

TRANZISTORUL MOS

În materialul de față se analizează fenomenele fizice specifice tranzistorului MOS. Se deduc expresii pentru tensiunea de prag și caracteristica curent-tensiune la tranzistorul MOS cu canal indus, având substratul polarizat față de sursă (tranzistorul cu două porți).

1. TENSIUNEA DE PRAG

1.1 Tensiunea de prag a capacitorului MOS ideal

Pentru a determina expresia tensiunii de prag (V_T) la tranzistorul MOS se va analiza mai întâi comportarea unui capacitor MOS.

Figura 1 reprezintă diagrama energetică la echilibru termic pentru o structură MOS ideală. Atributul "ideală" presupune:

- oxidul (O) de poartă nu conține sarcini electrice în volumul sau și/sau la interfața cu semiconductorul (O/S);
- proprietățile semiconductorului sunt aceleași în volumul și la suprafața sa;
- lucrul mecanic de extracție a electronului din metal (M) și respectiv semiconductor (S) sunt egale ($\phi_{MS} = 0$).

Substratul semiconductor se consideră uniform dopat cu impurități acceptoare (N_A). Ca urmare, potențialul Fermi are expresia (v. fig .2):

$$\phi_F = V_{th} \cdot \ln\left(\frac{n_1}{N_A}\right) < 0 \quad (1)$$

În condiții de polarizare cu o tensiune pozitivă pe metal, diagrama energetică are forma din figura 2. Tensiunea v_G determină:

- deplasarea nivelului Fermi din metal (E_{FM}) pe distanța (energetică) $q \cdot v_G$ sub E_{Fp} ;
- "sărăcirea" semiconductorului de goluri pe o porțiune de lățime x_d considerată de la interfața cu oxidul. Rezultă o zonă de sarcină spațială fixă datorată ionilor acceptori. Sarcina în această zonă este:

$$Q_{BO} = -q \cdot N_A \cdot x_d < 0 \quad (2)$$

- curbarea în semiconductor a benzilor de energie E_c , E_i , E_v (variație parabolică) pe distanța x_d (v. fig .2);
- aparitia la suprafața metalului a sarcinii Q_{GO} egală și de semn opus cu Q_{BO} ;
- variația liniară în oxid a energiei E_c (v. fig .2).

Modul de variație al nivelului E_c în semiconductor și oxid poate fi determinat cu ecuația Poisson. Astfel, în semiconductor ($x \geq 0$) se poate scrie:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_B} \quad (3)$$

unde ϕ este potențialul electronului:

$$\phi(x) = \frac{E_i(x) - E_{Fp}}{-q} \quad (4)$$

Integrând ecuația (3) cu condițiile de limită:

$$\begin{aligned} \phi(x_d) &= \phi_F \\ \left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=x_d} &= 0 \end{aligned}$$

se obține:

$$\phi(x) = \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \epsilon_\epsilon} \cdot x_d^2 \left(\frac{x}{x_d} - 1 \right)^2 - |\phi_F|, \quad 0 \leq x \leq x_d \quad (5)$$

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_\epsilon} \cdot (x_d - x), \quad 0 \leq x \leq x_d \quad (6)$$

unde ... (x) este câmpul electric.

În oxid, procedând similar, rezultă:

$$\phi(x) = E_{ox} \cdot x + \phi(0), \quad -x_{ox} \leq x \leq 0 \quad (7)$$

$$E = E_{ox} = \text{constant}, \quad -x_{ox} \leq x \leq 0 \quad (8)$$

S-a avut în vedere continuitatea potențialului la interfața oxid-semiconductor ($x=0$):

$$\phi(0) = \frac{q \cdot N_A}{2 \cdot \epsilon_S} \cdot x_d^2 - |\phi_F| \quad (9)$$

Condiția de continuitate a inducției electrice la interfață este:

$$\epsilon_{ox} \cdot \dots_{ox} = \epsilon_S \cdot \dots_S \quad (10)$$

unde $\dots_S = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_\epsilon} \cdot x_d$ (vezi relația (6))

Relația de mai sus permite determinarea câmpului electric în oxid:

$$\dots_{ox} = \frac{q \cdot N_A}{\epsilon_{ox}} \cdot x_d > 0 \quad (11)$$

Variațiile câmpului și potențialului electric exprimate prin relațiile (5) ÷ (8) sunt reprezentate grafic în figura 3. Potențialul și corespunzător, nivelele energetice, variază liniar în oxid și parabolic în semiconductor. Tensiunea aplicată v_G se distribuie pe oxid și semiconductor:

$$v_G = V_{ox} + \phi(0) + |\phi_F|, \quad V_{ox} = x_{ox} E_{ox} \quad (12)$$

Diagrama din figura 2 și curbele din figura 3 corespund funcționării structurii MOS în **regim de golire**.

