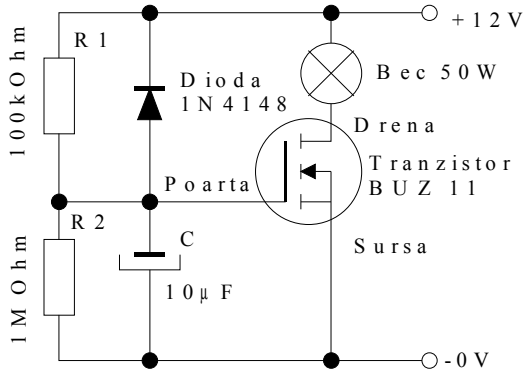


Figura 8.