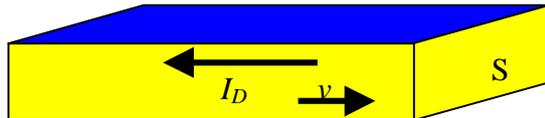


Transistors a effet de champ

Le transistor à effet de champ (Field Effect Transistor) est un dispositif imaginé par Shockley en 1958. Le principe en est le contrôle du courant dans un barreau semi-conducteur à l'aide de deux tensions. En effet si on considère un barreau semi-conducteur avec une densité d'électrons n , le courant s'écrit :

$$I_D = q \cdot n \cdot v \cdot S$$



. Dans l'expression précédente n, v et S sont susceptibles de varier. Suivant que l'on fait varier S ou n on distingue deux grandes familles de transistors à effet de champ :

- Les transistors à jonction pour lesquels on provoque une variation de la section du canal S
 - Jonction PN silicium (JFET)
 - Jonction métal Semi-conducteur (MESFET)
- Les transistors à contrôle de charges pour lesquels on fait varier la densité de porteurs n .
 - Les transistors à grille isolée sur Silicium(MOSFET)
 - Les transistors à Hétérojonction sur AsGa (HFET)

Pour les deux types de transistors l'effet de champ se manifeste par le pincement du canal et la saturation de la vitesse v des porteurs.

A la différence des transistors bipolaires le courant n'est constitué que d'un seul type de porteurs (électrons ou trous). De plus c'est un dispositif qui se prête très bien à une intégration à grande échelle.

1. Le Transistor à effet de champ à jonctions JFET

La structure d'un transistor a effet de champ à jonction est donnée à la figure-1. Il est constitué d'un canal généralement dopé N inséré entre deux zones dopées P^+ . On distingue 3 contacts.

- la Source S est l'électrode par où les porteurs majoritaires entrent dans le barreau. (*Source d'électrons*)

- le drain D est l'électrode par où les porteurs majoritaires quittent le barreau. (*Electrode chargée de drainer les électrons*)

- la grille G permet de commander le courant I_{DS} .

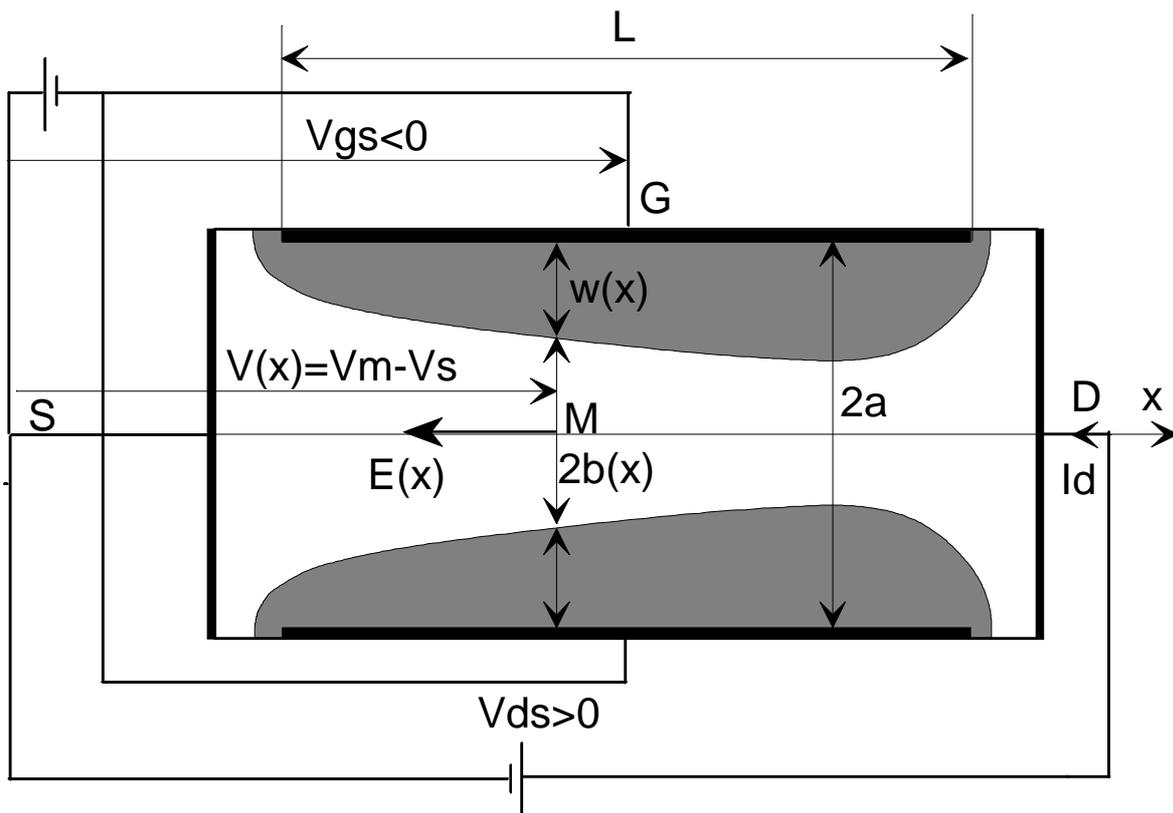
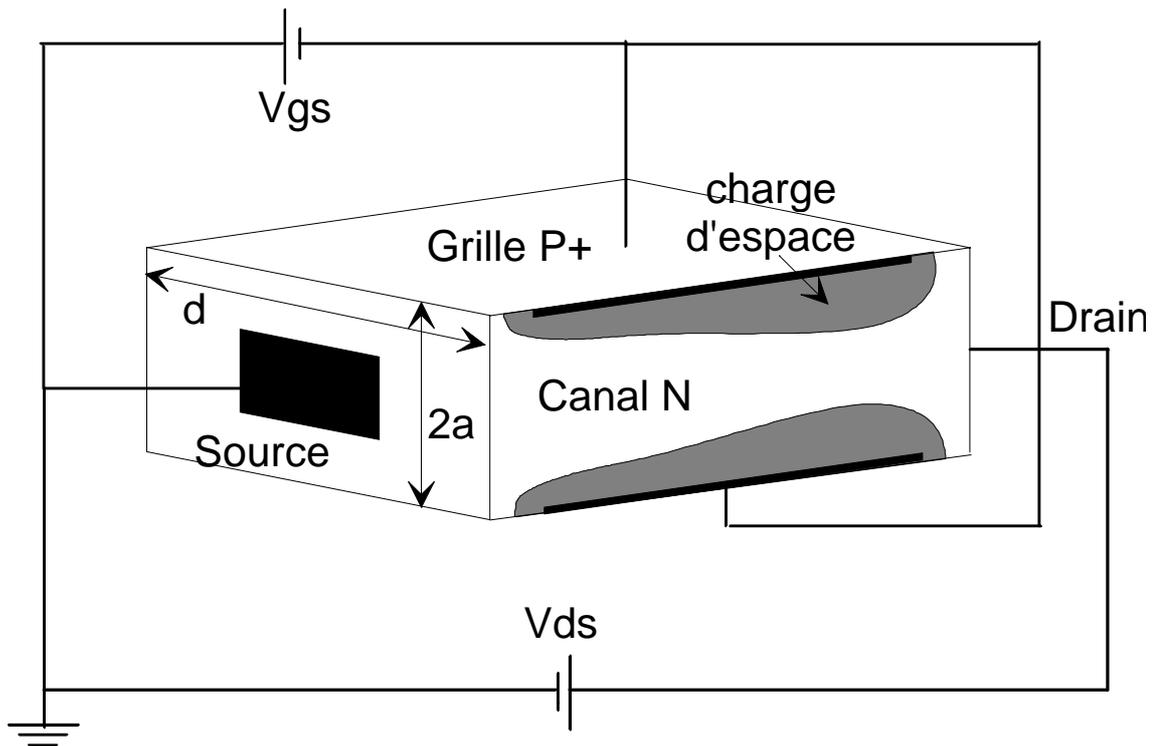


Figure 1 Structure d'un transistor à effet de champ à jonction. L est la longueur de la grille; d est la largeur de la grille; $2.a$ est l'épaisseur du canal non pincé et $2b(x)$ est l'épaisseur du canal à l'abscisse x . Au point M le potentiel du canal est $V(x)$ et le champ électrique est dirigé comme sur la figure et vaut $E(x)$.

1.1. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT

En fonctionnement normal la grille est polarisée négativement par rapport à la source ($V_{GS} < 0$) et le drain est polarisé positivement par rapport à la source $V_{DS} > 0$.

Dans ces conditions les deux jonctions P⁺N. sont polarisées en inverse et il se crée une zone de charge d'espace s'étendant essentiellement du côté N (du fait de la différence des dopages) dépourvue de porteurs mobiles. La largeur de cette zone est commandée par la tension inverse appliquée à la jonction à l'abscisse x. On peut ainsi régler l'épaisseur du canal et pour une densité de courant donnée on règle l'intensité du courant I_{DS} circulant dans ce canal.

