

mise au point sur les — TRANSISTORS

LES TRANSISTORS à effet de champ

AVERTISSEMENT

UNE erreur s'est glissée dans l'ordre de parutions des paragraphes successifs de cette étude. Notre numéro 1507 s'achevait sur l'examen des courants (3.3) tandis que notre revue 1511 développait les données relatives aux capacités (3.5). Le paragraphe intermédiaire (3.4) qui introduisait les résistances et les conductances a donc sauté. Nous rectifions cet oubli en l'éditant dans le présent numéro. Il sera suivi du paragraphe 3.6 qui traitera des admittances, puis du 3.7 qui rassemblera diverses informations sur des paramètres importants mais combinant plusieurs des précédents, tel le « facteur de mérite ».

Il s'agit donc de remettre le § 3.4 entre les § 3.3 et § 3.5 pour que tout rentre dans le plan prévu par l'auteur.

La rédaction et celui-ci prient leurs lecteurs de les excuser pour ce décalage.

34. EXAMEN DES PRINCIPALES RESISTANCES ET CONDUCTANCES

34.1 GENERALITES ET RAPPELS

Un retour au paragraphe 2, nature de la conductivité, publié dans le numéro 1478

de cette revue, s'impose maintenant comme prérequis, (préalable) à la compréhension des lignes qui vont suivre. De même, un aperçu de l'appendice I, « Le champ électri-

que », décrit dans le numéro 1495 se révélera, ultérieurement utile. Il faut aussi conserver en mémoire ce qui a été défini dans le numéro 1507, au paragraphe 3.3.1 trait-

tant du problème des courants.

Nous retiendrons de ces considérations deux données primordiales, l'une s'attachant à la résistance R, l'autre à son

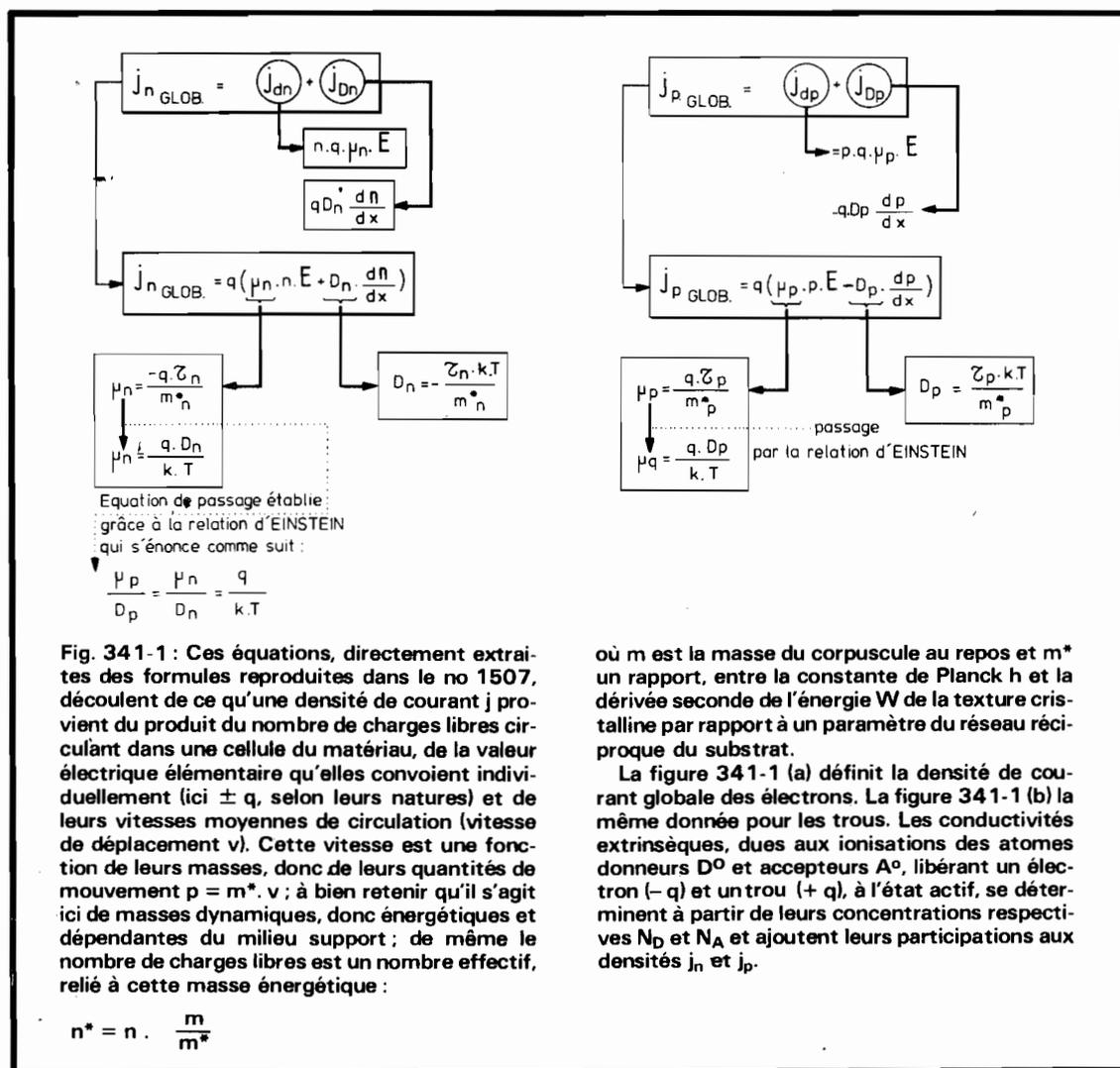


Fig. 341-1 : Ces équations, directement extraites des formules reproduites dans le no 1507, découlent de ce qu'une densité de courant j provient du produit du nombre de charges libres circulant dans une cellule du matériau, de la valeur électrique élémentaire qu'elles convoient individuellement (ici $\pm q$, selon leurs natures) et de leurs vitesses moyennes de circulation (vitesse de déplacement v). Cette vitesse est une fonction de leurs masses, donc de leurs quantités de mouvement $p = m^* \cdot v$; à bien retenir qu'il s'agit ici de masses dynamiques, donc énergétiques et dépendantes du milieu support ; de même le nombre de charges libres est un nombre effectif, relié à cette masse énergétique :

$$n^* = n \cdot \frac{m}{m^*}$$

où m est la masse du corpuscule au repos et m^* un rapport, entre la constante de Planck h et la dérivée seconde de l'énergie W de la texture cristalline par rapport à un paramètre du réseau réciproque du substrat.

