

THESE

Présentée à l'Université de Constantine
pour l'obtention

du **GRADE de MAGISTER**

Spécialité : **Composants Electroniques**

Par :

Abdelhadi BELHATEM



BEL/2173

Sujet :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE
DES PROPRIETES STATIQUES
DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP
A GRILLE SCHOTTKY
A L'ARSENIURE DE GALLIUM**

Soutenue le 16 Mai 1990

devant la Commission :

Mr. L. ABIDA	- Maître de Conférence	- Président
Mr. V. GUEORGUIOU	- Maître de Conférence	- Examineur
Mr. M. RAMRAM	- Maître de Conférence	- Examineur
Mr. R. BENSALAM	- Maître de Conférence	- Examineur
Mme C. KENZAI	- Professeur	- Rapporteur

THESE

Présentée à l'Université de Constantine

pour l'obtention

du **GRADE de MAGISTER**

Spécialité : **Composants Electroniques**

Par :

Abdelhadi BELHATEM

Sujet :

**CONTRIBUTION A L'ETUDE
DES PROPRIETES STATIQUES
DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP
A GRILLE SCHOTTKY
A L'ARSENIURE DE GALLIUM**

Soutenue le 16 Mai 1990

devant la Commission :

Mr. L. ABIDA	- Maître de Conférence	- Président
Mr. V. GUEORGUIOU	- Maître de Conférence	- Examineur
Mr. M. RAMRAM	- Maître de Conférence	- Examineur
Mr. R. BENSALAM	- Maître de Conférence	- Examineur
Mme C. KENZAI	- Professeur	- Rapporteur

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION :.....	1
CHAPITRE I :.....	6
<u>DESCRIPTION DU MESFET-ELEMENTS PRINCIPAUX</u> :.....	6
I - Présentation du composant :.....	6
I-1 Les dispositifs à effet de champ :.....	6
I-2 Constitution du MESFET :.....	7
I-2-1 Choix du composant et du matériau :.....	7
I-2-2 Présentation du MESFET Ga As :.....	8
I-3 Généralités sur le fonctionnement :.....	8
II- Réalisation du MESFET :.....	14
II-1 La couche active :.....	14
II-2 La Structure " Méssa " :.....	16
II-3 Le Contact Schottky de grille :.....	17
II-3-1 La hauteur de barrière :.....	17
II-4 Les contacts ohmiques de source et de drain :.....	20
II-4-1 La résistivité de contact ρ_c :.....	20
II-4-2 Calcul des résistances de contacts ohmiques :.....	21
II-4-3 Réalisation du contact ohmique :.....	24
II-5 Amélioration de la structure du MESFET :.....	24
II-5-1 Le MESFET à grille creusée :.....	24
II-5-2 La grille champignon :.....	26
II-5-3 La grille divisée en plusieurs doigts :.....	27
III- Les substrats semi-isolants :.....	29
III-1 Rôle et importance du substrat :.....	29
III-2 Les niveaux profonds principaux :.....	30

III-3 Les différentes catégories de Ga As semi-isolant:..... 31

III-4 Caractéristique électrique du substrat semi-isolant:.... 32

III-4-1 Equation de neutralité de charges:..... 32

III-4-2 Position du niveau de fermi et résistivité du substrat
semi-isolant:..... 33

IV- Les Profils de dopages non uniforme et l'implantation ionique: 34

IV-1 Intérêt des profils de dopage non uniforme :..... 34

IV-2 L'implantation ionique:..... 34

IV-3 Répartition des impuretés implantées:..... 35

IV-4 L'implantation ionique à travers une épaisseur de matériau
inerte:..... 37

IV-5 Les avantages et les inconvénients de l'implantation
ionique :..... 39

V Description des principaux modèles de MESFET existants:..... 41

V-1 Modèles à profils uniformes:..... 41

V-2 Modèles spécifiques du MESFET à profil de dopage non uni-
forme :..... 43

V-2-1 Les Modèles numériques:..... 43

V-2-2 Les modèles analytiques:..... 45

V Conclusion du premier chapitre:..... 47

Chapitre II :..... 49

ETUDE DE LA DIODE SCHOTTKY EN REGIME STATIQUE:..... 49

I- Introduction :..... 49

II- Effet schottky:..... 50

II-1 Abaissement de la hauteur de barrière par l'effet de force
image:..... 51

II-1-1 Force image:..... 51

II-1-2-Effet de force image dans le système métal -semiconduc-
teur:..... 52

III. Les équations fondamentales du régime permanent:.....57
 IV. Détermination du champ électrique en présence des deux types de porteurs :..... 61
 V- Comparaison entre diode schottky et jonction PN :..... 65
 VI- Mesure des caractéristiques de la diode schottky :..... 68

CHAPITRE III:..... 79

COMPORTEMENT DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A L'ARSENIURE DE GALLIUM A GRILLE SCHOTTKY EN REGIME STATIQUE :.....79