Prin creșterea tensiunii aplicate v_G nivelul E_i din semiconductor coboară sub E_{Fp} pe distanța x_c . Ca urmare, pe porțiunea situată între planele $x=0$ și $x=x_c$ tipul semiconductorului devine **n** (E_c este apropiat de E_{Fp} în comparație cu E_v). Deci, în această zonă tipul semiconductorului s-a inversat.

Se consideră că inversia s-a instalat când concentrația de electroni la interfață ($x=0$) devine egală cu concentrația de goluri din volumul semiconductorului:

$$n(0) = n_s = N_A \quad (13)$$

Cum $n(0)$ e dat de relația:

$$n(0) = n_i \cdot \exp\left(\frac{E_{Fp} - E_i(0)}{kT}\right) = n_i \cdot \exp\left(\frac{\phi(0)}{V_{th}}\right) \quad (14)$$

din (1), (13) și (14) se obține:

$$\phi(0) = |\phi_F| \quad (15)$$

Tensiunea v_G corespunzătoare instalării inversiei este tensiunea de prag V_T și se determină folosind relațiile (12) și (15):

$$V_T = V_{ox} + 2|\phi_F| \quad (16)$$

Se spune că pentru polarizări $v_G > V_T > 0$ capacitorul MOS lucrează în **regim de inversie**.

Figura 4 prezintă diagrama energetică a structurii MOS pentru $v_G = V_T$ (instalarea inversiei). În zona de inversie apare o sarcină de electroni Q_n . Lățimea regiunii de sarcină spațială (RSS) și sarcina din RSS se determină cu expresiile (vezi relațiile (2), (9) și (15)) va fi:

$$x_d = x_{d,max} = \left(\frac{4\varepsilon_\varepsilon}{q \cdot N_A} \cdot |\phi_F|\right)^{\frac{1}{2}} \quad (17)$$

$$Q_{BO} = -q \cdot N_A \cdot x_{d,max} = -(4 \cdot \varepsilon_\varepsilon \cdot q \cdot N_A |\phi_F|)^{\frac{1}{2}} \quad (18)$$

La instalarea inversiei $Q_n \ll Q_{BO}$.

Când tensiunea v_G crește cu valori peste tensiunea de prag, sarcina Q_{BO} variază foarte puțin. De aceea, într-o primă aproximație, se consideră:

$$x_d \approx x_{d,max} = const. \quad \text{și} \quad Q_{BO} \approx const., \quad \text{pentru } V_G \geq V_T \quad (19)$$

În schimb, sarcina de electroni Q_n crește cu v_G .

Sarcina totală din semiconductor (pe unitatea de arie) este:

$$Q_s = Q_n + Q_{BO} \quad (20)$$

Pe de altă parte, conform legii lui Gauss se poate scrie pentru Q_s :

$$Q_s = -\varepsilon_s \cdot E_s = -\varepsilon_{ox} \cdot E_{ox} = -C_{ox} \cdot V_{ox} \quad (21)$$

S-a ținut cont de relațiile (10) și (12) și s-a folosit notația:

$$C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{x_{ox}} \quad (22)$$

ce reprezintă capacitatea (pe unitatea de arie) oxidului de poartă. Din (12), (16) ÷ (22) se deduce:

$$Q_n = -C_{ox} \cdot (v_G - V_T) \quad (23)$$

Relația (23) indică creșterea liniară a sarcinii de electroni cu tensiunea v_G după instalarea inversiei.

Pentru $v_G \approx V_T$ (inversie slabă) se poate demonstra că Q_n variază exponențial cu v_G .

$$Q_n \approx \exp\left(\frac{v_G - V_T}{m \cdot V_{th}}\right), \quad m > 1 \quad (24)$$

Această dependență se poate explica având în vedere dependența exponențială a concentrației de electroni din stratul de inversie de potențialul de suprafață (vezi relația (14)).

1.2. Tensiunea de prag a capacitorului MOS real

La o structură MOS reală benzile energetice în semiconductor sunt curbate chiar la echilibru termic datorită:

- diferenței ϕ_{MS} dintre lucrurile mecanice de extracție a electronului din metal respectiv, din semiconductor;
- sarcinii Q_{SS} de la interfața oxid semiconductor ($x = 0$);
- sarcinii ρ_{ox} din stratul de oxid.