La figure 341-1 (a) définit la densité de courant globale des électrons. La figure 341-1 (b) la même donnée pour les trous. Les conductivités extrinsèques, dues aux ionisations des atomes donneurs D^0 et accepteurs A^0 , libérant un électron ($-q$) et un trou ($+q$), à l'état actif, se déterminent à partir de leurs concentrations respectives N_D et N_A et ajoutent leurs participations aux densités j_n et j_p .

inverse, la **conductance** G , donc à leurs facteurs bien connus qui ont nom **résistivité** ρ et **conductivité** σ .

Toute **résistance** R (et, plus précisément, toute **résistivité** ρ , plus spécifique du matériau étudié) est due aux **frottements interparticulaires** qui entraînent une **certaine inertie** de la part des corpuscules en interaction avec eux-mêmes et avec les composants des mailles cristallines ; cet effet s'apparente à une question de viscosité, retrouvée par un facteur d'amortissement k (τ , m^*), quotient de la durée de vie τ des porteurs

de charge (négatons et trous) mobiles et de leurs masses effectives m^* (fonctions énergétiques dues aux conformations structurales du substrat), mais aussi à des recombinaisons électrons-trous, à des défauts d'ionisation, à des piégeages dans des centres, plus ou moins ionisés (captures et relâchements des porteurs).

Toute **conductance** G (et, plus nettement, toute **conductivité** σ) « ignore » ces processus ralentisseurs et relève plus adéquatement du nombre de porteurs libres (n , concentration des négatons

dans l'unité de volume ; p , concentration des trous dans l'unité de volume, ou cellule élémentaire) ainsi que de leurs mobilités respectives (μ_n et μ_p), c'est-à-dire leur aptitude à se mouvoir dans un champ électrique (ou « gradient de potentiel »), rapport de la tension U , appliquée à deux pôles d'injection de courant A et B , à la distance $l = AB$, séparant ces deux points actifs (1). On a : $E = U/l$.

Ces remarques laissent entendre qu'une « différence » de nature entre résistivité et conductance se manifeste à l'échelon sub-micro-

scopique ? Oui et non, il s'agit d'une facilité d'approche des phénomènes relatifs à l'**état conducteur** (dans la majorité des textes, noté « on » par emprunt à l'anglais, ce qui est une pratique peu recommandée bien que trop répandue) et à l'**état bloqué** (ou « off », ainsi que l'abrègent les auteurs en mal de vocabulaire français).

Nous nous permettons de conseiller au lecteur de se reporter au numéro 1507 pour établir les formules que nous reproduisons figure 341.1 (a), (b) et figure 341-2 accompagnées, ici, du tableau VI (341-D) qui explicite les termes contenus dans ces équations de révision.

Par ailleurs, nous avons insisté sur le fait qu'une **densité surfacique de courant** (rapport de l'intensité I , injectée dans le matériau, à l'aire que traversent les corpuscules qui la composent, pendant l'unité de temps) est égale au produit de la conductivité σ du matériau par le champ électrique E qui règne au sein des mailles cristallines qui en constituent la texture. Cela s'exprime par : $j = \sigma \cdot E$.

Cette densité de courant est appelée **densité de déplacement** (ou de glissement ; en anglais, « drift ») j_d , identifiée, j_{dn} pour les électrons, j_{dp} pour les trous, dans la suite de ce texte.

De surcroît, lorsqu'une concentration de charge localisée en une zone de faible volume existe, la présence de cet amas de particules constitue un nuage en interaction, ayant tendance à se dissocier (répulsion des charges de mêmes signes). On traduit ce phénomène en exprimant l'idée qu'au point x un gradient de concentration, s'étendant sur une faible portion, dx , autour de ce point, oblige les corpuscules à s'en éloigner. Il se développe alors une densité de courant de diffusion, notée j_{Dn} pour les électrons et j_{Dp} pour les trous.

Les variations spatiales des concentrations, précisément imputables aux processus de

Tableau VI (341-1) : Paramètres physiques microscopiques d'interprétation des résistances et des conductances dans les semi-conducteurs, avec application particulière aux T.E.C.

Symboles retenus	définitions et valeurs
$\pm q$	Charge électrique élémentaire : $\pm 1,602 \times 10^{-19}$ [J]
m	Masse au repos de l'électron : $9,109 \times 10^{-31}$ [kg]
m_n	Masse dynamique (fonction énergétique) du négaton
m_p	Masse dynamique (fonction énergétique) du trou
μ_n	Mobilité des électrons ; dans le silicium : $0,16$ [$m^2/V.s$]
μ_p	Mobilité des trous ; dans le silicium : $0,04$ [$m^2/V.s$]
D_n	Diffusivité des électrons ; Si — $4\ 100$ m^2/s
D_p	Diffusivité des trous ; Si — $1\ 030$ m^2/s
$k = k_B$ (, m^*)	Facteur de Boltzmann : $1,380 \times 10^{-23}$ [$J/^\circ K$]
n	Concentration des électrons par unité de volume
p	Concentration des trous par unité de volume
x	Point d'abscisse x dans un matériau réduit à un modèle linéaire (donc plan, non volumique)
dn/dx	Variation de concentration des électrons à proximité de x ou gradient de concentration correspondant
dp/dx	Variation de concentration des trous à proximité de x ou gradient de concentration correspondant
j	Densité de courant : I/s , en [A/m^2]
j_n, j_p	Densité de courant d'électrons (n), de trous (p)
d, D	En indices, soulignent un déplacement (d), une diffusion (D)
τ, τ_p	Durée de vie des porteurs libres, quotient de leur libre parcours moyen () par leurs vitesses moyennes (V)

diffusion qu'elles engendrent, sont symbolisées par les dérivées premières des concentrations volumiques n (électrons par unité de volume, réduite au point x) et p (trous par unité de volume, réduite au point x). Les gradients correspondant dn/dx et dp/dx sont responsables des changements quantitatifs des dites concentrations. Les diffusions de négatons et de trous sont d'autant plus rapides que le matériau a une structure les favorisant, déterminée par les facteurs de diffusion D (ou diffusivités) des électrons D_n et des trous D_p .