III-1-Analyse du régime non saturé ou zone ohmique:.....79
 III-1-1-Equations de base:.....79
 III-1-2-Tension de pincement et tension de seuil:.....87
 III-1-3-Fonctionnement à très faible V_{DS} :.....88
 III-1-4-Calcul du courant :.....89
 III-1-5-Expression du courant à champ électrique faible:.....90
 III-1-6-Expression du courant avant saturation:.....93
 III-1-7-Détermination des paramètres de la relation courant-tension:.....93
 III-1-8-Simulation des caractéristiques. Mesures statiques résultats expérimentaux:.....101
 III-2- Analyse en régime saturé:.....108
 III-2-1-Position du problème:.....108
 III-2-2-Equations dans les régions I et II :.....108
 III-2-3-Expression du courant en régime saturé:.....111
 III-2-4-Influence des résistances d'accès:.....113
 III-2-5-Characterisation expérimentale de l'impédance de sortie en régime de saturation:.....115

INTRODUCTION

Le développement des systèmes de télécommunication et de détection nécessite la mise en oeuvre de techniques de plus en plus élaborées, ce qui implique la mise en place de systèmes fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées. Une demande de rapidité sans cesse croissante ainsi que l'encombrement des bandes de fréquences, nécessitent en effet des circuits numériques "picosecondes" ou des circuits analogiques (amplificateurs, oscillateurs....) fonctionnant jusqu'à des fréquences millimétriques .

Le composant aujourd'hui le plus adapté à ce besoin est le transistor à effet de champ (TEC ou FET) à barrière schottky sur arséniure de gallium (MESFET), ce semiconducteur présentant une mobilité électrique six fois plus élevée que celle du silicium constitue un matériau de choix pour la réalisation de dispositifs hyperfréquences .

L'utilisation du MESFET dans la plupart des applications hyperfréquences est justifiée par de remarquables performances telles que:

- Un faible facteur de bruit (inférieur à 1 dB à 12 GHz).
- Un gain en puissance élevé (10dB en deça de 12 GHz) [1].
- Une faible consommation d'énergie et une bonne isolation entrée-sortie (ce composant présente une impédance d'entrée élevée car la jonction classique de grille est remplacée par une barrière schottky).

Ainsi au début l'utilisation de ce composant s'est généralisée en régime d'amplification petits signaux et faible bruit, domaine dans lequel sa suprématie n'est plus contestée. Aujourd'hui il commence à être utilisé dans le domaine de la puissance (140 mw à 22 GHz) [2].

Toutefois quelques défauts pourraient ralentir son développement, il s'agit principalement du mauvais contrôle qu'ont encore les fabricants sur la qualité du matériau utilisé, il se traduit par une dispersion importante des caractéristiques des composants ainsi qu'une fiabilité insuffisante et un niveau de bruit anormalement élevé. Par exemple un mauvais contrôle de dépôt d'un diélectrique de protection à la surface du composant entraîne deux conséquences importantes :

- D'une part, on relève une dérive dans le temps de certains paramètres caractéristiques (statiques et dynamiques) tels que gain, le facteur de bruit, le courant de drain....

- D'autre part, on observe l'existence de comportements électriques anormaux tels que la dispersion fréquentielle de la transconductance, le retard à la commutation, l'apparition de coudes dans les caractéristiques $I_{DS} = f(V_{DS})$, La présence d'un bruit basse fréquence de forte amplitude.... Dans le meilleur des cas, les performances en bruit restent, en outre, insuffisantes par rapport à celles de dispositifs plus complexes tels que les amplificateurs paramétriques. Les courbes de la figure.1 permettent d'effectuer une comparaison. On constate par exemple que pour une fréquence de 4 GHz le facteur de bruit est de 1,5 dB pour un MESFET contre 0,7 dB pour un amplificateur non refroidi.

Les progrès des technologies de croissance des lingots de GaAs qui ont permis d'obtenir un matériau semi-isolant présentant peu de défauts ou d'impuretés ("liquid Encapsulated Czochralski"), associés à une amélioration des techniques de passi-

vation en surface ont amélioré la maîtrise des problèmes de dérive des performances au cours du temps qui se rencontraient fréquemment avec les premiers MESFET.

L'apparition de substrats de hautes qualités cristallographiques a accru l'intérêt du dopage des couches actives du transistor par l'implantation ionique. Cette technique, qui ne fait appel à aucun traitement thermique de longue durée, est très attrayante pour les circuits logiques MESFET GaAs.

Les progrès technologiques ont permis également de réduire les dimensions et notamment la longueur de grille, du MESFET favorisant ainsi le fonctionnement en hautes fréquences. Par exemple, les techniques de gravure d'une résine électrosensible par balayage d'un faisceau d'électrons autorisent aujourd'hui des longueurs de grille inférieures à $0,3 \mu\text{m}$, ce qui correspond à des fréquences de coupure du gain en courant de l'ordre de 30 GHz.

C'est ainsi que chaque innovation dans la réalisation du composant, répond au désir de vérifier les avantages substantiels mis en avant par des études théoriques qui prévoient telles performances pour le composant qui sera réalisé avec telles caractéristiques .