Pentru ca nivelele E_C , E_V și E_i să fie orizontale (ca în figura 1) este necesară o tensiune aplicată pe poartă, denumită tensiune de benzi netede (FLAT-BAND) dată de relația:

$$V_{FB} = \phi_{MS} - \frac{Q_{SS}}{C_{ox}} - \frac{1}{C_{ox}} \cdot \int_0^{x_{ox}} \frac{x}{x_{ox}} \cdot \rho_{ox}(x) \cdot dx \quad (25)$$

În aceste condiții v_G , tensiunea necesară pentru instalarea inversiei, are expresia:

$$v_G = V_T = V_{FB} - \frac{Q_{BO} + Q_n}{C_{ox}} + 2 \cdot |\phi_F| \quad (26)$$

1.3 Tensiunea de prag a tranzistorului MOS

Se consideră structura TEC-MOS din figura 5 care are sursa (S) și drena (D) legate la masă. Poarta și substratul sunt polarizate cu tensiunile $v_{GS} > 0$ (notația v_G din paragrafele 1.1 și 1.2 se substituie acum prin v_{GS}) și, respectiv, $v_{BS} < 0$ (S potențialul de referință). În figura 5

s-a reprezentat din motive de simetrie numai jumătatea structurii ce corespunde sursei (jumătatea drenei este identică).

Diagrama energetică în condițiile instalării inversiei este dată de figura 6. Diferențele ce apar față de diagrama din figura 4 sunt datorate polarizării substratului. Astfel tensiunea v_{BS} despică nivelul Fermi din semiconductor în două cvasinivele Fermi: $E_{F,n}$ în zona de inversie (de tip **n**) și $E_{F,p}$ în zona neutră a substratului (de tip **p**). Ca urmare, potențialul de la interfața oxid-semiconductor (vezi relațiile (9) și (15)).

$$\phi(0) = |V_{BS}| + |\phi_F| = \frac{q \cdot N_A}{2\varepsilon_\varepsilon} \cdot x_{d,\max}^2 - |\phi_F| \quad (27)$$

La rândul lor lățimea RSS și sarcina electrică fixă din RSS sunt dependente de v_{BS} . Relațiile (17) și (18) se modifică:

$$x_{d,\max} = \left[\frac{2\varepsilon_\varepsilon}{q \cdot N_A} (2 \cdot |\phi_F| + |V_{BS}|) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (28)$$

$$Q_B = -q \cdot N_A \cdot x_{d,\max} = -[2 \cdot \varepsilon_S \cdot q \cdot N_A (2 \cdot |\phi_F| + |v_{BS}|)]^{\frac{1}{2}} \quad (29)$$

Q_B este sarcina din regiunea golită când substratul este polarizat, iar Q_{BO} sarcina la $v_{BS}=0$.

Tensiunea pe poartă la instalarea inversiei are expresia (vezi relația (26)):

$$v_{GS} = V_T = V_{FB} - \frac{Q_B + Q_n}{C_{ox}} + 2 \cdot |\phi_F|$$

Cum la instalarea inversiei $Q_n \ll Q_B$ relația de mai sus se poate rescrie:

$$V_T = V_{FB} - \frac{Q_{BO}}{C_{ox}} + |2 \cdot \phi_F| - \frac{Q_B - Q_{BO}}{C_{ox}} \quad (30)$$

Tinând cont de relațiile (18) și (29) rezultă:

$$V_T = V_{TO} + \gamma \cdot \left(\sqrt{2|\phi_F| + |v_{BS}|} - \sqrt{2|\phi_F|} \right) \quad (31)$$

unde $V_{TO} = V_T|_{v_{BS}=0}$

V_{TO} este tensiunea de prag în absența polarizării substratului.

Folosind expresiile (25) și (30) se determină:

$$V_{TO} = \Phi_{MS} + 2|\Phi_F| - \frac{Q_{SS} + Q_{BO}}{C_{ox}} - \frac{1}{C_{ox}} \cdot \int_0^{x_{ox}} \frac{x}{x_{ox}} \cdot \rho_{ox}(x) \cdot dx \quad (32)$$

În formula lui V_T intervine și parametrul de substrat γ dat de relația (vezi expresiile (18), (29) și (30)):

$$\gamma = -\frac{Q_{BO}}{C_{ox} \sqrt{2|\Phi_F|}} \quad (33)$$

În consecință, tensiunea de prag exprimată prin formula (31) reprezintă tensiunea ce trebuie aplicată între poartă și sursă (când tensiunea substrat-sursă este fixată la o valoare dată) pentru instalarea inversiei. Aceasta înseamnă **inducerea** sau **antrenarea** unui canal n la suprafața substratului p . Canalul n constituie o cale de conducție între zonele n^+ de sursă și drenă.