Les relations montrent, en outre, qu'une élévation de température gêne le déplacement des charges libres (en perturbant leurs trajectoires, avec accroissement des bruits internes) mais accroît leurs diffusions (les diffusivités D_{np} sont mesurées en « mètres carrés », divisés par des « secondes » dans le système international; ce sont des **vitesse aréolaires**, ou « de surfaces parcourues pendant un certain temps »).

34.2 RESISTANCES A ETUDIER

Elles sont définies par le tableau VII 34.2-1. La terminologie n'étant pas toujours bien fixée, l'emploi de désignations anglo-saxonnes, voire carrément « franglais », complique les comptes rendus techniques. Ainsi certains auteurs introduisent (surtout dans le cas des « recherches » en laboratoire) des résistances mal connues, telle la résistance de pincement R_p (ou de « pinch off ») déterminée dans les conditions spécifiées par la figure 342-1.

Il nous faudra donc clarifier, répertorier ces données et rassembler celles qui font double usage afin d'éviter de préjudiciables confusions ultérieures. La science commence par le classement des objets dont elle s'occupe.

Tableau VII (342-1) : Principales résistances des T.E.C.

Symboles	Définitions
R	Résistance, en général [Ω]
R_A	Résistance d'accès au canal
R_D, R_{LD}	Résistance de charge (du drain)
R_S, R_{LS}	Résistance de charge (de source)
r_{DS}	Résistance dynamique entre drain et source, à V_{GS} continue donnée
r_{ds}	Idem, mais V_{gs} est alors alternative
$r_{DS\ on}$	Résistance dynamique minimale entre drain et source mesurée à $V_{GS} = 0$
$r_{DS\ off}$	Résistance dynamique maximale entre drain et source mesurée à $V_{GS} = 0$
r_{GS}	Résistance de la jonction grille-source
r_{gs}	Idem en alternatif
$r_{GS\ on}$	Résistance grille-source minimale
$r_{GS\ off}$	Résistance grille-source maximale
R_0	Résistance sous grille (canal) en absence de toute polarisation
R_x	Résistance de la portion de canal comprise entre le point d'abscisse 0 et le point x
P_S	Résistance superficielle de l'oxyde
R_{IH}, R_{OH}	Résistance d'entrée haute (maximale), résistances de sortie haute (maximale)
R_{IL}, R_{OL}	Résistance d'entrée basse (minimale), résistance de sortie basse (minimal)

Relations tensions-courants du T.E.C. quadripolaire

$$V_{GS} = R_{11s} \cdot I_G + R_{12s} \cdot I_D$$

$$V_{DS} = R_{21s} \cdot I_G + R_{22s} \cdot I_D$$

en montage source (s) commune.

$$R_{11s} = \frac{V_{GS}}{I_G}, \text{ pour } I_D = 0$$

$$R_{11s} = R_{GS} + R_{GD}, \text{ à circuit de sortie ouvert}$$

$$R_{12s} = \frac{V_{GS}}{I_D}, \text{ pour } I_G = 0$$

$$R_{12s} = R_{GD}, \text{ à circuit d'entrée ouvert}$$

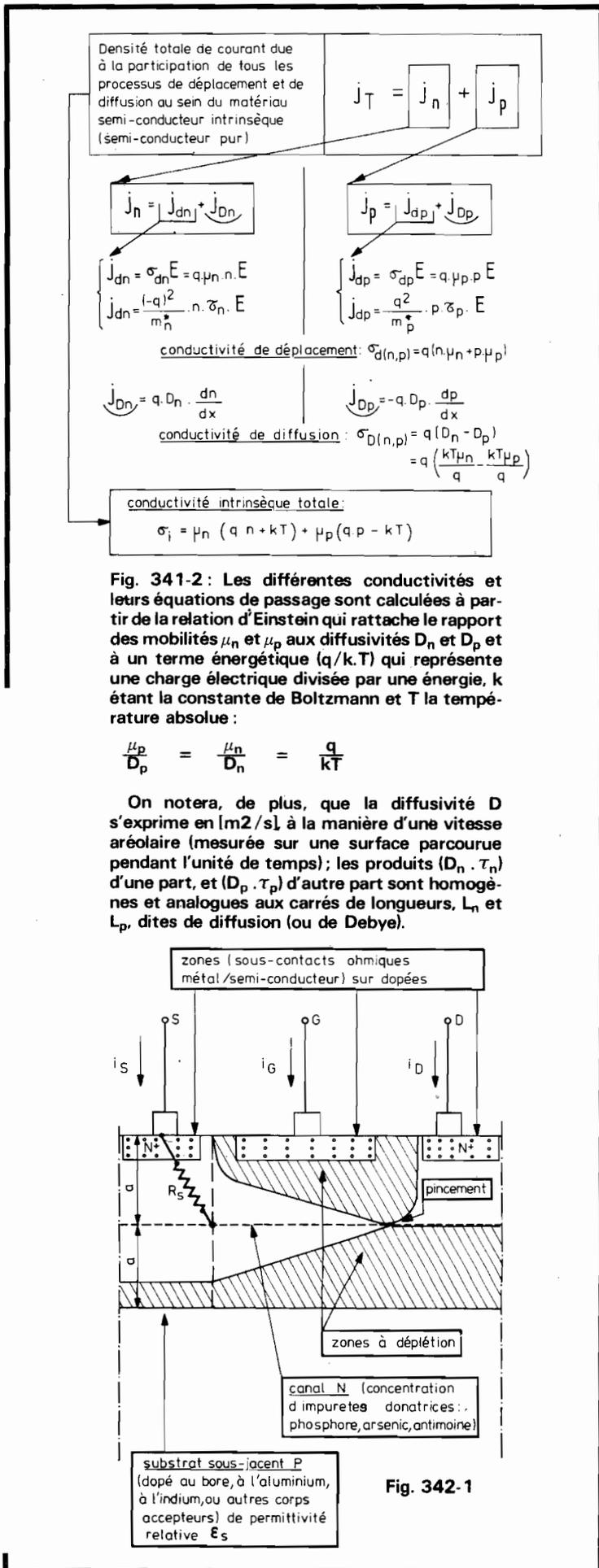
$$R_{21s} = \frac{V_{DS}}{I_G}, \text{ pour } I_D = 0$$

$$R_{21s} = R_m - R_{GD} = R_m, \text{ à circuit de sortie ouvert}$$

$$R_{22s} = \frac{V_{DS}}{I_D}, \text{ pour } I_G = 0$$

$$R_{22s} = R_{DS} + R_{GD} = R_{DS} + r_{DS}, \text{ à circuit d'entrée ouvert}$$

Ces définitions déterminent les prescriptions de mesures et les précautions opératoires à prendre.