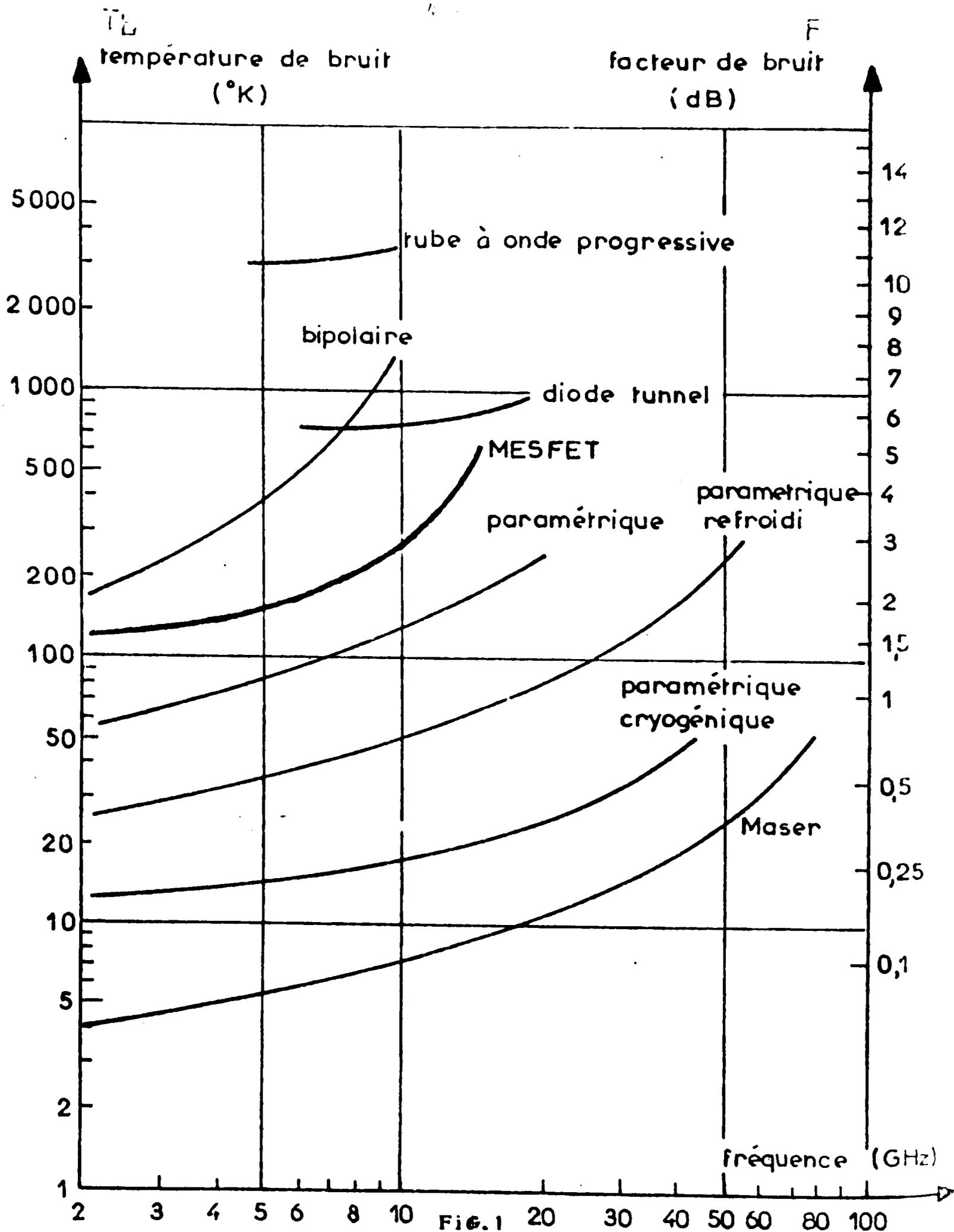


Fig. 1

Performances en bruit comparées des amplificateurs hyperfréquences d'après Gibeau et Lacorbe [1] mai 1976.

CHA P I T R E . I .

C H A P I T R E I

DESCRIPTION DU MESFET - ELEMENTS PRINCIPAUX

I Présentation du composant.

I-1 Les dispositifs à effet de champ.

Le transistor à effet de champ a été proposé pour la première fois par Shockley en 1952 [3]. Son fonctionnement est basé sur un mécanisme physique très différent de celui mis en jeu dans le transistor bipolaire à jonctions. Pour ce dernier, les courants sont liés à l'injection de porteurs minoritaires, tandis que le principe des transistors à effet de champ repose sur l'existence d'un courant de porteurs majoritaires contrôlés par l'extension de la charge d'espace d'une jonction polarisée en inverse.

On donne le nom d'unipolaire à ce type de composant par opposition aux dispositifs bipolaires qui mettent en jeu les deux types de porteurs.

Il existe deux catégories de transistor à effet de champ. D'une part les transistors à grille isolée par un oxyde (MOSFET), où l'on permet le passage des électrons (trous) dans un barreau de semiconducteur de type P (ou N) en créant une inversion de porteurs. Dans ce cas, l'application d'une tension positive (négative) sur la grille fait apparaître en surface du semiconducteur une couche conductrice de type N (P). D'autre part, les composants à effet de champ à jonctions (JFET, MESFET) où les électrodes de grille permettent de moduler la résistance du barreau en faisant varier la section utile au passage des électrons.

Dans un JFET, on utilise une homojonction anisotrope P-N, qui est polarisée en inverse; cependant, une jonction métal-semiconducteur, appelée contact Schottky, polarisée en inverse, produit les mêmes effets, c'est sur ce dernier mécanisme que repose le principe du MESFET.