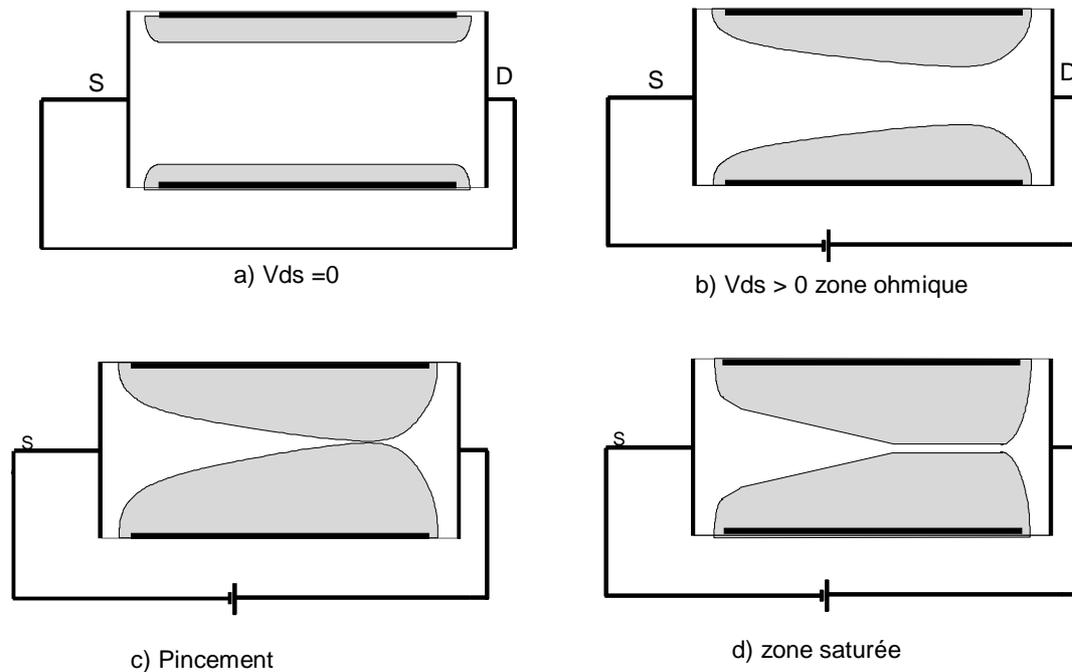


Figure 2 Régimes de fonctionnement d'un TEC: a) $V_{DS}=0$ fonctionnement en résistance variable; b) $|V_{GS} - V_{DS}| < V_p$ fonctionnement en zone ohmique; c) $|V_{GS} - V_{DS}| = V_p$ pincement; d) $|V_{GS} - V_{DS}| > V_p$ fonctionnement en zone saturée.

Considérons un fonctionnement du TEC à $V_{GS} < 0$ constante. Lorsque $V_{DS}=0$ la zone de charge d'espace a la même largeur dans tout le canal (fig 2-a). Le transistor se comporte alors, vis à vis d'un petit signal alternatif, comme une résistance dont on peut faire varier la valeur en fonction de V_{GS} . Lorsque l'on augmente V_{DS} à partir de cette valeur nulle le courant I_{DS} se met à croître. D'autre part la tension inverse appliquée à la jonction P⁺N constituée par la grille et le canal varie de V_{GS} au niveau de la source, à $V_{GS}-V_{DS}$ au niveau du drain. Du fait que $V_{DS} > 0$ et $V_{GS} < 0$ on a: $|V_{GS} - V_{DS}| > |V_{GS}|$ et la largeur de la zone de charge d'espace augmente de la source au drain. On dit que dans le cas de la fig 2-b le transistor fonctionne en zone ohmique.

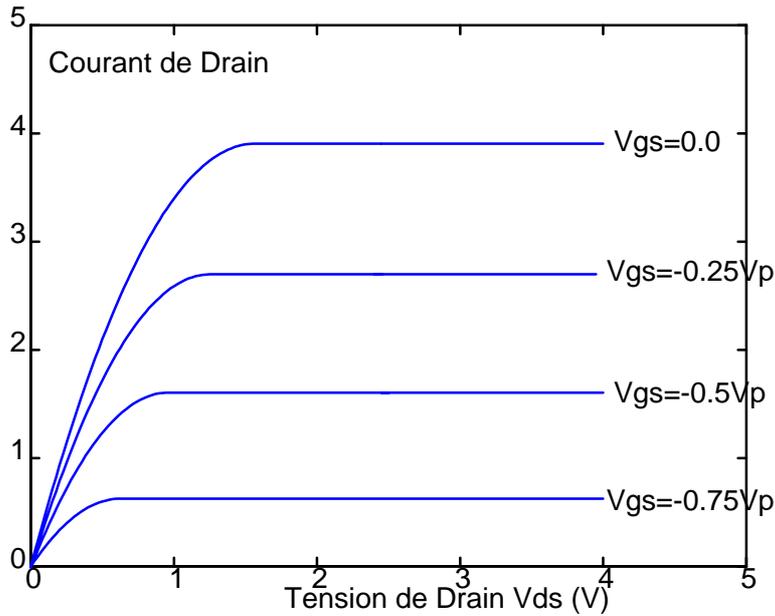


Figure 3 Caractéristiques $I_D(V_{DS})$ d'un TEC

Lorsque la tension $|V_{GS} - V_{DS}|$ atteint une valeur particulière V_p les deux côtés de la zone de charge d'espace se rejoignent au niveau du drain provoquant ainsi le *pincement* du canal (fig 2-c). La tension V_p est appelée tension de pincement et constitue une caractéristique du transistor. Si l'on continue à augmenter V_{DS} le courant I_{DS} reste sensiblement constant c'est-à-dire qu'il reste un résidu de canal permettant le passage du courant (fig 2-d). En effet, si le pincement était complet, le courant I_{DS} serait nul et la tension V_{DS} serait appliquée entièrement à l'endroit du pincement. Il en résulterait en cet endroit, un champ électrique très intense à même de réouvrir le canal. En fait, il se produit un équilibre entre la largeur limite du canal et l'intensité du champ électrique qui maintient le courant I_{DS} constant.

Ce phénomène appelé "effet de champ" permet d'expliquer l'allure des caractéristiques $I_D(V_{DS})$ d'un TEC représentée à la fig-3 où l'on a fait apparaître les zones ohmique et saturée.

Le courant I_{DS} maximum sera obtenu lorsque la tension de polarisation de la grille est nulle et il décroîtra avec V_{GS} .

1.2. EQUATIONS DE FONCTIONNEMENT

Reprenons le schéma de la figure 4.1.b. En un point M du canal situé à l'abscisse x de la source, le potentiel dans le canal est $V(x)$ et le champ électrique qui en résulte est¹:

$$E(x) = \frac{dV(x)}{dx} \quad (1)$$

D'autre part la largeur du canal à cet endroit est:

$$2 \cdot b(x) = 2 \cdot (a - w(x)) \quad (2)$$

¹Le signe + dans la relation (1) est dû à la convention choisie pour l'orientation du champ dans la fig-1

ou $w(x)$ est l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction P⁺N. Cette épaisseur est donnée par :

$$w(x) = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_D} \cdot \Phi_T} \quad (3)$$

- Où
- ε est la permittivité du matériau
 - q la charge élémentaire
 - N_D la densité de d'atomes donneurs dans le canal
 - Φ_T la hauteur totale de la barrière de potentiel

La densité de courant dans le canal est donnée par :

$$J_n(x) = \sigma \cdot E(x) = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot E(x) \quad (4)$$

où μ_n est la mobilité des électrons dans le canal.