342-1 Courant dans le canal et tension drain-source ; mise en évidence de la résistance.

Une approche simplifiée de la théorie de Shockley peut être facilitée par l'emploi d'un schéma linéaire. La figure 342-2 (a, b) montre une coupe réalisée dans la zone active d'un T.E.C., à canal dopé par des donneurs (canal de concentration N_D en centres ionisables libérateurs de négatons, dit canal N).

Lorsqu'aucune polarisation n'exerce d'influence sur le T.E.C. le canal N s'assimile à une résistance R_0 (résistance sous grille P^+ , voir tableau VII - 342-I). La résistivité du semi-conducteur est ρ . Les dimensions géométriques de cet élément de volume sont : longueur l , épaisseur H , largeur L . La surface offerte est donc HL , d'où en appliquant la seconde loi d'Ohm :

$$R_{0 [Ω]} = \rho \cdot \frac{l}{HL} = \frac{1}{G_0}$$

G_0 est la conductance du canal, privé de polarisation. Nous verrons qu'il s'agit de la **transconductance inverse**.

Dans ce cas, la résistivité s'exprime par :

$$\rho = \frac{1}{q \cdot \mu_n \cdot N_D} = \frac{1}{\sigma}$$

où N_D , concentration en donneurs, libère plus d'électrons que le semi-conducteur intrinsèque I .

L'application d'une tension V_{DS} entre drain et source entraîne l'injection d'un courant de porteurs majoritaires, dit courant de drain, qui instille dans le matériau un flux d'électrons I_{DS} ou I_D puisqu'aucune confusion n'est possible.

Ce courant qui pénètre dans le canal y détermine une chute de tension $I_D = G \cdot V_{DS}$. Le potentiel croît de 0, au niveau de la source, jusqu'à V_{DS} , au niveau du drain.

Si les deux milieux P^+ (grilles G_1 et G_2) sont au potentiel de la source S (fig. 342-3 [a]), les jonctions $P^+ - N$, de part

et d'autre du canal, sont polarisées en inverse. De ce fait, sur toute leur surface apparaît une **zone de déplétion** (dite **d'appauvrissement**, ou **désertée**) qui correspond à un **effet de charge d'espace**. La profondeur de reflux des charges vers l'intérieur du canal est de $W(x, y)$, fonction du point d'abscisse x , où s'effectuent les mesures, évaluée par rapport à l'axe des ordonnées y , comme le souligne la figure 342-2 (b).

En fonctionnement, cette zone désertée devient plus importante du côté proche du drain (fig. 342-3 [b]).

Ainsi, pour de faibles valeurs de V_{DS} , le canal ne se présente qu'en tant que résistance R_0 . En revanche, pour des valeurs plus élevées, l'appauvrissement en porteurs gagne dans le canal. La section de celui-ci, laissée au passage de l'intensité, se rétracte et la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$ s'incurve (voir fig. 2-2 n° 1499 et fig. 3.2 n° 1503). Ces processus sont illustrés par le schéma (c) de la figure 342-3.

Au delà d'une certaine tension, dite tension de pincement $V_{GS\ off}$, le courant I_D ne varie plus avec la tension V_{DS} , par suite de la limitation de vitesse des porteurs soumis à un champ électrique élevé (fig. 342-3 [d]).

Si, maintenant, les deux grilles sont portées à un potentiel V_{GS} , négatif par rapport à la source, la pénétration de la zone de charge d'espace $W(x)$ sera plus importante, la section du canal plus rétrécie et, par voie de conséquence, le courant I_D plus faible.

La grille d'un TEC joue le rôle d'électrode de commande (analogie avec la grille d'un tube à vide type pentode).

La tension de pincement $V_{GS\ off}$, ou V_p (P de « pinch off »), et la tension de seuil V_{TH} (TH de « threshold ») sont deux importantes caractéristiques des T.E.C. Lorsque V_{GS} varie de V_p à 0 [V], la tension inverse dans la zone grille-canal (V_{GS}) décroît, d'où les courbes de la fig. 342-3 (c).

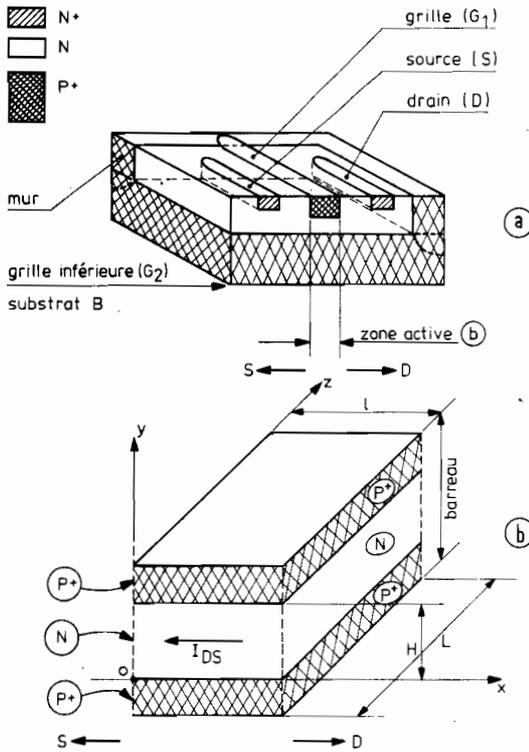


Fig. 342-2. - La figure présente un TEC canal N simplifié et donne la terminologie usuelle. La notation P+ indique une zone fortement dopée P qui constitue la grille d'entrée et les zones N+ permettent d'améliorer les contacts source et drain. La zone appelée « MUR » permet de relier la zone P+ supérieure à la zone P+ inférieure (substrat).