Conductanța canalului g_c reprezintă inversul rezistenței stratului de inversie:

$$g_c = \frac{W}{L} \int_0^{x_c} q \mu_{mn}(x) dx = \frac{W}{L} \overline{\mu_n} \int_0^{x_c} q n(x) dx = -\frac{W}{L} \overline{\mu_n} Q_n$$

unde W , L și x_c sunt dimensiunile geometrice ale canalului și $\overline{\mu_n}$ mobilitatea (valoare medie) electronilor din canal. Dacă în relația de mai sus se substituie sarcina din canal Q_n prin una din formulele (23) sau (24) se obține:

$$g_c = \frac{W}{L} \overline{\mu_n} C_{ox} (v_{GS} - V_T), \quad v_{GS} > V_T \quad (34)$$

ce corespunde inversiei puternice și

$$g_c \approx \frac{W}{L} \overline{\mu_n} \exp\left(\frac{v_{GS} - V_T}{mV_{th}}\right), \quad v_{GS} \approx V_T \quad (35)$$

relația asociată inversiei slabe.

Figura 7 prezintă dependența conductanței canalului de tensiunea aplicată pe poartă. În inversie slabă g_c crește exponențial cu v_{GS} (relația (35)), iar în inversie puternică creșterea este liniară (relația (34)).

Pentru a evita confuziile în tabelul 1 se indică semnul principalelor mărimi ce intervin în expresiile (31) – (33). Se fac precizări atât pentru tranzistorul cu canal $n(nMOS)$, analizat mai sus, cât și pentru cele cu canal $p(pMOS)$. În tabel ϕ_M și ϕ_S reprezintă lucrul mecanic de extracție pentru electronii din metal și, respectiv din semiconductor. Tensiunea v_{BS} polarizează întotdeauna invers joncțiunea substrat-sursă. ϕ'_F este potențialul Fermi în stratul polySi care este uneori folosit în locul metalului de poartă (G). ϕ'_F este dat de formula:

$$\phi'_F = V_{th} \cdot \ln\left(\frac{N_D^+}{n_i}\right)$$

unde N_D^+ este doparea stratului de polySi.

În mod obișnuit, V_{TO} este pozitiv la $n-MOS$ și negativ la $p-MOS$. Corespunzător tensiunea de prag V_T are același semn și întotdeauna $|V_T| > |V_{TO}|$.

Deoarece tranzistorul conduce ($i_D > 0$) numai pentru $|v_{GS}| > |V_T|$ se spune că funcționează în **regim de îmbogățire** (a canalului). Acesta este cazul tranzistorului MOS cu canal indus (antrenat).

Mai rar, există și situația în care $V_{TO} < 0$ la **n-MOS** și/sau $V_{TO} > 0$ la **p-MOS**. Aceasta datorită sarcinii din oxid și/sau de la interfața care face ca suma ultimilor doi termeni din relația (32) să fie mai mare decât suma primilor termeni. Se spune că tranzistorul are canal inițial (la $v_{GS} = 0$). În acest caz tranzistorul poate funcționa:

- (a) – în regim de îmbogățire ($v_{GS} > 0$ pentru **n-MOS**);
- (b) – în regim de golire ($V_T < v_{GS} \leq 0$ pentru **p-MOS**).

Tabelul 1

Parametrul	n-MOS	p-MOS
substratul	p	n
canalul	n	p
ϕ_{MS} G-metal	$\phi_M - \phi_S < 0$	$\phi_M - \phi_S < 0$
G-polySi	$\phi_F - \phi'_F < 0$	$\phi_F - \phi'_F < 0$
Q_{SS}		
ϕ_F	$V_{th} \ln \frac{n_i}{N_A} < 0$	$V_{th} \ln \frac{N_A}{n_i} > 0$
Q_{BO} relația (18)	$-(4\epsilon_s q N_A \phi_F)^{\frac{1}{2}} < 0$	$(4\epsilon_s q N_D \phi_F)^{\frac{1}{2}} > 0$
v_{BS}	-	+
γ relația (33)	+	-
V_{TO} (32)	+(-)	-(+)
V_T relația (31)	+(-)	-(+)

2. CARACTERISTICI DE IESIRE

Caracteristicile de ieșire în conexiunea sursă comună (SC) exprimă grafic și analitic dependența curentului de drenă (i_D) de tensiunea drenă-sursă (v_{DS}) cu $v_{GS} = V_{GS} > V_T$ și $v_{BS} = V_{BS}$ ca parametrii.

Pe caracteristicile de ieșire se disting două zone:

- (1) – zona de nonsaturație, când i_D crește semnificativ cu v_{DS}
- (2) – zona de saturație, când i_D are o variație foarte redusă cu tensiunea v_{DS} (se saturează).