1-2 Constitution du MESFET :

1-2-1 Choix du composant et du matériau .

Le principal avantage technologique des jonctions Schottky est d'éviter les processus d'élaboration à haute température qui sont associés à la réalisation des jonctions P-N par diffusion . De plus, comme la structure du contact métal-semiconducteur ne nécessite qu'un dépôt de métal, suivie d'une délimitation par photogravure, il est possible de contrôler précisément les dimensions des contacts avec une précision inférieure au micron, ce qui n'est pas possible avec des jonctions P-N.

Les performances exigées du transistor et notamment la fréquence de coupure passant par une diminution des dimensions, ont fait que le MESFET s'est imposé aujourd'hui. Enfin, ce composant permet de s'affranchir des fortes capacités d'entrée (nuisibles sur certaines fréquences micro-ondes), liées au stockage de porteurs minoritaires dans les régions quasi neutres du JFET, qui apparaissent en régime dynamique forts signaux.

Pour des raisons de rapidité, le choix a été fait sur l'arséniure de gallium de type N comme semiconducteur . Le Tableau 1 montre en effet que dans le GaAs, la mobilité des électrons est vingt fois supérieure à celle des trous. D'autre part ce semiconducteur présente une mobilité électronique six fois plus élevée que celle du silicium [4].

	Si	Ga As
μ_e	0,15	0,85
μ_h	0,06	0,04

Tableau I: Comparaison des mobilités (exprimées en $M^2S^{-1}V^{-1}$) à 300°K dans le silicium et l'arséniure de gallium non dopés, à champ électrique nul.

1-2-2 Présentation du MESFET Ga As :

La structure du MESFET idéalisé est présentée à la figure 2 . Le transistor est constitué par une couche active de Ga As de type N, d'épaisseur "a" épitaxiée sur un substrat semi-insolant, sur laquelle sont déposés trois contacts métalliques. Le contact de grille forme la jonction schottky qui est la spécificité de ce dispositif.

Les deux électrodes extrêmes constituent les contacts de source et de drain; elles sont séparées par une distance variable selon les structures et comprise entre 3 et 12 μm . Elles sont réalisées généralement à partir d'un alliage Or-germanium qui constitue un contact ohmique sur l'arséniure de gallium.

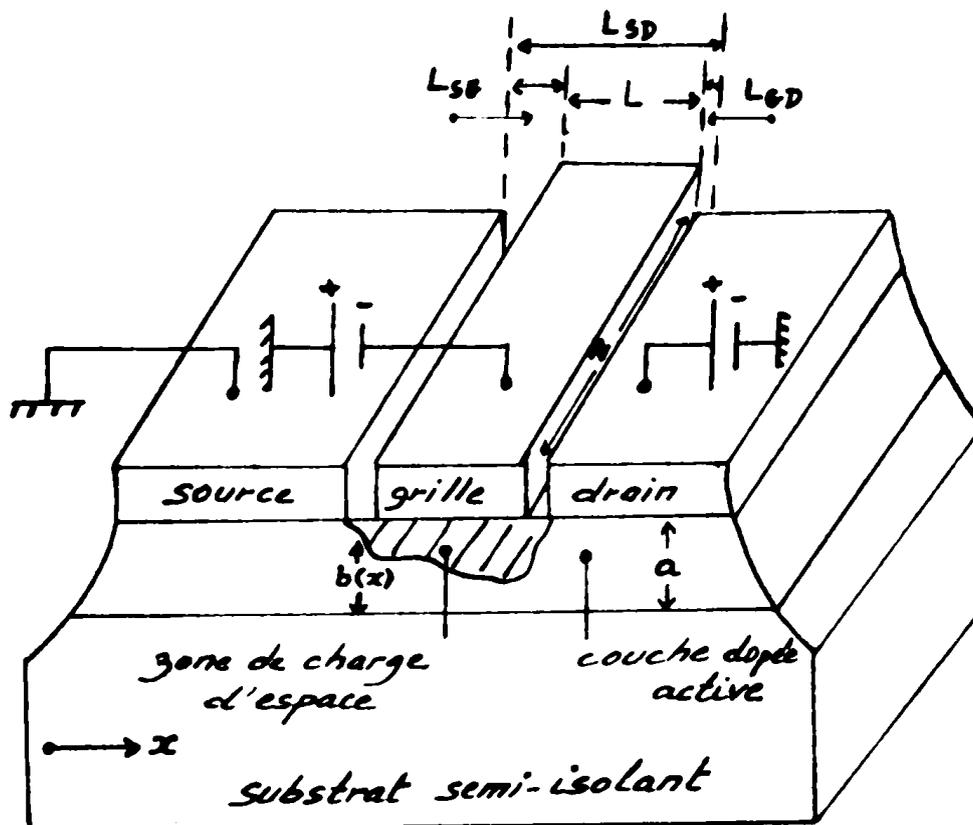


Fig.2 : Coupe MESFET

- Définition des variables géométriques
- Sens des polarisations (utilisation normale).

Il faut remarquer que, conformément à la convention la plus répandue, la plus grande dimension de la grille est appelée "largeur" et notée Z . Tandis que la plus petite dimension est appelée "longueur" de grille et notée L .