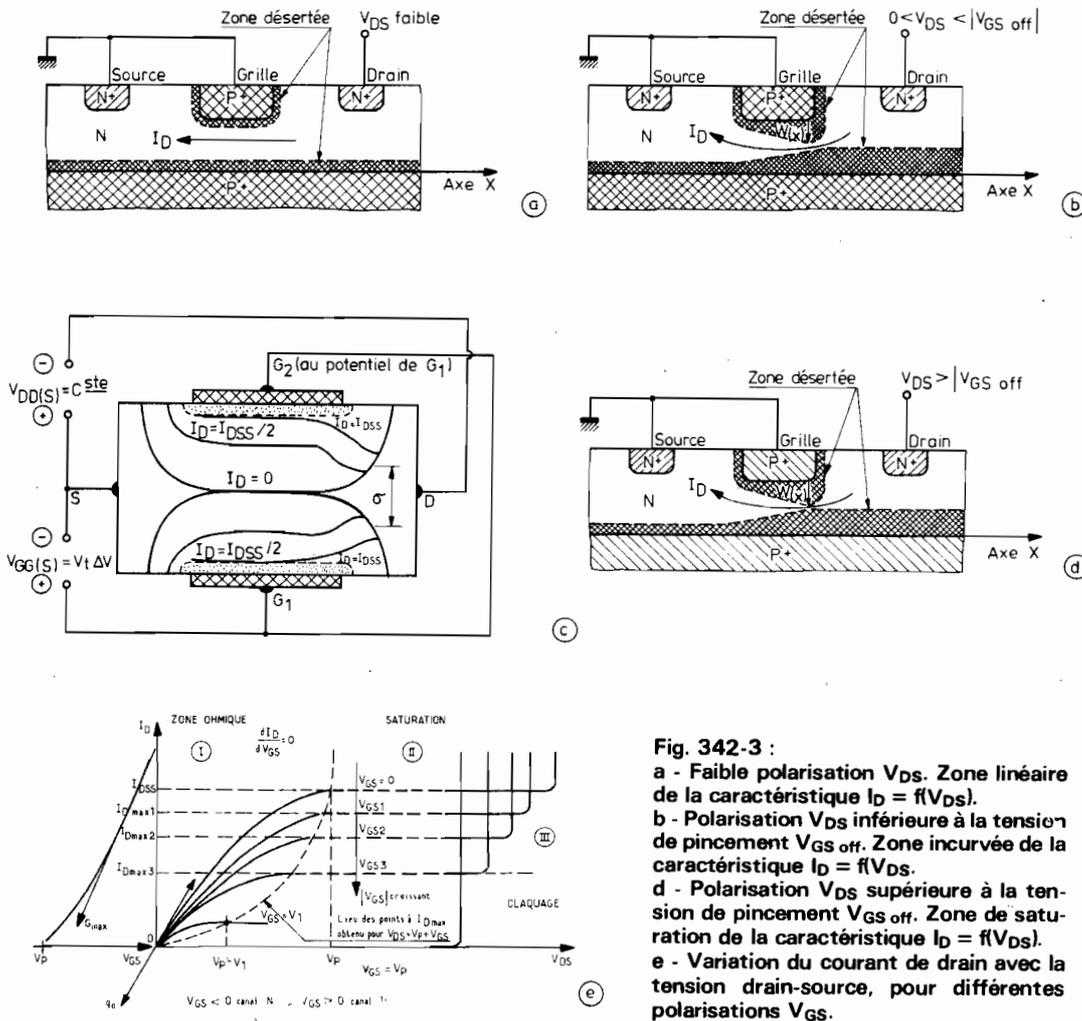


Fig. 342-3 :
 a - Faible polarisation V_{DS} . Zone linéaire de la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$.
 b - Polarisation V_{DS} inférieure à la tension de pincement $V_{GS\ off}$. Zone incurvée de la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$.
 d - Polarisation V_{DS} supérieure à la tension de pincement $V_{GS\ off}$. Zone de saturation de la caractéristique $I_D = f(V_{DS})$.
 e - Variation du courant de drain avec la tension drain-source, pour différentes polarisations V_{GS} .

La zone désertée s'amenuise, sans s'annuler, puisque la tension V_{DG} est importante et bloque le fonctionnement. La mobilité des charges s'en ressent, mais le canal ne s'obstrue pas : il se rétrécit seulement (épaisseur δ) ce qui n'empêche donc pas la circulation (réduite) de porteurs libres. La résistance différentielle de sortie qui se manifeste alors (r_{DS}) s'avère très grande, mais non infinie. Si V_{DS} varie au point de devenir inférieure à la tension de coude (fig. 342-3 [d]), le rétréci δ « s'accroît » et le palier initial s'estompe, d'où les 3 régions de fonctionnement (fig. 342-3 [e]) :

- I - région ohmique (analogie avec les triodes).
- II - région de saturation (analogie avec les pentodes).
- III - région de claquage (phénomènes d'avalanche et de multiplication des porteurs de charge libres).

Pour $V_{GS} = -V_P$, le courant de drain s'annule, $I_D = 0$. En revanche, l'intensité est maximale lorsque $V_{GS} = 0$. On le désigne alors par I_{DSS} (voir tableau V n° 1507). Les zones triodique et pentodique I - II sont séparées par une **parabole** tracée en calculant, terme à terme, le rapport $\Delta I_D / \Delta V_{DS}$ et en l'annulant pour toutes les valeurs obtenues. Le courant de drain I_D s'exprime par la relation :

$$I_D = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P} \right)^2$$

Ainsi, après qu'une polarisation ait été appliquée, il est facile de poser au point x (quelconque) pris dans le canal, une condition de fonctionnement ramenant I_D à V_{DS} et à V_P :

$$V_{(x)G} = V_{(x)S} + V_{SG} \\ = V_{(x)S} - V_{GS}, \text{ avec } V_{GS} < 0$$

puisque dans notre exemple nous avons opté pour un canal N (le plus répandu en fabrication).