2.1 Zona de nonsaturație, $v_{DS} < v_{GS} - V_T$

Se consideră structura **n-MOS** din figura 8. Polarizarea cu tensiunea v_{DS} determină reducerea grosimii canalului (x_c) de-a lungul său (axa Oy). Acest lucru este explicabil dacă se are în vedere că:

$$v_{GD} = v_{GS} - v_{DS} < v_{GS} \quad (36)$$

O porțiune infinit mică din lungimea canalului are rezistența:

$$dR = \frac{dy}{\bar{\sigma}(y) \cdot W \cdot x_c} \quad (37)$$

unde x_c și W sunt grosimea și respectiv lățimea (dimensiunea perpendiculară pe figura 8) canalului. $\bar{\sigma}$ este conductivitatea medie a canalului ce depinde de mobilitatea electronilor prin relația:

$$\bar{\sigma}(y) = \frac{1}{x_c} \int_0^{x_c} \sigma(x, y) \cdot dx = \frac{1}{x_c} \int_0^{x_c} \mu_n q \cdot n(x, y) \cdot dx \quad (38)$$

Tinând cont că sarcina (pe unitatea de arie) a electronilor din canal are expresia:

$$Q_n = -q \int_0^{x_c} n(x, y) \cdot dx \quad (39)$$

din (37) – (39) rezultă:

$$dR = - \frac{dy}{W \cdot \bar{\mu}_n \cdot Q_n(y)} \quad (40)$$

unde $\bar{\mu}_n$ este mobilitatea medie a electronilor din canal.

Căderea de tensiune pe porțiunea dy va fi corespunzător:

$$dv(y) = i_D \cdot dR \quad (41)$$

Din relațiile (40) și (41) se deduce:

$$i_D \cdot dy = -W \cdot \bar{\mu}_n \cdot Q_n(y) \cdot dv(y) \quad (42)$$

Dependența lui $Q_n(y)$ se obține având în vedere că după instalarea inversiei ($v_{GS} > V_T$) sarcina Q_n devine comparabilă cu Q_B . Ca urmare, relația (30) se rescrie:

$$v_{GS} = V_T - \frac{Q_n}{C_{ox}} + v(y) \quad (43)$$

Ultimul termen din membrul drept arată că o parte din tensiunea aplicată pe poartă cade pe porțiunea dy a canalului care este parcurs de curentul i_D .

Din relația (43) se deduce expresia lui Q_n și se înlocuiește în (42). După integrare va rezulta:

$$\int_0^L i_D dy = - \int_0^{v_{DS}} W \cdot \bar{\mu}_n \cdot C_{ox} (v_{GS} - V_T - v(y)) \cdot dv(y) \quad (44)$$

Rezolvând cele două integrale se obține:

$$i_D = k_n \left[(v_{GS} - V_T) \cdot v_{DS} - \frac{v_{DS}^2}{2} \right], \quad v_{DS} < v_{GS} - V_T \quad (45)$$

unde:

$$k_n = k_n' \frac{W}{L}, \quad k_n' = \overline{\mu_n} \cdot C_{ox} \quad (46)$$

este o constantă ce depinde de geometria canalului (prin W/L), mobilitatea purtătorilor majoritari din canal și respectiv capacitatea oxidului.

În rezolvarea integralelor din ecuația (44) s-a presupus că V_T este constant pe toată lungimea canalului. În realitate V_T depinde de Q_B (prin relația (30)) care pentru $v_{DS} \neq 0$ are expresia (vezi (29)):

$$Q_B = -\sqrt{2 \cdot \epsilon_s \cdot q N_A \cdot [2|\phi_F| + |v_{BS}| + v(y)]} \quad (47)$$

Ecuația (45) exprimă dependența curentului i_D de v_{DS} înainte de saturație. Relația (45) se simplifică la tensiuni v_{DS} mici:

$$i_D = k_n (v_{GS} - V_T) v_{DS}, \quad v_{DS} \ll v_{GS} - V_T \quad (48)$$

ceea ce corespunde unei variații liniare a curentului cu tensiunea de ieșire.

2.2 Zone de saturație ($v_{DS} \geq v_{GS} - V_T$)

Se consideră mai întâi ca tensiunea de ieșire are valoarea:

$$v_{DS} = v_{DS,sat} = v_{GS} - V_T \quad (49)$$

Ca urmare:

$$v_{GD} = v_{GS} - v_{DS} = V_T \quad (50)$$

care arată că la drena canalului se reduce la un punct ($x_c=0$ la $y=L$).