En combinant les équations (1) et (4) on obtient:

$$J_n(x) = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (5)$$

La section du canal à l'abscisse x est $S(x)$. Elle est donnée par:

$$S(x) = 2d \cdot b(x) = 2d \cdot (a - w(x))$$

et le courant I_D s'écrit:

$$I_D(x) = J_n(x) \cdot S(x) = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot S(x) \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (6)$$

1.2.1. Tension de pincement V_p

Considérons un fonctionnement tel que le canal soit juste à la limite du pincement. Nous avons alors

$$2b(x) = 0 \Rightarrow w(x) = a.$$

La tension de pincement V_p correspond à la hauteur de la barrière de potentiel Φ_T telle que la condition $w(x) = a$ soit satisfaite. On a alors, en tenant compte de l'expression (3)

$$V_p = \frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon} \cdot a^2 \quad (7)$$

1.2.2. Expression de la barrière de potentiel

A l'abscisse x dans le canal nous avons affaire à une jonction PN constituée par la grille et le canal. La polarisation appliquée à cette jonction dépend de la tension de grille et du potentiel à l'abscisse x dans le canal. Soit $V_a(x)$ la tension appliquée à la jonction. Elle est donnée par:

$$V_a(x) = V_p - V_n = V_G - V_M = V_{GS} - V(x) \quad (8)$$

La hauteur de la barrière de potentiel est donc donnée par:

$$\Phi_T = \Phi_i - V_a(x) = \Phi_i - V_{GS} + V(x) \quad (9)$$

La tension $V(x)$ varie de 0 à V_{DS} la hauteur de la barrière de potentiel sera donc maximum au voisinage du drain et le pincement se produit tout d'abord pour une tension V_{DSat} telle que:

$$\Phi_T = V_p = \Phi_i - V_{GS} + V_{DSat} \quad (10)$$

et de façon équivalente la tension V_{DS} correspondant au pincement est donné par:

$$V_{DSat} = V_{GS} - \Phi_i + \frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon} \quad (11)$$

1.2.3. Equation du courant $I_D(V_{GS}, V_{DS})$

Dans l'équation (6) on a exprimé le courant dans le canal en fonction de la densité de courant et de la section du canal. Compte tenu de la largeur de la zone de charge d'espace la section du canal est donnée par:

$$S(x) = 2d \cdot (a - w(x)) = 2 \cdot d \cdot \left(a - \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot N_D} \cdot (V(x) + \Phi_i - V_{GS})} \right) \quad (12)$$

La relation précédente montre que, en fait, $S(x)$ est une fonction de V uniquement. Nous pouvons donc réécrire l'équation (6) sous la forme.

$$I_D = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot S(V) \cdot \frac{dV}{dx} \quad (13)$$

Nous reconnaissons en (13) une équation différentielle a variables séparables V et x que nous pouvons mettre sous la forme:

$$I_D \cdot dx = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot S(V) \cdot dV \quad (14)$$

lorsque x varie de 0 à L (de la source au drain) la tension dans le canal V varie de 0 à V_{DS} on a donc:

$$\int_0^L I_D \cdot dx = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot \int_0^{V_{DS}} S(V) \cdot dV \quad (15)$$

D'autre part on peut mettre $S(V)$ sous la forme:

$$S(V) = 2 \cdot d \sqrt{\frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon}} \cdot \left(\sqrt{\frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{2 \cdot \epsilon}} - (V + \Phi_i - V_{GS}) \right) \quad (16)$$

En tenant compte de l'expression de V_p donnée dans (7) et en remarquant que le courant I_D est constant tout le long du canal on peut mettre l'équation (15) sous la forme:

$$I_D \cdot L = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot 2 \cdot d \sqrt{\frac{q \cdot N_D}{2 \cdot \epsilon}} \cdot \int_0^{V_{DS}} (\sqrt{V_p} - \sqrt{V + \Phi_i - V_{GS}}) \cdot dV \quad (17)$$

On peut normaliser l'équation (17) et la mettre sous la forme:

$$I_D \cdot L = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot 2 \cdot d \cdot a \cdot \int_0^{V_{DS}} \left(1 - \sqrt{\frac{V + \Phi_i - V_{GS}}{V_p}} \right) \cdot dV \quad (18)$$

posons:

$$u = \sqrt{\frac{V + \Phi_i - V_{GS}}{V_p}} \Rightarrow 2 \cdot u \cdot du = \frac{1}{V_p} \cdot dV$$

l'équation (18) se réécrit:

$$I_D = \frac{q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot 2 \cdot d \cdot a}{L} \cdot V_p \cdot \int_{u_0}^{u_L} (1-u) \cdot 2 \cdot u \cdot du \quad (19)$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{\Phi_i - V_{GS}}{V_p}} \quad \text{et} \quad u_L = \sqrt{\frac{V_{DS} + \Phi_i - V_{GS}}{V_p}}$$

Finalement l'intégration de l'équation (18) nous fournit le résultat du courant de drain:

$$I_D = b \cdot V_p^{3/2} \cdot \left[\frac{V_{DS}}{V_p} - \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{V_{DS} + \Phi_i - V_{GS}}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{\Phi_i - V_{GS}}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (20)$$

$$\text{avec} \quad b = \frac{\mu_n \cdot 2 \cdot d}{L} \cdot \sqrt{q \cdot N_D \cdot 2 \cdot \varepsilon}$$

L'équation (20) n'est valable que tant que le pincement n'est pas atteint, c'est-à-dire pour $V_{DS} < V_{DSat}$.

1.2.4. Courant de saturation : caractéristique de transfert

En dérivant l'équation (20) par rapport à V_{DS} , on peut montrer que le courant I_{DS} est maximum pour $V_{DS} = V_{DSat}$. On a alors en remplaçant V_{DS} par $(V_p + V_{GS} - \Phi_i)$ dans l'équation (20).

$$I_{Dm} = \frac{b \cdot V_p^{3/2}}{3} \cdot \left(1 + 3 \frac{V_{GS} - \Phi_i}{V_p} + 2 \left(\frac{\Phi_i - V_{GS}}{V_p} \right)^{3/2} \right) \quad (21)$$

Ce courant admet lui aussi un maximum pour $V_{GS} = \Phi_i$ qui est donné par:

$$I_p = \frac{b \cdot V_p^{3/2}}{3} = \frac{2 \cdot d \cdot \mu_n \cdot q^2 \cdot N_D^2 \cdot a^3}{3 \cdot \varepsilon \cdot L} \quad (22)$$

A l'examen de la formule (22) on constate que le courant I_p est d'autant plus important que la longueur de la grille est faible. Cette propriété amène à réaliser des grilles de plus en plus courtes pour améliorer les performances des transistors à effet de champ.

On définit d'autre part le courant de saturation I_{DSS} comme le courant de drain obtenu en saturation pour $V_{gs} = 0$

Pratiquement on pourra approximer la caractéristique de transfert $I_D(V_{GS})$ à $V_{DS} > V_{DSat}$ par:

$$I_D = I_p \cdot \left(1 + \frac{V_{GS} - \Phi_i}{V_p} \right)^2 \quad (23)$$

et $I_{DSS} = I_p \cdot \left(1 - \frac{\Phi_i}{V_p} \right)^2$

cette caractéristique de transfert parabolique se retrouve classiquement dans tous les transistors à effet de champ y compris les transistors MOS. Elle est représentée à la fig-4 où on l'a comparée à l'équation réelle.

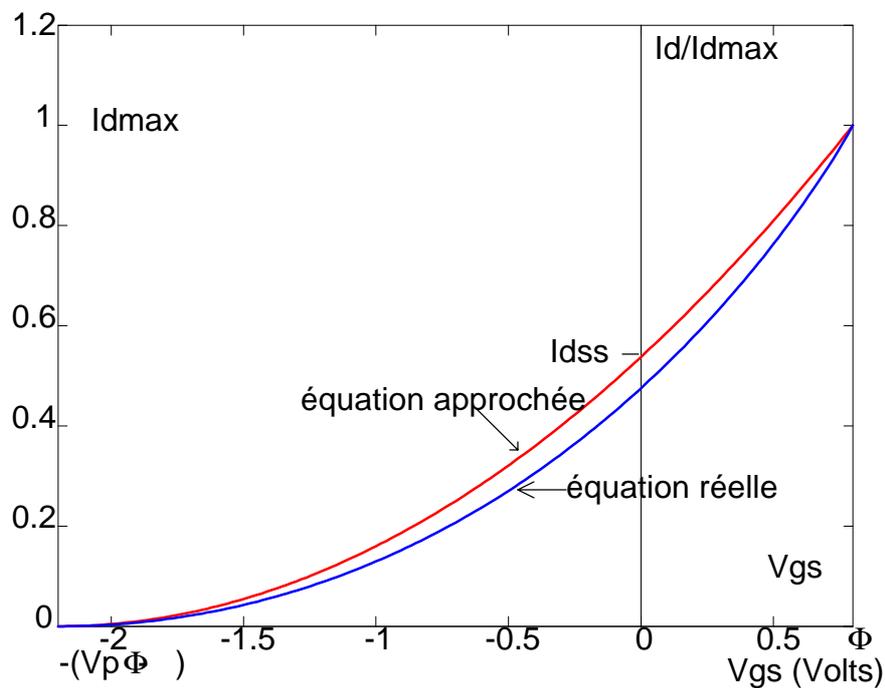


Figure 4 Caractéristique de transfert d'un transistor à effet de champ en zone saturée.