Avec $V_{(x)S} > 0$, nous sommes en droit d'écrire la loi d'Ohm dans le T.E.C.

$$V_{(x)S} = R_{(x)} \cdot I_D$$

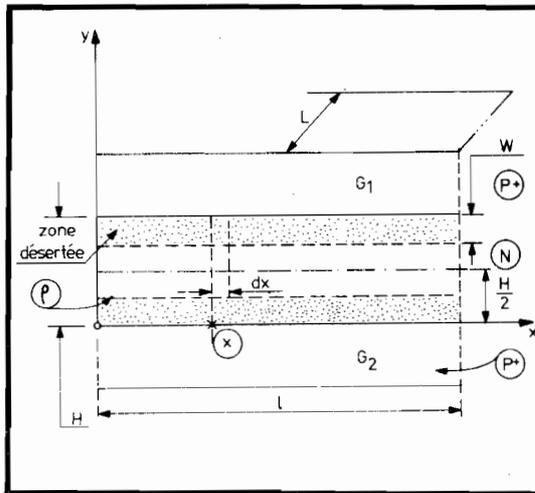


Fig. 342-4. - Hauteur libre dans le demi-canal supérieur :
 $h = H - W(x)$
 hauteur libre dans tout le canal : $2h$; largeur L ; élément différentiel de variation en position le long du canal : dx ; limites d'intégration le long du canal : de l'origine 0 à toute sa longueur l , ou au point d'abscisse x , de 0 à x , d'où :
 $R_{(x)} = \frac{\rho}{2L} \int_0^x \frac{dx}{H/2 - W(x)}$

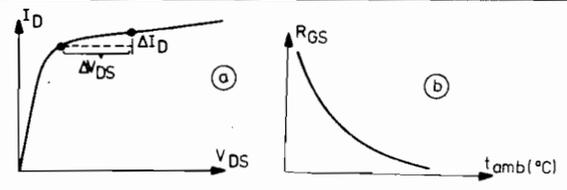


Fig. 342-5

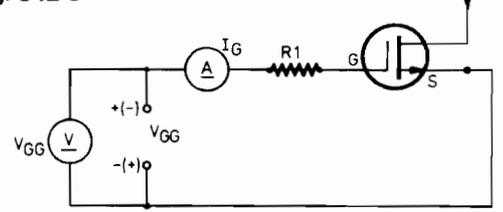


Fig. 342-6

La grandeur de $R_{(x)}$ se calcule ainsi que le suggère la figure 342-4, en se souvenant que ρ est la résistivité du canal N , et que $W(x)$ représente l'épaisseur de la zone désertée (voir appendice).

342-2 Résistance d'entrée R_1 , R_{GS} .

342-2.1 Définition.
 Elle peut atteindre une valeur exceptionnellement élevée, de l'ordre de $10^{16} [\Omega]$ pour un transistor à effet de champ à grille isolée (T.E.C. G.I. Voir classification n° 1499 p. 186 et suivantes). Ce paramètre décroît lorsque la température augmente (libération d'un surcroît de porteurs libres par chocs et par excitation des centres accepteurs ou donneurs ionisés plus fortement). La figure 342-5 (a, b) résume ces affirmations.

Il s'agit-là d'une valeur statique déterminée en courant continu, ce qui la différencie de R_{gs} , prise en alternatif, et a fortiori de r_{GS} , qui est dynamique, comme r_{gs} , pour des mesures en continu, ou en courant périodique.

342-2.2 Circuit de mesure.
 Il est repris fig. 342-6. Appliquons à ce réseau la loi d'Ohm ; il vient, compte tenu des symboles de cette illustration :

$$V_{GG} = I_G R_1 + V_{GS}$$

$$= I_G R_1 + I_G R_{GS}$$

d'où :
 $R_{GS} = \frac{V_{GS}}{I_G} = \frac{V_{GG}}{I_G} - R_1$
 — R_1 est une résistance de protection de valeur connue.
 — La source V_{GG} est choisie selon le type de transistor, A, B ou C et la tension V_{GS} spécifiée.

342.3 Résistance différentielle drain-source r_{DS} , dite de sortie R_o .

342-3.1 Définition.
 Elle se détermine, comme pour un tube à vide, par la relation :

$$r_{DS} = \frac{\Delta V_{DS}}{\Delta I_D} = r_o = \frac{1}{g_o}$$

à tension grille source V_{GS} constante et en courant continu (fig. 342-7 [a]).

Dans la région de pincement, pour laquelle la tension drain-source est supérieure à la tension de seuil, la résistance dynamique de sortie devient très importante et le dispositif fonctionne comme limiteur d'intensité.

342-3.2 Circuit de mesure.
 Il est reproduit figure 342-7 (b), avec les conditions suivantes :

- La polarité de la source V_{GG} est choisie selon le type du transistor (A, B ou C) et le courant I_D spécifié.
- Régler les tensions des sources V_{DD} et V_{GG} au minimum.
- Placer le transistor dans le circuit de mesure.

- Ajuster V_{DD} pour obtenir la tension V_{DS1} spécifiée.
- Régler V_{GG} pour obtenir le courant I_D spécifié $= I_{D1}$.
- Ajuster V_{DD} pour obtenir une tension drain $V_{DS2} = V_{DS1} + \Delta V_{DS}$ et noter le courant drain correspondant I_{D2} .
- Résultat :

$$r_{DS} = \frac{\Delta V_{DS}}{\Delta I_D} = \frac{V_{DS2} - V_{DS1}}{I_{D2} - I_{D1}}$$

La figure 342-7 (c) montre d'une manière générale qu'elles sont les variations possibles de la résistance dynamique r_{DS} , étant prescrit que :

$$r_{DS} = \frac{r'_{DS}}{1 - \frac{V_{GS}}{V_P}}$$

Une théorie, plus détaillée, aboutit aux données de la figure 342-7 (d).

La variation de la résistance différentielle r_{DS} en fonction de la tension grille-source est parfois utile à retrouver. Le graphique (e) de la figure 342-7 indique l'allure générale de cette caractéristique de transfert (transconductance, voir appendice).

342.4 Résistances minimale et maximale de sortie, en commutation.

La littérature qui développe les applications des T.E.C. en commutation propose de nouveaux symboles :

R_{onH} : résistance de conduction à l'état haut.

R_{onL} : résistance de conduction à l'état bas.
 R_{off} : résistance de blocage.
 Lorsque la conduction s'opère à l'état logique haut, on adjoint H aux indices précédents ; si elle s'opère à l'état bas, on place lors L au même endroit.

Nous avons déjà explicité ce qu'il était nécessaire de retenir à propos des états logiques haut et bas (H, high ; L, low) dans le n° 1503, figure 3-16, aussi nous contenterons-nous de définitions moins complexes dans le présent paragraphe.

La résistance drain-source d'un T.E.C. (F.E.T.) s'écrit quand il y a conduction :

$$r_{DS\ on} = r_{ON} \left. \begin{array}{l} \text{en courant} \\ \text{continu et} \\ \text{aux petits} \\ \text{signaux} \end{array} \right\}$$

La résistance drain-source d'un T.E.C. (F.E.T.) est notée lorsqu'il y a blocage :

$$r_{DS\ off} : \text{en courant continu}$$

$$r_{ds\ off} : \text{en courant alternatif.}$$

Assez souvent, les caractéristiques fournies par les constructeurs reproduisent R_{on} , fonction de $-V_{GB}$, pour diverses températures mesurées sur le boîtier (t_{case}), et ce pour des valeurs de V_{SB} différentes (au moins deux) ainsi que le montre la figure 342-8 (a, b).