Înlocuind relația (49) în (45) se deduce:

$$i_D = i_{D,sat} = \frac{k_n}{2} v_{DS,sat}^2 = \frac{k_n}{2} (v_{GS} - V_T)^2 \quad (51)$$

Pentru tensiuni $v_{DS} > v_{DS,sat}$ canalul dispare pe o distanță x_A măsurată de la drenă. Potențialul punctului A unde se termină canalul este:

$$v_{AS} = v_{DS,sat} \quad (52)$$

Cum acest punct este foarte apropiat de D ($x_A \ll L$) într-o primă aproximație se poate considera $L_{ef} \approx L$ și curentul prin tranzistor dat de (51) și independent de v_{DS} :

$$i_D = \frac{k_n}{2} (v_{GS} - V_T)^2 \quad (53)$$

ceea ce exprimă saturarea curentului de drenă la valoarea $i_{D,sat}$.

Curentul i_D este transportat de electroni care de la S până la A circulă prin canal, iar de la A la D printr-o regiune golită sub acțiunea câmpului electric determinat de tensiunea:

$$v_{DA} = v_{DS} - v_{AS} > 0 \quad (54)$$

În realitate, în saturație, lungimea canalului (L_{ef}) se micșorează prin creșterea lui v_{DS} . Ca urmare, k_n (vezi relația (46)) și implicit i_D variază cu v_{DS} . Din (46) și (53) rezultă:

$$i_D = \frac{L}{L_{ef}(v_{DS})} \cdot \frac{k_n}{2} (v_{GS} - V_T)^2 \quad (55)$$

Se presupune o dependență liniară a lungimii canalului de v_{DS} :

$$L_{ef}(v_{DS}) = L + \left(\frac{\partial L}{\partial v_{DS}} \right) \Big|_{v_{DS,sat}} \cdot (v_{DS} - V_{DS,sat}) \quad (56)$$

$$L_{ef}(v_{DS}) = L \left(1 - \frac{v_{DS} - v_{DS,sat}}{V_{F,n}} \right), \quad V_{F,n}^{-1} = \frac{-1}{L} \left(\frac{dL}{dv_{DS}} \right) \Big|_{v_{DS,sat}} \quad (57)$$

unde $V_{F,n}$ este tensiunea Early pentru **n-MOS**. Cum $v_{DS} - v_{DS,sat} \ll V_{F,n}$ rezultă din (55) și (57):

$$i_D = \frac{k_n}{2} (v_{GS} - V_T)^2 \left(1 + \frac{v_{DS} - v_{DS,sat}}{V_{F,n}} \right), \quad v_{DS} > v_{DS,sat} \quad (58)$$

Figura 9 prezintă caracteristicile de ieșire pentru un **n-MOS** în conexiune *SC* polarizat cu o tensiune $v_{BS} = V_{BS} < 0$ fixă. Caracteristicile au fost trasate pe baza ecuațiilor (45) și (58). Parabola de ecuație (51) separă zona de nonsaturație de zona de saturație. Pe figură se indică o modalitate de determinare a tensiunii Early $V_{F,n}$.

În cazul unui **p-MOS** relațiile (45), (46), (49), (58) au forma:

$$i_D = k_p \left[(v_{SG} - |V_T|) \cdot v_{SD} - \frac{v_{SD}^2}{2} \right], \quad v_{SD} < v_{SD,sat} \quad (59)$$

$$i_D = \frac{k_p}{2} (v_{SG} - |V_T|)^2 \left(1 + \frac{v_{SD} - v_{SD,sat}}{V_{F,p}} \right), \quad v_{SD} \geq v_{SD,sat} \quad (60)$$

$$k_p = \frac{W}{L} k_p' = \frac{W}{L} \mu_p C_{ox} \quad (61)$$

$$v_{SD,sat} = v_{SD} - |V_T| \quad (62)$$

În încheiere trebuie precizat că în programele PSPICE în locul relațiilor (58) și (60) se folosesc relațiile aproximative:

$$i_D = \frac{k_n}{2} (v_{GS} - V_T)^2 (1 + \lambda_n v_{DS}) \quad (63)$$

$$i_D = \frac{k_p}{2} (v_{SG} - |V_T|)^2 (1 + \lambda_p v_{SD}) \quad (64)$$

unde: $\lambda_n \cong \frac{1}{V_{F,n}}$ $\lambda_p \cong \frac{1}{V_{F,p}}$.