La distance séparant la grille et la source est notée LSG , celle entre la grille et le drain LGD . La somme $LSD = LSG + L + LGD$ représente la distance entre source et drain.

I- 3-Généralités sur le fonctionnement .

Le principe de fonctionnement du MESFET est identique à celui des transistors à effet de champ à jonctions classiques unipolaires (JFET) [5]. Il est basé sur l'effet de transport de

porteurs majoritaires (électrons) dans une zone de conduction, appelée canal, dont l'épaisseur est modulée sous l'action d'un champ électrique perpendiculaire à la direction du courant. La diode schottky de grille constitue sur le Ga As une barrière métallique équivalente à une jonction PN abrupte. Une tension négative appliquée sur cette électrode correspond à une polarisation inverse, elle développe sous le contact une zone de charge d'espace dépeuplée, le canal voit sa hauteur réduite. Donc on peut moduler le courant de drain au moyen de la tension de grille.

On distingue habituellement deux régimes de fonctionnement statique. Ils sont liés aux deux régions distinctes de la caractéristique du courant drain I_D en fonction de la tension drain-source V_{DS} lorsque la tension grille-source V_{GS} est maintenue constante .

La première de ces deux régions, appelée zone ohmique ou non saturée, correspond à des tensions V_{DS} faibles et se caractérise par une croissance rapide du courant drain avec la tension. La seconde correspond à des tensions drain plus élevées et à un courant I_D variant peu avec V_{DS} , on lui associe le fonctionnement en régime saturé .

La figure 3 donne l'allure des caractéristiques de sortie $I_{DS} = f(V_{DS})$ que l'on obtient avec un MESFET, pour plusieurs valeurs de la tension grille V_{GS} .