Lorsque le potentiel entre source et drain est suffisamment faible, les M.O.S. se comportent comme une **résistance commandée**, dont la valeur mesurée se révèle

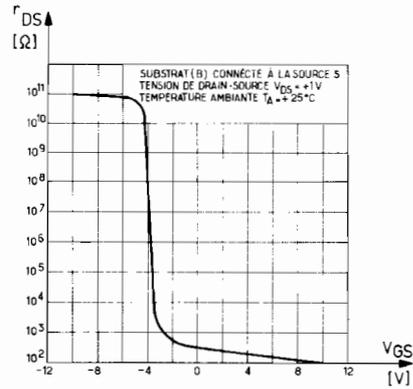
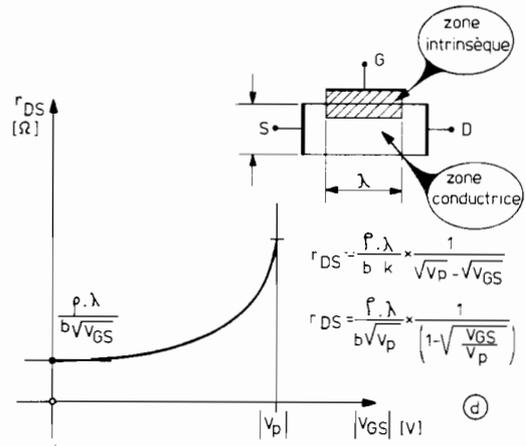
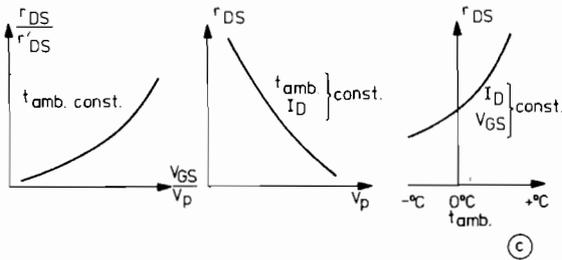
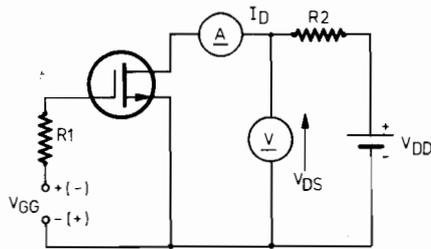
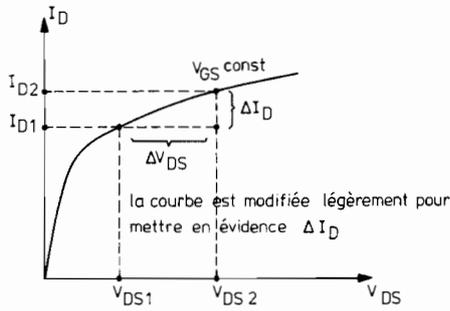


Fig. 342-7

inversement proportionnelle à la tension grille, diminuée de la tension de seuil V_{th} , ou V_p :

$$R_{on} = \left(\frac{1}{2}\right) \cdot \left(\frac{1}{k(V_G - V_p)}\right)$$

où k est une « constante » du transistor, en liaison avec ses dimensions et dépendant de la technologie utilisée ; k est, en général, exprimé comme suit :

$$k = \gamma \cdot \left(\frac{W}{L}\right)$$

Avec W (« width »), largeur du canal induit, L , (« length »), sa longueur et γ un paramètre de l'ordre de 2,5 à 3,5 [$\mu\text{A}/\text{V}^2$] dans les montages récents.

Quand la d.d.p. entre source et drain s'accroît, la résistance différentielle du MOS augmente jusqu'à atteindre une grandeur très élevée, favorisant son usage

en source à courant constant lorsque V_{DS} atteint $V_{GS} - V_p$. Il est alors possible de calculer, ou d'obtenir en manipulation de laboratoire, diverses valeurs de I_D [mA] en fonction de V_D [volts], qui sont paramétrées par V_{DD} , tension d'alimentation du drain, montrant l'existence de la variation de R_{on} (fig. 342.8).

Si l'on utilise un transistor bipolaire comme découpeur (chopper) la résistance maximale d'émetteur (source d'électrons) est déterminée par son courant d'écart (off-set). Une telle intensité résiduelle engendre une erreur (importante) de 100 [mV] dans une résistance de 100 [k Ω] par exemple. Pour les T.E.C., la résistance maximale r_{off} reste sans conséquence si elle est supérieure à 100 [k Ω], car, ici, le courant d'écart I_e voisine 1 [nA] et s'avère négligeable, sauf dans les mesures de détection de faibles intensités (biologie, nucléaire, métrologie hyperfine). La résistance de source est seulement limitée par la nécessité de ménager un courant de décharge pour les pointes d'impulsion parasites transmises lors du découpage. Aux faibles fréquences de récurrence, des résistances de source de quelques mégohms sont rencontrées, aussi la résistance r_{off} prend-elle de l'importance. Elle se mesure en tant qu'inverse de la pente de la conductance de sortie (voir §343). Elle est de l'ordre de 100 [M Ω] quand $V_{GS} = -5$ [V]. Lorsque les signaux employés dépassent quelques millivolts le courant d'écart I_e tend vers I_{DSX} (défini tableau V n° 1507).

geable, sauf dans les mesures de détection de faibles intensités (biologie, nucléaire, métrologie hyperfine). La résistance de source est seulement limitée par la nécessité de ménager un courant de décharge pour les pointes d'impulsion parasites transmises lors du découpage. Aux faibles fréquences de récurrence, des résistances de source de quelques mégohms sont rencontrées, aussi la résistance r_{off} prend-elle de l'importance. Elle se mesure en tant qu'inverse de la pente de la conductance de sortie (voir §343). Elle est de l'ordre de 100 [M Ω] quand $V_{GS} = -5$ [V]. Lorsque les signaux employés dépassent quelques millivolts le courant d'écart I_e tend vers I_{DSX} (défini tableau V n° 1507).

342-5 Résistance d'accès au canal R_A .