Figura 1

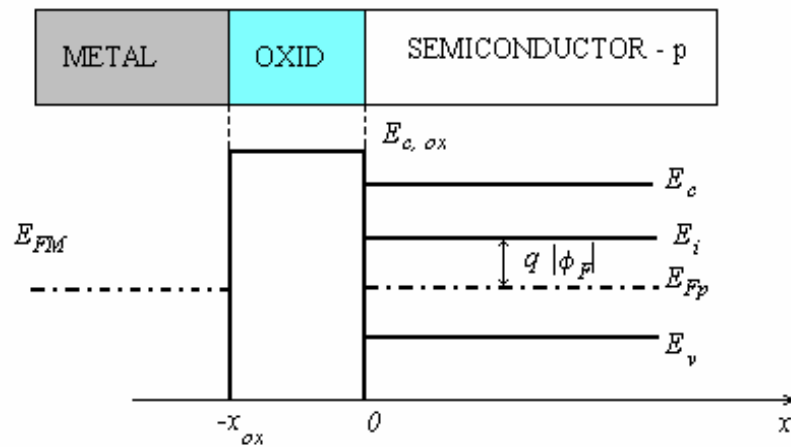


Figura 2

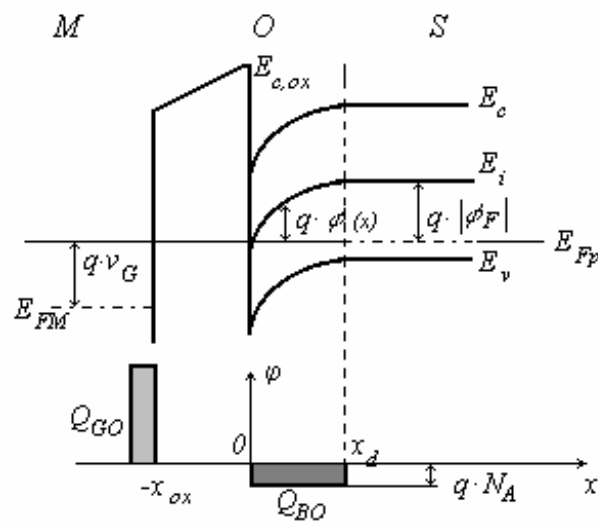


Figura 3

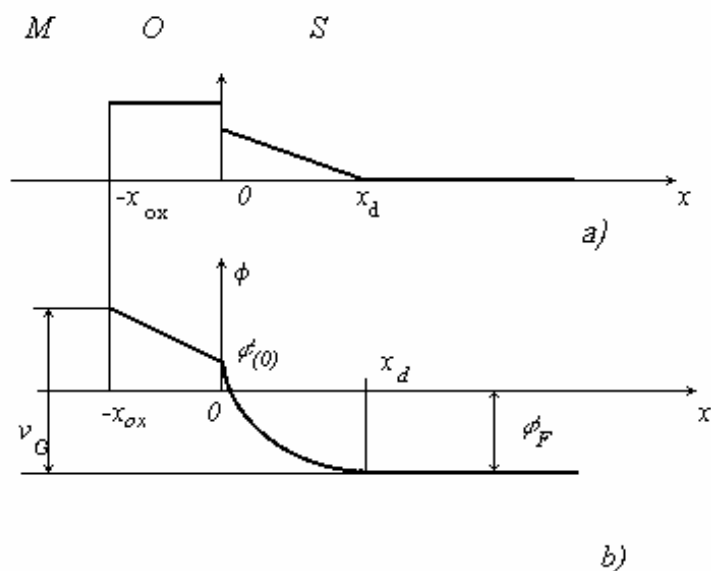


Figura 4

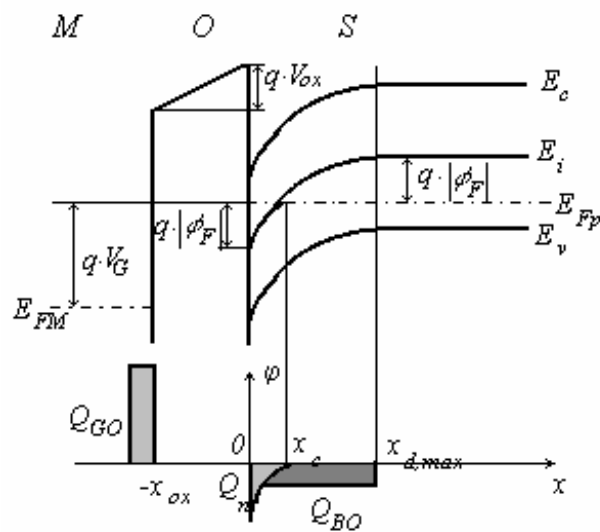