1.2.5. Résistance drain source pour V_{DS} faible

Toujours d'après l'équation (20) la pente de la caractéristique $I_D(V_{DS})$ à V_{GS} fixé est donnée par:

$$g_d = \frac{3 \cdot I_p}{V_p} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{V_{DS} + \Phi_i - V_{GS}}{V_p}} \right) \quad (24)$$

Lorsque la tension V_{DS} est faible la relation (24) se réduit à :

$$g_d = \frac{3 \cdot I_p}{V_p} \cdot \left(1 - \sqrt{\frac{\Phi_i - V_{GS}}{V_p}} \right) \quad (25)$$

La quantité $\frac{V_p}{3 \cdot I_p}$ est appelée résistance "ON" du FET et finalement on écrit:

$$R_{ds} = \frac{R_{on}}{\left(1 - \sqrt{\frac{\Phi_i - V_{GS}}{V_p}} \right)} \quad (26)$$

$$\text{avec } R_{on} = \frac{V_p}{3 \cdot I_p}$$

Exemple : $V_p = 3 \text{ V}$ $I_{dss} = 10 \text{ mA}$ $R_{ON} = 100 \Omega$

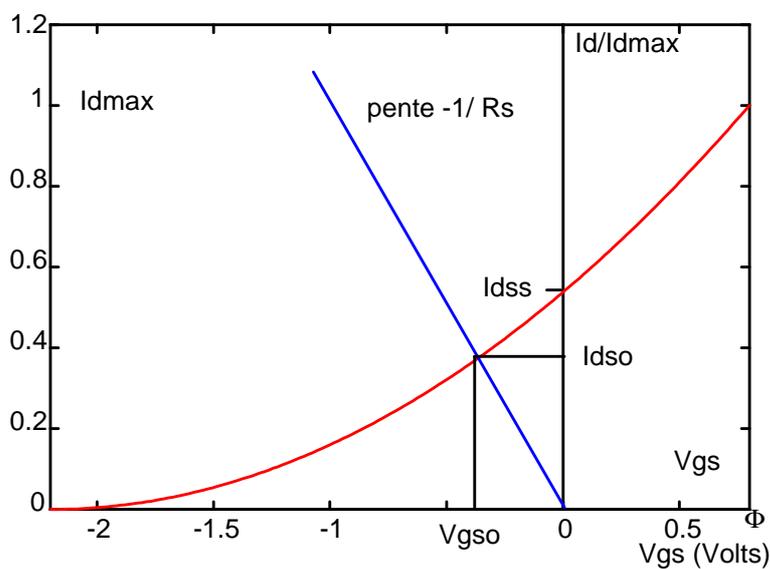
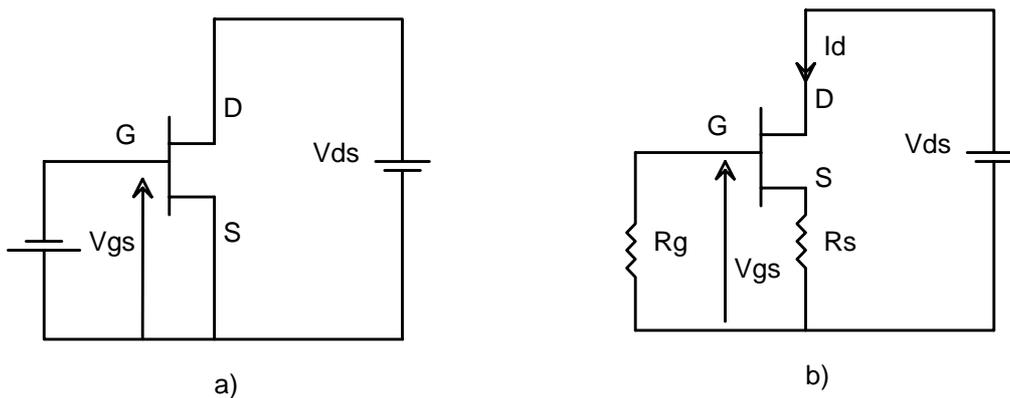
1.3. PARAMETRES "PETITS SIGNAUX"

1.3.1. Polarisation du transistor

De la même façon que pour le transistor bipolaire il nous faut choisir un point de fonctionnement avant de définir les paramètres petits signaux car ceux-ci seront fonction de ce point de fonctionnement. Pour cela, il faut polariser le transistor. Deux méthodes sont possibles.

- Polarisation à deux sources (figure-5-a).
- Polarisation automatique (figure-5-b).

Dans le cas de la polarisation automatique le point de fonctionnement I_{DS0} , V_{GS0} sera déterminé par l'intersection de la caractéristique de transfert $I_D(V_{GS})$ avec la droite d'équation $V_{GS} = -R_S I_{DS}$ (figure 5-c).



c)

Figure 5: Polarisation d'un TEC à canal N

a) Polarisation normale; b) Polarisation automatique;

c) Détermination du point de fonctionnement en régime de polarisation automatique.

1.3.2. Paramètres basses fréquences

1.3.2.1. Pente du transistor g_m

La pente du transistor encore appelée transconductance représente la possibilité de contrôler le transistor à l'aide de la tension de grille. Elle est directement liée à l'amplification du transistor. Elle est définie autour du point de fonctionnement par :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=Cte} = \frac{i_{ds}}{v_{gs}} \quad (27)$$

En régime de saturation le courant I_{ds} est égal au courant I_{dmax} . L'expression de g_m s'obtient donc aisément en dérivant la relation (21) ou plus simplement la relation (23). On obtient:

$$g_m = \frac{2 \cdot I_p}{V_p} \cdot \left(1 + \frac{V_{GS} - \Phi_i}{V_p} \right) \quad (28)$$

1.3.2.2. Résistance d'entrée :

L'entrée du transistor se faisant sur une jonction polarisée en inverse (grille source) la résistance d'entrée sera quasiment infinie. Une résistance d'entrée non infinie n'apparaît que lorsque l'on polarise la grille en direct ($V_{GS} > 0,6$ Volt)

1.3.2.3. Résistance de sortie :

Elle est définie par

$$r_{ds} = \frac{1}{g_{ds}} = \left(\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \Big|_{V_{GS}=cte} \right)^{-1} \quad (29)$$

Théoriquement elle est infinie en régime de pincement. Cependant, en pratique ce régime n'est jamais complètement atteint si bien que r_{ds} varie de la valeur indiquée par la relation (26) à quelques centaines d'Ohms.

Le schéma équivalent "basses fréquences" d'un transistor à effet de champ est représenté à la figure 6.

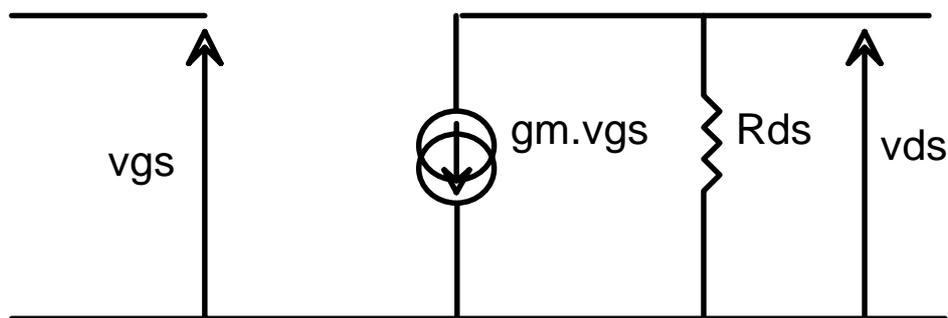


Figure 6 Schéma équivalent Basses Fréquences d'un Transistor à Effet de Champ

1.3.3. Paramètres Hautes Fréquences

1.3.3.1. schéma équivalent

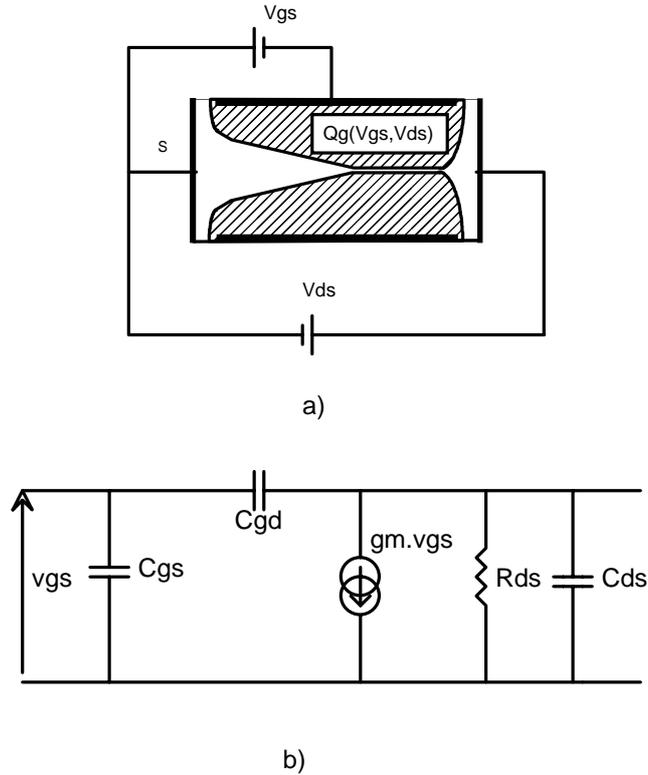


Figure 7: Origine de la charge d'espace :fig 7-a et schéma équivalent hautes fréquences du TEC :fig 7-b

Aux fréquences hautes il est nécessaire de tenir compte des capacités parasites. Ces capacités sont essentiellement les capacités de transition de la jonction grille canal polarisée en inverse. Au pincement, en régime saturé, la zone de charge d'espace a l'allure donnée à la figure-7-a. En pratique, cela se traduit par l'apparition de deux capacités C_{gs} et C_{gd} ainsi que l'indique la figure 7-b. Ces capacités sont données par les expressions

$$C_{gs} = \frac{C_{g0}}{\sqrt{1 - \frac{V_{GS}}{V_{bi}}}} \quad \text{et} \quad C_{gd} = \frac{C_{g0}}{\sqrt{1 - \frac{V_{GD}}{V_{bi}}}} \quad C_{g0} = \frac{d \cdot L}{2} \cdot \left(\frac{q \cdot \epsilon \cdot N_D}{2V_{bi}} \right)^2 \quad (32)$$

Les capacités C_{gs} et C_{gd} étant les capacités des jonctions polarisées en inverse elles ont des valeurs très faibles (de l'ordre de quelques dixièmes de pF/mm).