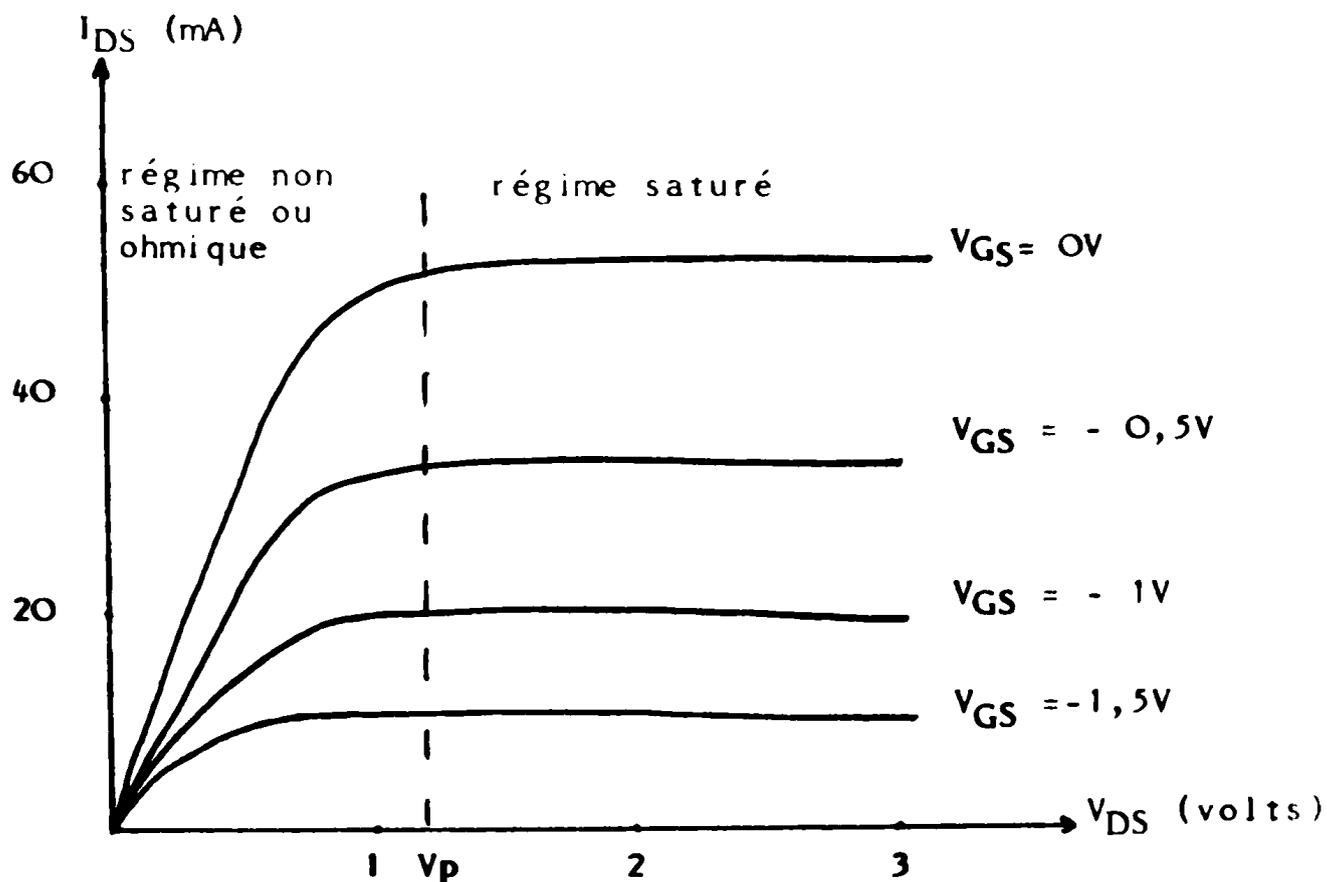


Fig. 3

Une tension continue positive étant appliquée entre le drain et la source ($V_{DS} > 0$), il s'établit alors un champ électrique. Sous l'action de ce champ, les électrons qui sont les porteurs majoritaires, attirés vers le drain donnent naissance à un courant I_{DS} circulant du drain à la source. En l'absence d'électrode intermédiaire (grille) ce courant augmente proportionnellement avec la tension drain-source tant que le champ électrique interne reste en tout point du semiconducteur inférieur à une valeur E_s (2 à 3 Kv /cm pour le Ga As) pour laquelle les électrons atteignent leur vitesse limite V_s ($1,35 \cdot 10^7$ cm/s) [6]. Le courant I_{DS} est alors relié à la tension V_{DS} par la relation :

$$V_{DS} = I_{DS} (R_{CS} + R_{SC} + R_{CD}) \quad (1.1).$$

R_{CS} et R_{CD} sont les résistances dues aux contacts ohmiques de source et de drain (figure 4.). R_{SC} est la résistance constituée par le barreau du semiconducteur entre les contacts de source et de drain. Si l'on suppose le transistor idéal et sans grille, la couche conductrice présente une épaisseur constante égale à " a ". On peut alors calculer R_{SC} par :

$$R_{SC} = \frac{1}{q\mu ND} \cdot \frac{LSD}{Z.a} \quad (1.2)$$

μ et ND étant la mobilité et la concentration d'impuretés dopantes dans la zone active (elles sont supposées constantes toutes les deux).

La réalité est cependant différente . L'existence d'une interface couche dopée-substrat semi-isolant entraîne le dépeuplement en porteurs d'une certaine épaisseur de la zone active.

De plus, le dépôt du contact schottky de grille induit une barrière de potentiel, responsable de l'apparition d'une charge d'espace dont l'épaisseur augmente avec la tension de polarisation de grille négative VGS .

Enfin, les états de surface, toujours présents dans le Ga As, forment une barrière de potentiel entre le milieu extérieur et le semiconducteur, provoquant le dépeuplement de la couche dopée à la surface entre les électrodes .

Ces zones de charges d'espace sont représentées sur la figure 4.

Ainsi on ne peut pas considérer l'épaisseur de la zone conductrice comme étant constante et égale à "a", mais comme ayant une épaisseur variable suivant l'axe x .

On écrit donc :

$$R_{sc} = \frac{1}{q\mu_{ND}} \cdot \frac{1}{Z} \int_0^{LSD} \frac{dx}{b(x)} \quad (1.3)$$

L'épaisseur $d(x)$ de la zone dépeuplée sous l'électrode de grille est directement reliée au potentiel V_{GS} qui y est appliqué. De même l'épaisseur $b(x)$ de la couche active utile à la conduction du courant drain-source est fonction de V_{GS} . En conséquence, la valeur du courant I_{DS} peut être modifiée en agissant sur V_{GS} à V_{DS} constant. Ainsi s'explique le contrôle du courant par l'électrode de grille.

L'efficacité de ce mécanisme est caractérisée par la transconductance ou pente du transistor, g_m .

On pose :

$$g_m = \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{GS}} \Bigg|_{V_{DS} = cte}$$

II Réalisation du MESFET .

II. 1. La couche active .

C'est une couche conductrice mince de Ga As, en général uniforme d'épaisseur a , dopée avec des impuretés de type donneur posée sur un substrat semi-isolant. Elle constitue la partie fondamentale du composant, puisqu'elle conduit le courant contrôlé par la tension appliquée sur la grille. Elle doit obéir à deux impératifs :

- Ne pas avoir une densité de centres dopants ND trop importante sous peine de dégrader fortement la mobilité des porteurs .

- Présenter une faible épaisseur de manière à ce que le contrôle du courant drain-source par l'effet de champ puisse se faire correctement . Il importe notamment de pouvoir dépeupler entièrement cette couche active avec une tension inverse de grille bien inférieure à la tension de claquage de la jonction. La tension VGS négative correspondant au dépeuplement complet est appelée tension grille de seuil V_T .

L'épaisseur de la couche active est inférieure au micron. Les différentes technologies pour son obtention sont :

- L'implantation ionique dans le matériau semi-isolant
- Les croissances épitaxiales sur un substrat initial cristallin .

a) épitaxie en phase liquide :

Ce procédé est rarement utilisé pour l'élaboration du MESFET car il est difficile de contrôler l'épaisseur de la couche active et la qualité de la surface épitaxiée.

b) épitaxie en phase vapeur .

C'est la méthode la plus souple et la plus adaptée au traitement industriel. Elle demeure la plus employée pour les composants discrets .

c) épitaxie par jets moléculaires .

D'un prix de revient élevé, cette méthode de dépôt est celle qui présente le plus d'avantages :

- Une vitesse de croissance très faible ($1 \mu\text{m}/\text{h}$) permettant un excellent contrôle de l'épaisseur déposée inférieure à 100 \AA .