Lorsqu'on passe aux cas réels d'emploi des T.E.C., une modification non négligeable de la théorie est nécessaire, car les contacts drain-source ne sont pas exactement situés aux extrémités du canal, pour des raisons technologiques.

Il faut donc tenir compte des deux portions de semi-conducteur joignant la source à l'entrée du canal et le drain à la sortie du canal, figure 342-9.

Ces résistances d'accès modifient essentiellement deux paramètres importants du T.E.C. :

— La résistance mesurée entre drain et source pour V_{DS} faible et $V_{GS} = 0$, qui n'est plus R_o comme dans le cas théorique, mais devient :

$$r_{DS\ on} = R_o + 2 R_A$$

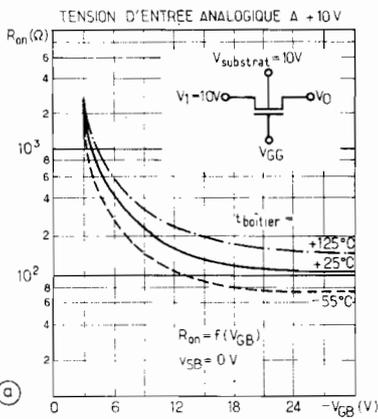


Fig. 342-8

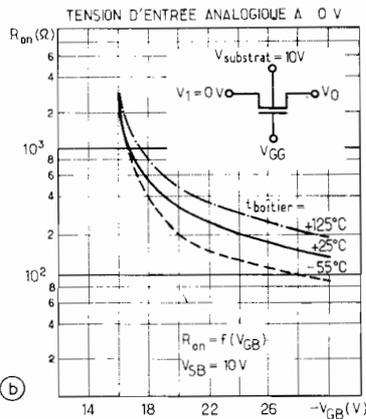
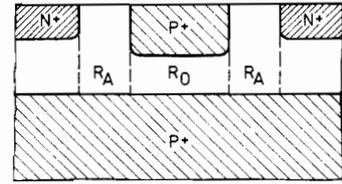


Fig. 342-9



— La transconductance maximale g_{m0} (voir ci-après) qui n'est plus celle que nous avons trouvée sous la forme G_0 , plus haut.

342-6 Résistance superficielle de l'oxyde ρ_s .

Il s'agit-là d'une mesure qui requiert l'utilisation de quatre pointes de mesure alignées. Les deux plus éloignées injectent le courant de test tandis que les deux médianes, intérieures, récupèrent la tension sur la distance qui les sépare (longueur inter-électrode). Un grand luxe de propreté est requis pour une telle évaluation.

APPENDICE

De la résistance du canal à la conductance de transfert g_m , g_f , g_{21} .

Nous poserons :

$$R(x) = \left(\frac{1}{2L}\right) \int_0^x \left(\frac{\rho}{2} - W(x)\right) dx$$

avec les notations du texte et les suggestions de la figure 342-4.

L'épaisseur d'appauvrissement $W(x)$ est :

$$W(x) = \sqrt{\frac{2\epsilon V(x) G}{q N_D}}$$

ϵ = constante diélectrique du silicium $12 \times 8,86 \cdot 10^{-14}$ [F/cm].

q = charge de l'électron $1,6 \cdot 10^{-19}$ [Cb]

N_D = concentration du canal en atomes donneurs d'électrons $\approx 10^{16}$ [At/cm³]

En tenant compte de la condition limite :

$$x = 0; V_{(x)S} = 0$$

$$\text{et } V_{(x)G} = -V_{GS}$$

l'intégration de $V_{(x)G} = -V_{GS} + R(x)I_D$ permet d'obtenir la relation cherchée pour $x = l$ c'est-à-dire pour $V_{(x)S} = V_{DS}$:

$$I_D = f(V_{DS})$$

$$I_D = \frac{2L}{\rho l} \left[\frac{H}{2} V_{DS} - \frac{2}{3} \sqrt{(V_{DS} - V_{GS})^{3/2} + \frac{2K}{3} (-V_{GS})^{3/2}} \right]$$

avec :

$$K = \sqrt{\frac{2\epsilon}{q N_D}}$$

La relation $I_D = f(V_{DS})$ ci-dessus montre que, pour $V_{DS} = 0$, $I_D = 0$.

Lorsque $V_{GS} = 0$, l'expression de I_D se simplifie et l'annulation de dI_D/dV_{DS} donne la tension V_{DS} pour laquelle le courant drain est maximum. Cette tension V_p est appelée tension de pincement.

$$V_p = \frac{H^2 q N_D}{2 \cdot 2\epsilon}$$

Pour cette valeur de V_{DS} , le courant maximum I_{DSS} vaut :

$$I_{DSS} = \frac{2L}{\rho l} \frac{H}{2} \frac{V_p}{3}$$

Nous avons écrit :

$$R_0 = \frac{\rho \cdot l}{H \cdot L} = \frac{1}{G_0} = \frac{1}{\sigma \cdot H \cdot L}$$

et nous venons de déterminer la valeur de I_{DSS} , ce qui nous montre que :

$$I_{DSS} = G_0 \cdot \frac{V_p}{3}$$

ou encore :

$$G_0 = \frac{3 I_{DSS}}{V_p}$$

Pour V_{GS} non nul, le courant I_{Dmax} est atteint pour une tension V_{DS} telle que :

$$V_{DS} = V_p + V_{GS}$$

et la conductance « g » du dispositif se déduit de $I_D = f(V_{DS})_{V_{GS}}$, d'où :

$$g_m = \frac{d I_D}{d V_{GS}} \rightarrow g$$

$$= \frac{2L}{\rho l} \left[\frac{H}{2} - K (-V_{GS})^{1/2} \right]$$

qui se rapproche de

$$G_0 = \frac{\sigma \cdot H \cdot L}{l} \text{ en prenant } V_{GS} \text{ nul}$$

Cette théorie simplifiée satisfait à l'expérience dans la région limitée par $V_{DS} = V_p + V_{GS}$ et permet de tracer le réseau de la figure 342-3 (e).

Au delà de ce point, le dispositif travaille en régime de saturation et le calcul ne s'applique plus.

En réalité, la saturation du courant I_D , quand V_{DS} augmente au-delà de V_p , s'expli-

que physiquement par la limitation de vitesse des porteurs soumis à un champ électrique élevé, qui sera analysée plus tard.

(à suivre)

B. MARIN