1.3.3.2. Fréquence de transition d'un TEC

Compte tenu du schéma équivalent de la fig 7-b on peut déterminer la fréquence de transition du TEC. Cette fréquence est définie comme la fréquence pour laquelle le gain en courant du transistor est égal à 1. Ce dernier est donné par:

$$\frac{\bar{i}_s}{\bar{i}_e} \cong \frac{gm \cdot v_{gs}}{j\omega \cdot (C_{gs} + C_{gd}) \cdot v_{gs}} = \frac{gm}{j\omega \cdot (C_{gs} + C_{gd})} \quad (31)$$

et la fréquence de transition sera donnée par:

$$f_T = \frac{1}{2 \cdot \pi} \cdot \frac{gm}{C_{gs} + C_{gd}} \quad (32)$$

compte tenu de l'expression de gm et de la valeur de $C_{GD} \ll C_{GS}$ on obtient pour $V_{GS}=0$

Exemple: Considérons un TEC à jonction Silicium dont les caractéristiques sont:
 $N_D=3.10^{16} \text{ cm}^{-3}$; $N_A=10^{19} \text{ cm}^{-3}$; $a=0,5\mu\text{m}$; $L= 5\mu\text{m}$; $d= 100\mu\text{m}$ et $\mu_n=1350$
 $\text{cm}^2/\text{V.s}$

On a:

$$V_p = \frac{q \cdot N_D \cdot a^2}{2 \cdot \varepsilon} = 5.65 \text{ Volts} \quad I_p = \frac{2 \cdot d \cdot \mu_n \cdot q^2 \cdot N_D^2 \cdot a^3}{2 \cdot \varepsilon \cdot L} = 73.2 \text{ mA}$$

$$\Phi_i = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \ln \left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2} \right) = 0,87 \text{ V} \quad I_{dss} = I_p \cdot \left(1 - \frac{\Phi_i}{V_p} \right) = 62 \text{ mA}$$

$$C_{g0} = \frac{d \cdot L}{2} \cdot \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon \cdot N_D}{2V_{bi}}} = 140 \text{ fF} \quad g_m = \frac{2 \cdot I_p}{V_p} = 25,9 \text{ mS}$$

La fréquence de coupure est donnée par:

$$f_T \cong \frac{g_m}{2 \cdot \pi \cdot C_{G0}} = 16,8 \text{ GHz}$$

2. Le transistor a Effet de champ a grille isolée (MOSFET)

Les composants Semi Conducteurs à grille isolée (Metal Oxyde Semi-conductors) sont parmi les plus importants de l'électronique moderne. En effet les possibilités d'intégration très poussée ainsi que les performances atteintes les ont imposés dans le domaine du numérique et les applications analogiques se développent elles aussi à grande vitesse.

2.1. LA DIODE MOS

2.1.1. Régimes de Fonctionnement

Une structure MOS est constituée d'une couche d'oxyde isolant (SiO_2) d'épaisseur d incluse entre une métallisation (Al ou Silicium très fortement dopé) et un substrat Silicium que nous supposons dopé P. La coupe d'un tel dispositif est donnée à la figure-8-a.

Une diode MOS idéale est caractérisée par les trois propriétés suivantes que nous supposons réalisées pour la structure étudiée.

- i) Les travaux de sortie du métal et du Semi Conducteur sont identiques.
- ii) Les seules charges qui existent dans la diode sont celles induites par l'application de la polarisation V sur la grille en métal. Elles sont égales et opposées sur le métal et dans le Semi Conducteur.
- iii) Il n'y a pas de transfert de charges à travers l'oxyde en régime de courant continu.

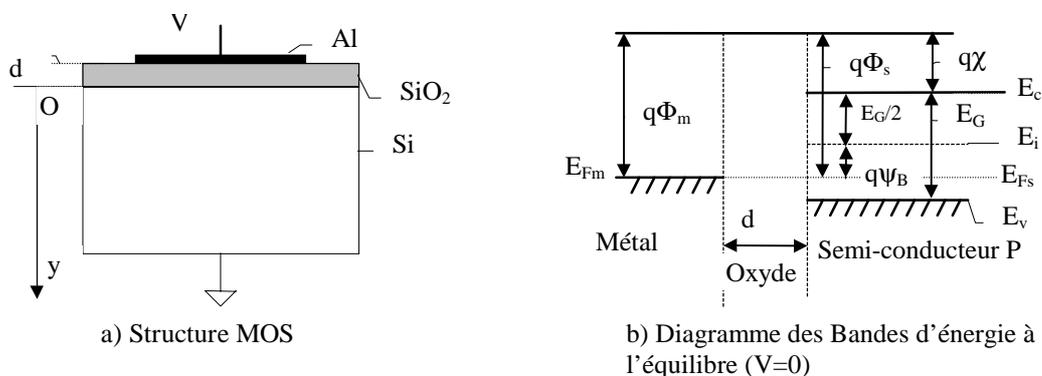


Figure 8 Structure et diagramme d'énergie d'une diode MOS.

Le diagramme d'énergie est donné à la fig-8-b dans le cas d'une jonction idéale à l'équilibre (pas de polarisation appliquée). On a :

- $q \cdot \Phi_m$; $q \cdot \Phi_s$ sont respectivement les travaux de sortie du métal et du Semi-Conducteur
- $q \cdot \chi$ est l'affinité électronique des électrons du Si
- Ψ_B est le potentiel de jonction
- E_G , E_i sont respectivement le Gap et le potentiel de Fermi intrinsèque

En examinant le diagramme de la fig-8-b on peut traduire le fait que les niveaux de Fermi sont identiques dans le métal et le SC par l'équation :

$$q \cdot \Phi_m - \left(q \cdot \chi + \frac{E_G}{2} + q \cdot \Psi_B \right) = 0 \quad (34)$$

L'application d'une tension V sur la grille en métal se traduit par un décalage du niveau de Fermi du métal par rapport à celui du Silicium P d'une quantité $-q \cdot V$. Suivant le signe et la valeur de V on peut distinguer trois cas

- Régime d'accumulation correspondant à $V_G < 0$

Dans ce cas des charges <0 sont accumulées sur la grille et une charge d'espace >0 se développe dans le semi-conducteur P. Le diagramme d'énergie correspondant est donné à la figure 9-a et la répartition des charges à la figure 9-b.

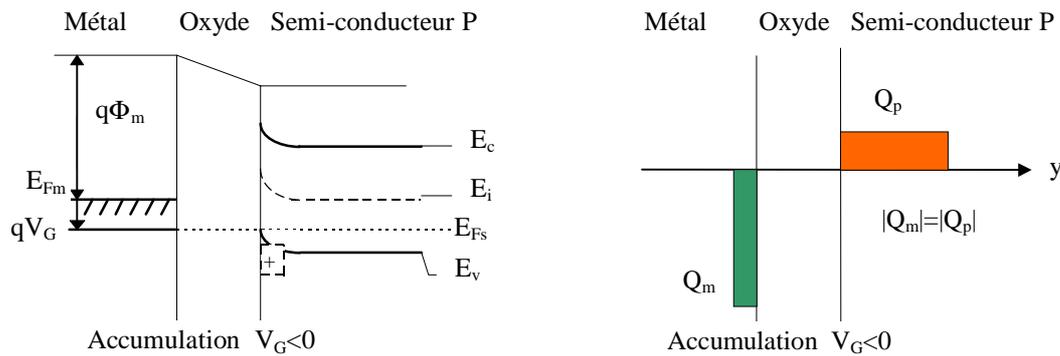


Figure-9 Diagramme d'énergie et répartition des charges dans une jonction MOS en régime d'accumulation.

- Régime de déplétion correspondant à $0 < V_G < V_{TH}$

Dans ce cas la tension positive appliquée sur la grille induit dans le semi-conducteur P des charges < 0 par ionisation des atomes donneurs. la densité de charges est donc $-q \cdot N_A$ et le diagramme d'énergie est donné à la figure 10.