- Une température de dépôt très basse (600°C) limitant la diffusion des dopants vers le substrat .

- Et surtout, ce type de croissance permet de réaliser à priori, n'importe quel profil de dopage fixé à l'avance .

La technologie de l'implantation ionique est la plus intéressante. Cette technique de dopage du semi-isolant permet de réaliser des couches aux propriétés semblables à celles obtenues par épitaxie et présente des avantages pour la reproductibilité et l'homogénéité des structures. Elle consiste à introduire des ions accélérés à des énergies importantes (entre 10 et 1000 Kev) dans un matériau récepteur soumis au bombardement de ces particules .

II - 2 - La structure " méssa " .

Le "méssa" est le résultat d'une attaque chimique de la couche active tout autour du composant jusqu'au substrat (figure .5.).

Il permet d'isoler les uns des autres, les composants sur une même puce ou sur un même circuit intégré.

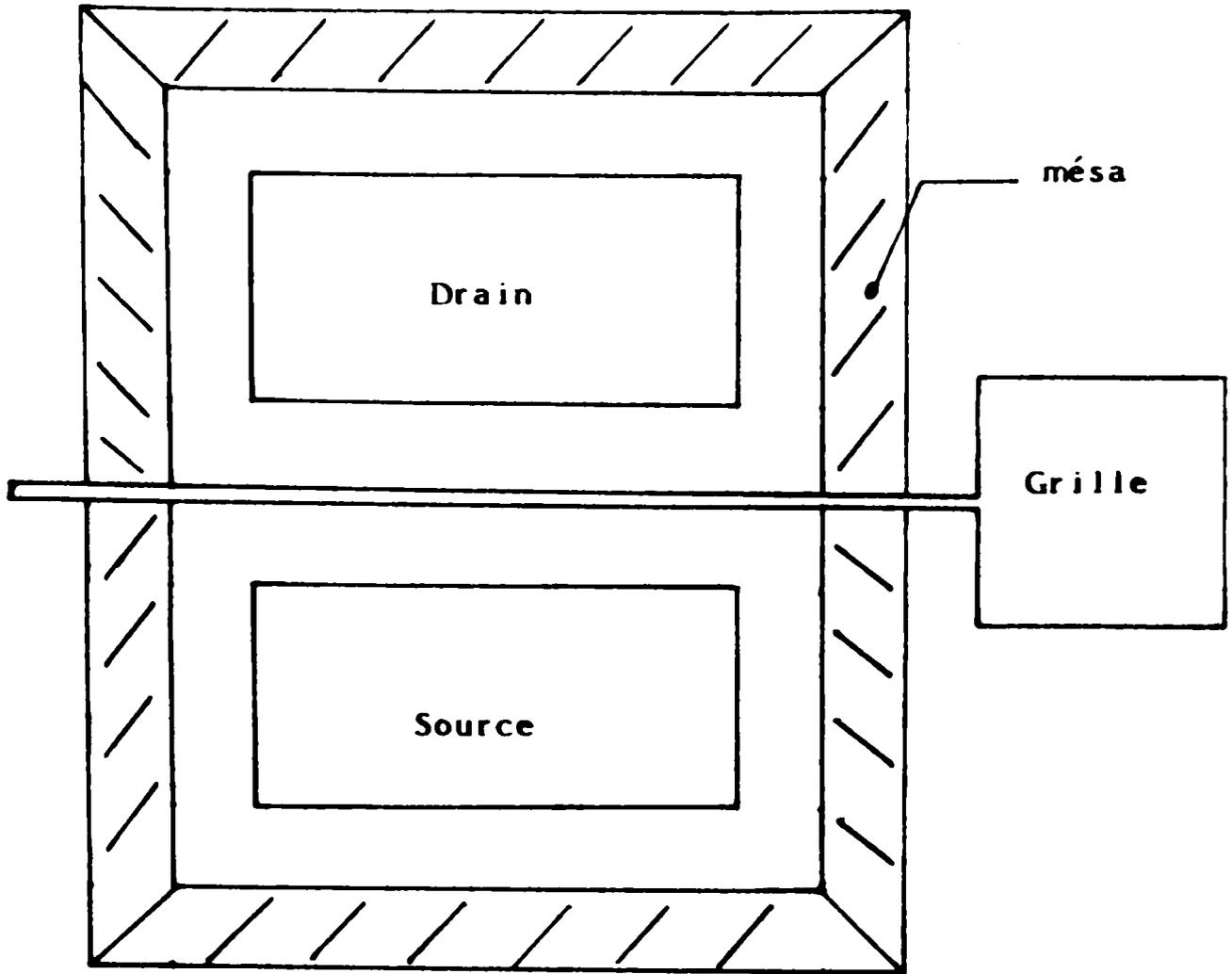


Fig .5 : Gravure en "mesa " autour du composant.

II- 3- LE CONTACT SCHOTTKY DE GRILLE .

II-3-1- La hauteur de barrière

La grille du transistor est réalisée au moyen d'un contact métal-semiconducteur. Lorsqu'on rapproche ces deux matériaux, il se forme une barrière de potentiel à l'interface et une zone dépeuplée dans le semiconducteur [4]. Comme l'indique la figure 6.