Figura 5

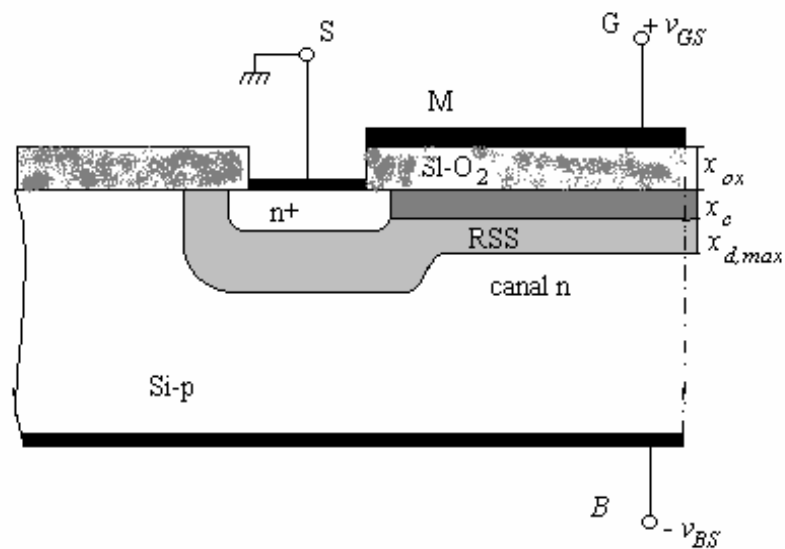


Figura 6

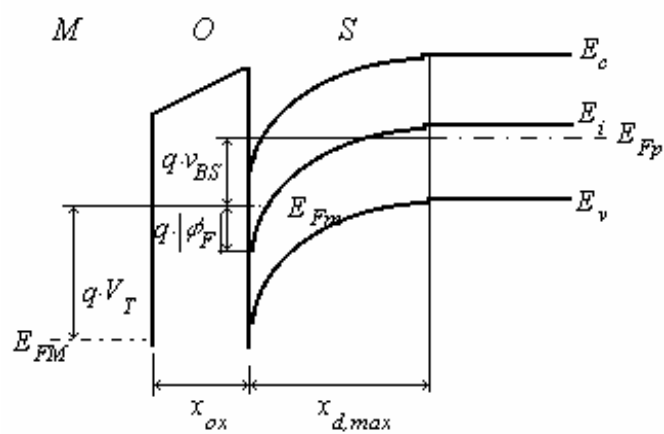


Figura 7

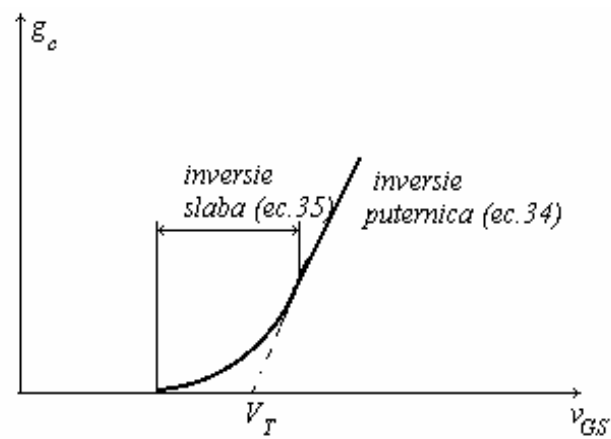


Figura 8

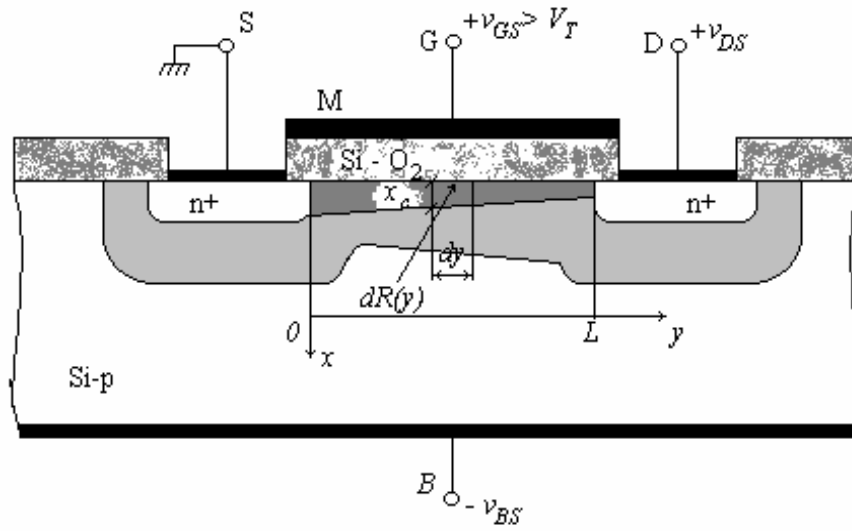


Figura 9