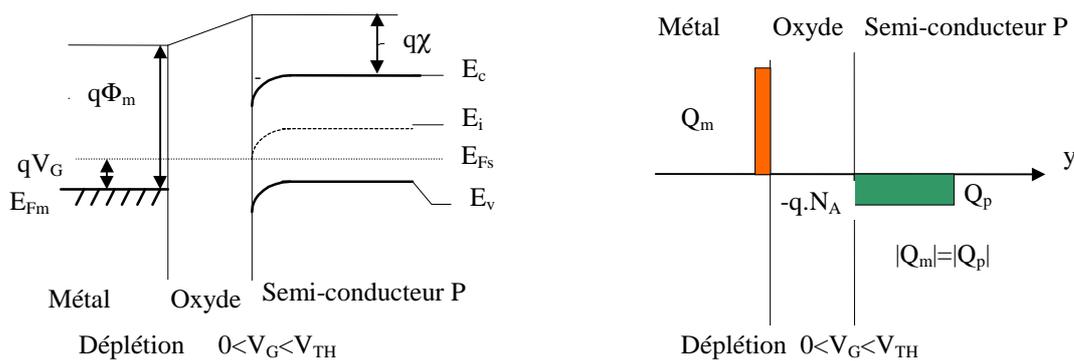


Figure-10 Diagramme d'énergie et répartition des charges en régime de déplétion

- Régime d'inversion correspondant à $V_G > V_{TH}$

Dans ce régime la courbure de la bande de conduction devient très importante au voisinage de l'interface oxyde semi-conducteur et il en résulte que le niveau de Fermi

intrinsèque devient inférieur au niveau de Fermi réel E_{FS} . Compte tenu que les densités d'électrons et de trous sont respectivement donnés par :

$$n_p = n_i \cdot e^{\left(\frac{E_{FS} - E_i}{kT}\right)}$$

$$p_p = n_i \cdot e^{\left(\frac{E_i - E_{FS}}{kT}\right)} \text{ avec } E_i - E_{FS} < 0$$
(35)

on a : $n_p > p_p$. La densité d'électrons au niveau de l'interface devient supérieure à la densité de trous. On dit que l'on a la création d'une couche d'inversion constituée d'électrons libres qui pourront participer au courant (figure-11)

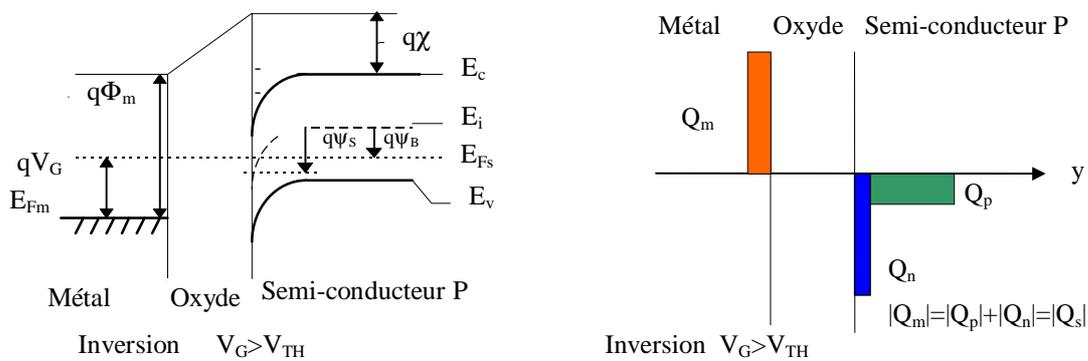


Figure-11 Diagramme d'énergie et répartition des charges en régime d'inversion.

2.1.2. Analyse de la région de déplétion

Dans le cas du régime d'inversion les densités de charges, le potentiel électrostatique et le champ électrique sont donnés à la figure-12

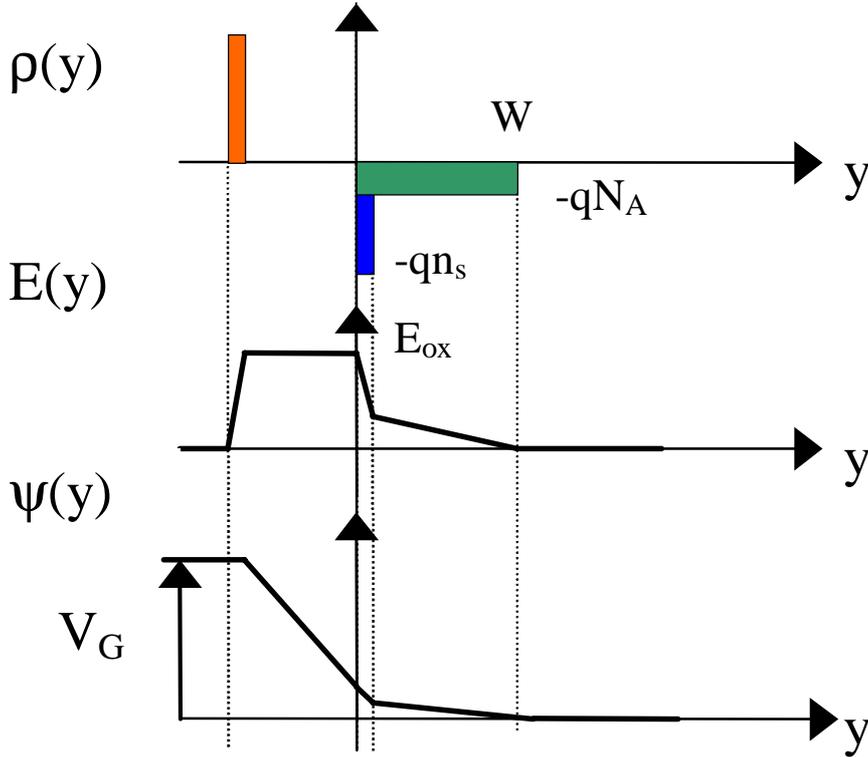


Figure-12 Densité de charge, champ électrique et potentiel électrostatique dans la diode MOS en régime d'inversion

Le potentiel électrostatique dans le semi-conducteur est $\Psi(y)$ et il s'obtient à partir de l'équation de Poisson qui s'écrit :

$$\frac{d^2\Psi(y)}{dy^2} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon} \quad (36)$$

En régime de déplétion on a : $\rho(y) = cte = -q \cdot N_A$. Le potentiel de surface Ψ_S est alors obtenu en intégrant l'équation de Poisson entre $x=0$ et $y=W$. On a :

$$\frac{d\Psi(y)}{dy} = -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot (y - W) \quad \text{et} \quad (37)$$

$$\Psi(W) - \Psi(0) = -\Psi_s = \int_0^W -\frac{q \cdot N_A}{\epsilon} \cdot (y - W) \cdot dy$$

On en tire la valeur du potentiel de surface :

$$\Psi_s = \frac{q \cdot N_A \cdot W^2}{2 \cdot \epsilon} \quad (38)$$

L'inversion sera réalisée lorsque le potentiel de surface sera tel que la densité d'électrons générés soit égale à la densité de trous : $n_s = N_A$. En examinant le diagramme de la Fig-11 on peut écrire, à l'interface :

$$n_s = n_i \cdot e^{\frac{q(\Psi_s - \Psi_B)}{kT}} \quad \text{et} \quad N_A = n_i \cdot e^{\frac{q\Psi_B}{kT}} \quad (39)$$

$$n_s = N_A \Rightarrow \Psi_s = 2 \cdot \Psi_B \cong \frac{2 \cdot k \cdot T}{q} \text{Log} \left[\frac{N_A}{n_i} \right]$$

On remarque donc que le potentiel d'inversion est une fonction du dopage de la couche P.

L'épaisseur de la zone déplétée dans le semi-conducteur est alors :

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \varepsilon}{q \cdot N_A} \cdot 2\Psi_B} \quad (40)$$

2.1.3. Potentiel de seuil

Pour calculer le potentiel de seuil il nous faut ajouter au potentiel de surface la variation de potentiel dans l'oxyde jusqu'au métal. Dans l'oxyde isolant il n'y a pas de charges électriques $\rho = 0$, le champ électrique est donc constant et la d.d.p dans l'oxyde est donnée par :

$$V_{ox} = E_{ox} \cdot d \quad (41)$$

En appliquant le théorème de Gauss autour de la grille on obtient le champ dans l'oxyde qui vaut :

$$E_{ox} = \frac{|Q_s|}{\varepsilon_{ox}} \quad (42)$$

où $|Q_s|$ est la charge accumulée sur la grille et ε_{ox} est la permittivité électrique de l'oxyde. La d.d.p dans l'oxyde est donc

$V_{ox} = \frac{|Q_s| \cdot d}{\varepsilon_{ox}} = \frac{|Q_s|}{C_{ox}}$ où $C_{ox} = \frac{\varepsilon_{ox}}{d}$ est la capacité par unité de surface de l'oxyde.

A la limite de l'inversion la charge $|Q_s|$ est égale à la charge dans le Semi-conducteur (neutralité électrique) et on a :

$$|Q_s| = q \cdot N_A \cdot W = \sqrt{2 \cdot \varepsilon \cdot q \cdot N_A \cdot 2 \cdot \Psi_B} \quad (43)$$

On en déduit alors la valeur de la tension de seuil :

$$V_{TH} = \Psi_s + V_{ox} = 2 \cdot \Psi_B + \frac{1}{C_{ox}} \cdot \sqrt{2 \cdot \varepsilon \cdot q \cdot N_A \cdot 2 \cdot \Psi_B} \quad (44)$$

avec $\Psi_B \cong \frac{k \cdot T}{q} \text{Log} \left[\frac{N_A}{n_i} \right]$

Exemple :

$$N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3} ; n_i = 1,45 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} ; d = 200 \text{ \AA} ; \frac{kT}{q} = 26 \text{ mV} ;$$

$$\epsilon_{ox} = 3,45 \cdot 10^{-13} \text{ F/cm} \Rightarrow \Psi_B = 0,35 \text{ V} ; C_{ox} = 1,72 \cdot 10^{-7} \text{ F/cm}^2$$

$$W = 0,305 \mu\text{m} ; V_{TH} = 0,983 \text{ V}$$

2.2. TRANSISTOR MOS

Il existe plusieurs types de transistors MOS suivant que la conduction du courant est assurée par des électrons (Canal N) ou par des trous (Canal P). Dans le cas de transistors à canal N une couche d'inversion est créée dans un Semi conducteur dopé P, cette couche d'inversion est constituée d'électrons. Dans le cas de transistors à canal P cette couche d'inversion est constituée de trous générés dans un substrat N. De plus pour chaque type de canal on distingue les transistors à enrichissement et les transistors à déplétion. Dans le cas d'un transistor à enrichissement le canal est normalement (c'est à dire à $V_{GS}=0$) vide de porteurs. Ce n'est que l'application d'une tension sur la grille qui permet de créer des porteurs dans le canal. Cette tension est positive pour un MOS à canal N et négative pour un MOS à canal P. Dans le cas d'un MOS à déplétion le canal est normalement ($V_{GS}=0$) peuplé de porteurs et il faudra appliquer respectivement une tension >0 et <0 pour bloquer le transistor dans le cas d'un MOS à canal P et d'un MOS à canal N. La structure ainsi que les lois de commande sont résumées à l'annexe 1.

2.2.1. Structure d'un transistor MOS à canal N

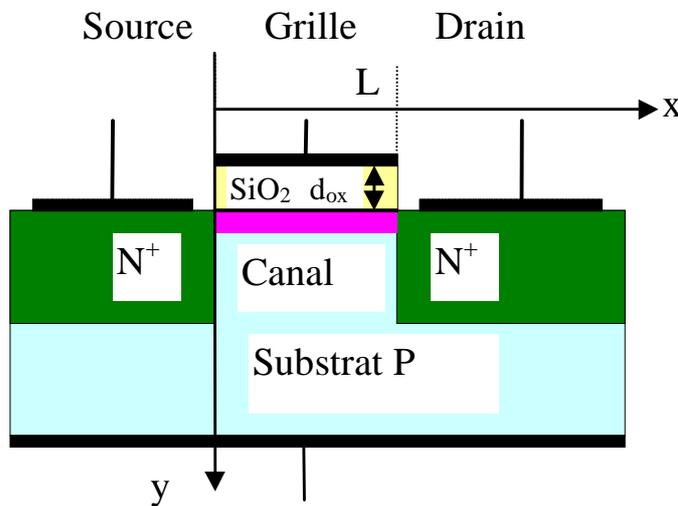


Figure-13 Structure d'un transistor MOS

Le transistor MOS est constitué d'une diode MOS implantée sur un substrat dopé P et complétée par deux zones dopées N^+ implantées latéralement de façon à jouer le rôle de source et de drain respectivement. Le substrat P est relié à une électrode qui permet de fixer son potentiel généralement appelé V_{bulk} . En général cette électrode est reliée à la source, l'ensemble ayant un potentiel nul (montage source commune). La représentation d'un tel transistor est donnée à la figure-14.

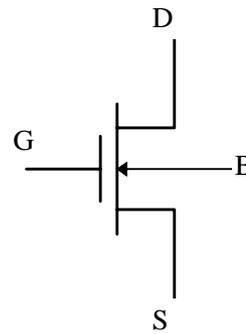
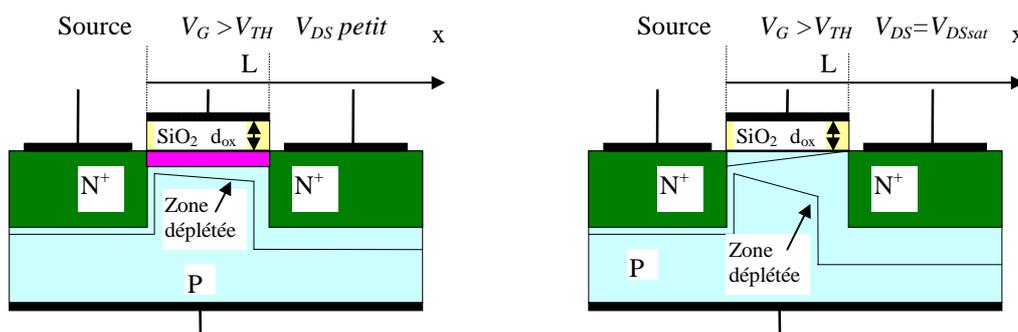


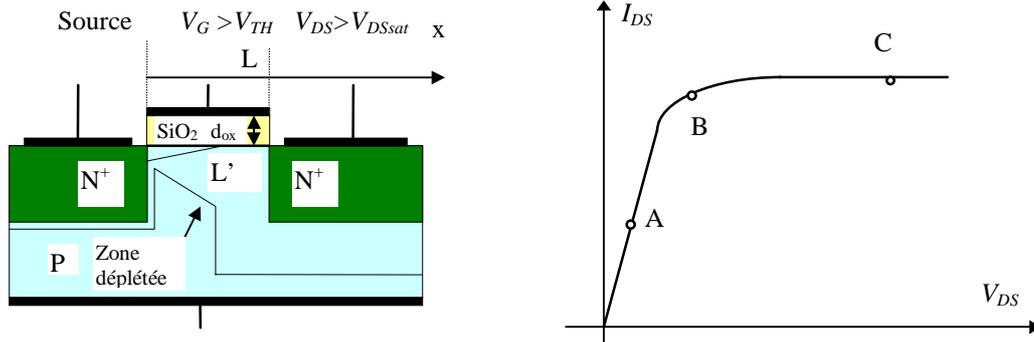
Figure-14 Représentation d'un MOSFET à canal N

Lorsque la grille est polarisée positivement au dessus du seuil V_{TH} une couche d'inversion se crée dans le canal P. Lorsque l'on applique une tension $V_{DS} > 0$ un champ électrique dirigé suivant l'axe x est établi dans le canal provoquant la circulation du courant I_{DS} (point A de la caractéristique). Lorsque la tension V_{DS} atteint la valeur V_{DSsat} l'épaisseur de la couche d'inversion tend vers 0 pour $x = L$ (point B de la caractéristique), c'est le phénomène de pincement du canal. A partir de cette valeur de V_{DS} le courant n'augmente plus et l'abscisse où se produit le pincement dans le canal devient $x = L' < L$ (point C de la caractéristique).

D'autre part la diode N^+P créée entre la zone de drain et le substrat est polarisée en inverse (car $V_{DS} > 0$ et $V_{bulk} = 0$). Il en résulte le développement d'une zone de charge d'espace dans le substrat P. La forme de cette zone de charge d'espace dépend de la tension V_{DS} appliquée. Son allure pour différentes valeurs de V_{DS} est indiquée à la figure-15.



a) Point A de la caractéristique b) Point B de la caractéristique



c) Point C de la caractéristique d) Caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ pour $V_{GS} > V_T$

Figure-15 Forme de la zone déplétée pour différentes valeurs de V_{DS}

2.2.2. Modèle de contrôle de charge : Calcul du courant de Drain

Pour calculer le courant de drain il nous faut calculer la charge de la couche d'inversion dans le canal. En effet la densité de courant dans le canal est donnée par :

$$J_D = \rho_n(x) \cdot v(x) \quad (45)$$

où $\rho_n(x)$ et $v(x)$ sont respectivement les densités d'électrons et la vitesse des électrons dans le canal. Dans ces conditions le courant de drain sera donné par :

$$I_D = Z \cdot \delta(x) \cdot \rho_n(x) \cdot v(x) = Z \cdot Q_n(x) \cdot v(x) \quad (46)$$

où Z , $\delta(x)$ et $Q_n(x)$ sont respectivement : la largeur de grille, l'épaisseur de la couche d'inversion et la charge totale par unité de largeur de grille dans la couche d'inversion à l'abscisse x représentées sur la figure-16.

D'autre part la tension appliquée à la diode MOS à l'abscisse x est $V_G - V(x)$. Cette tension doit être supérieure à la tension de seuil V_{TH} pour créer la couche d'inversion.

Le modèle de contrôle de charge suppose que la charge induite dans le canal est :

▫ nulle pour des tensions inférieures à la tension de seuil

▫ proportionnelle à $V_G - V(x) - V_{TH}$ pour des tensions supérieures à la tension de seuil

La charge totale de la couche d'inversion est donc :

$$|Q_n(x)| = C_{ox} \cdot (V_G - V(x) - V_{TH}) \quad (47)$$

En outre si l'on suppose que la vitesse des électrons est proportionnelle au champ $E(x)$ (modèle à mobilité constante) on a :

$$I_D = Z \cdot |Q_n(x)| \cdot \mu \cdot E(x) = Z \cdot C_{ox} \cdot \mu \cdot (V_G - V_{TH} - V(x)) \cdot E(x) \quad (48)$$

D'autre part le champ électrique est donné par : $E(x) = \frac{dV(x)}{dx}$, le courant sera donc :

$$I_D = Z \cdot C_{ox} \cdot \mu \cdot (V_{GS} - V_{TH} - V(x)) \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (49)$$

En intégrant l'équation (49) entre 0 et L on obtient :

$$\int_0^L I_D \cdot dx = \int_0^{V_{DS}} (V_{GS} - V_{TH} - V) \cdot dV \quad (50)$$

ce qui donne :

$$I_D = \frac{Z \cdot C_{ox} \cdot \mu}{L} \cdot \left[(V_{GS} - V_{TH}) \cdot V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad (51)$$

L'expression (51) est valable tant que $V_{DS} < V_{DSsat}$. La valeur $V_{DS} = V_{DSsat}$ correspond au maximum du courant soit :

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{TH} \quad (52-a)$$

$$I_{Dsat} = \frac{Z \cdot C_{ox} \cdot \mu}{2 \cdot L} \cdot (V_{GS} - V_{TH})^2 \quad (52-b)$$

En résumé, dans le modèle de contrôle de charge le courant de drain du transistor MOS est donné par :

$$V_{DSsat} = V_{GS} - V_{TH}$$

$$I_D = \frac{Z \cdot C_{ox} \cdot \mu}{L} \cdot \left[(V_{GS} - V_{TH}) \cdot V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad \text{pour } V_{DS} < V_{DSsat}$$

$$I_D = I_{Dsat} = \frac{Z \cdot C_{ox} \cdot \mu}{L} \cdot (V_{GS} - V_{TH})^2 \quad \text{pour } V_{DS} > V_{DSsat}$$

avec

$$V_{TH} = 2 \cdot \Psi_B + \frac{1}{C_{ox}} \cdot \sqrt{2 \cdot \epsilon \cdot q \cdot N_A \cdot 2 \cdot \Psi_B} \quad \text{et} \quad \Psi_B = \frac{k \cdot T}{q} \cdot \text{Log} \left[\frac{N_A}{n_i} \right]$$

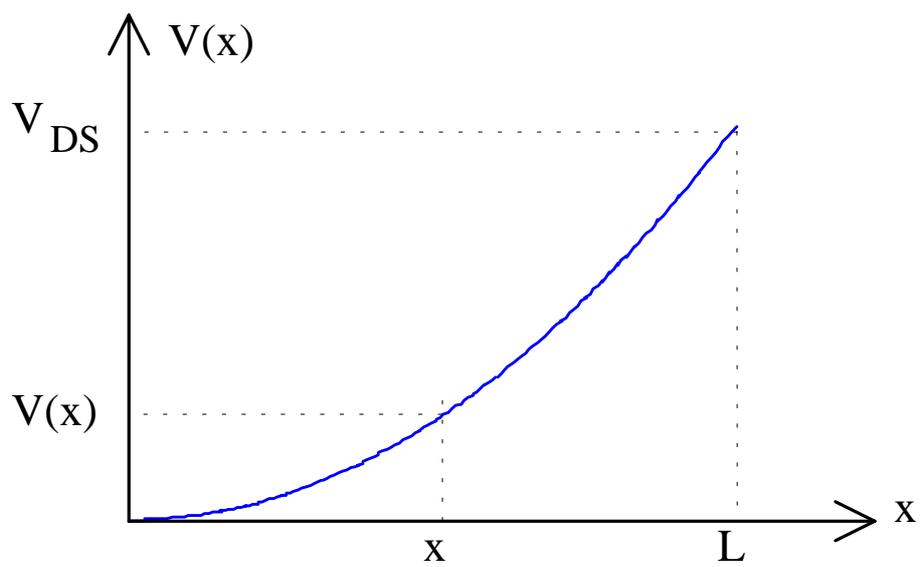
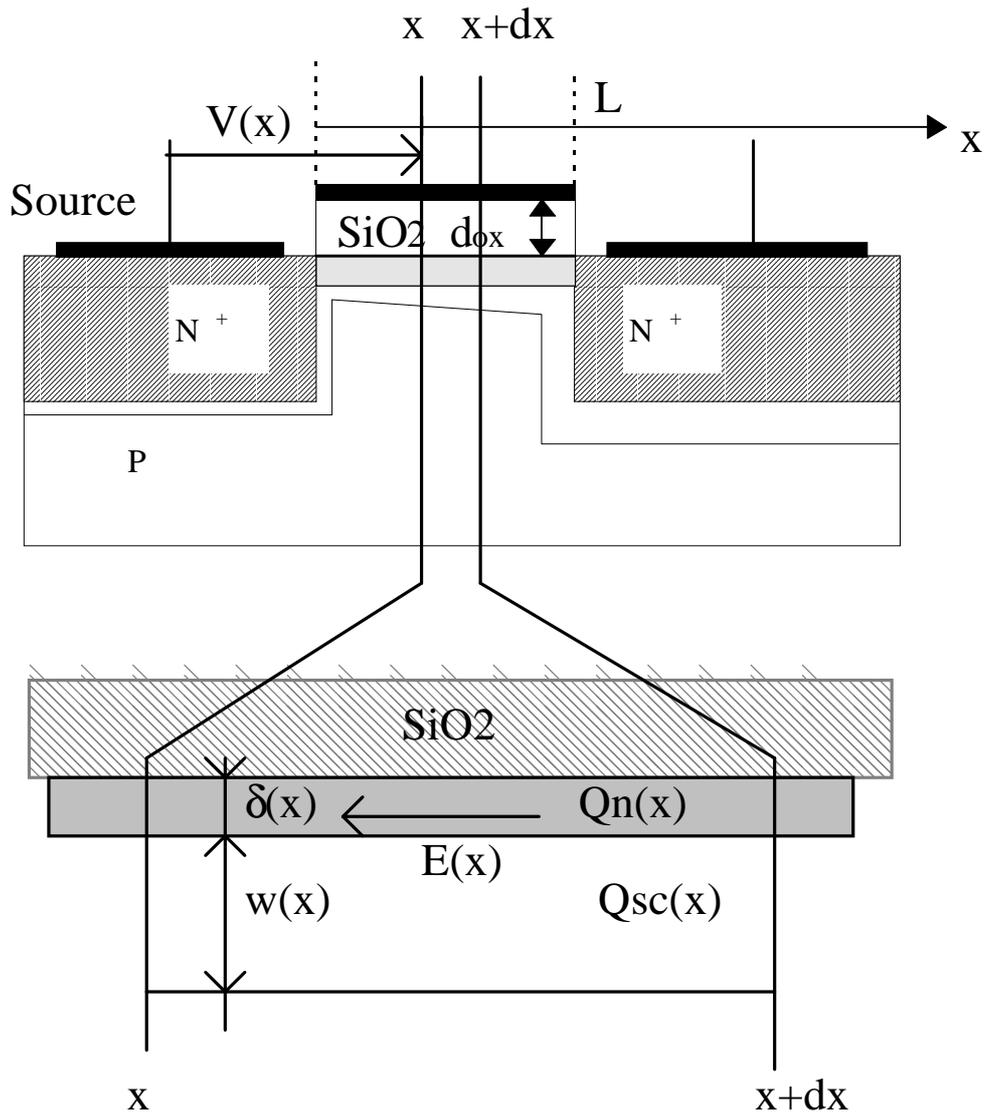


Figure-16 Potentiel et charges dans le Semi-Conducteur

Annexe-1 : Différents types de transistors MOS

Type	Structure	Caractéristiques de sortie	Caractéristique de transfert
MOS à canal N à enrichissement normally OFF			
MOS à canal N à déplétion normally ON			
MOS à canal P à enrichissement normally OFF			
MOS à canal P à déplétion normally ON			