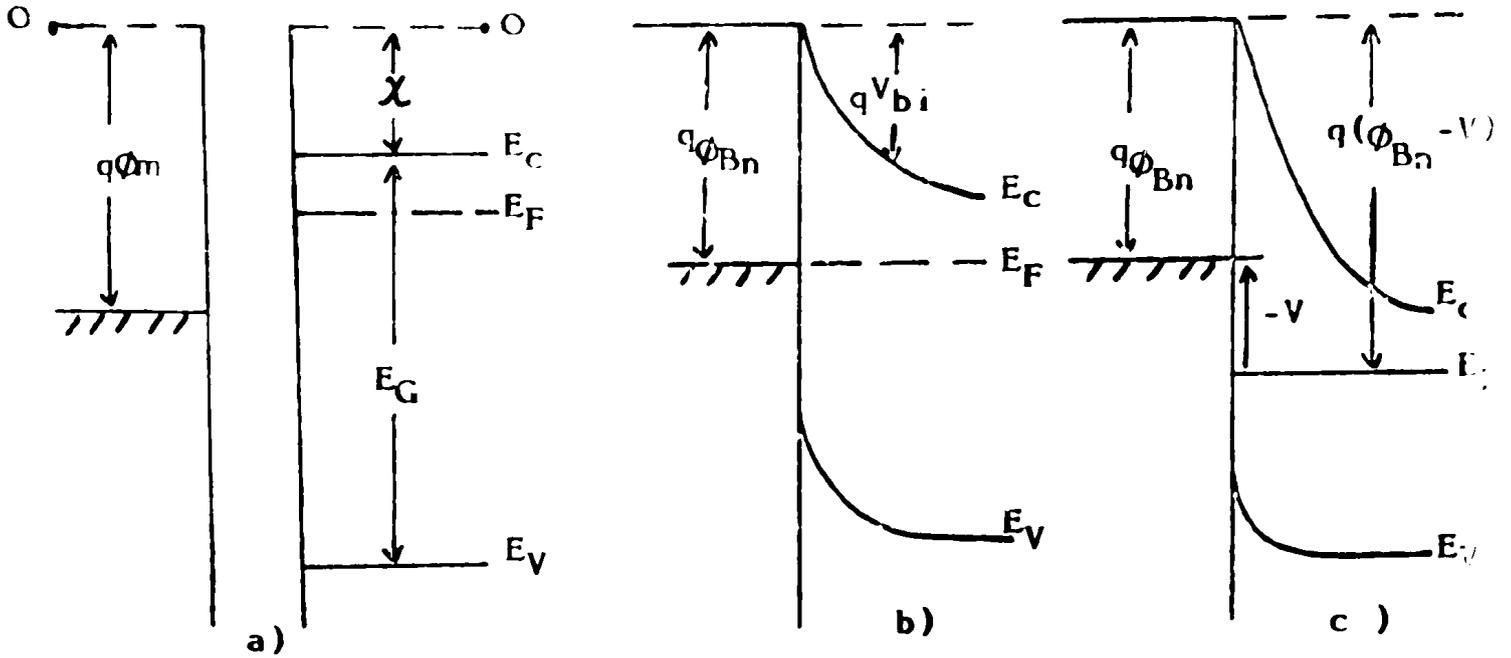


Fig . 6 :

Diagrammes des bandes d'énergie pour un semiconducteur de type N. formation d'un contact métal-semiconducteur.

- a) Les deux matériaux avant le contact.
- b) Mise en contact, sans polarisation .
- c) Contact avec polarisation négative appliquée sur le métal.

La hauteur de barrière est la caractéristique essentielle d'un contact métal-semiconducteur .Elle est égale à la différence des travaux de sortie des deux matériaux.

$$\Phi_{Bn} = \Phi_m - \chi$$

$$\text{donc } q \Phi_{Bn} = q \Phi_m - q \chi = E_c (\text{surface}) - E_F (\text{volume})$$

où E_c est L'énergie des électrons au bas de la bande de conduction .

On définit aussi le potentiel de diffusion V_{bi} ("built-in potentiel") tel que :

$$q V_{bi} = E_c (\text{surface}) - E_c (\text{volume}) .$$

Pour les concentrations utilisées dans les FET ($N_D > 10^{22} \text{ at.m}^{-3}$), le composant est presque dégénéré (le niveau de Fermi est très près de la bande de conduction $E_c \approx E_F$). Donc on peut confondre la hauteur de barrière ϕ_{Bn} avec la tension de diffusion V_{bi} .

$$V_{bi} \approx \phi_{Bn}$$

Ainsi sur le Ga As, tous les contacts schottky présentent une hauteur de barrière de 0,8 à 0,9 volt environ.

11-3-2 - L'épaisseur de la zone dépeuplée "d" et celle de la zone conductrice "b" à faibles V_{DS} .

L'épaisseur de la zone dépeuplée d à faible V_{DS} est directement reliée au potentiel électrique V_{GS} appliqué sur le grille. Si on suppose constante la densité d'impuretés dopantes N_D dans toute la couche active, on peut calculer d [6].

$$d(V_{GS}) = \left[\frac{2 \epsilon (V_{bi} - V_{GS})}{q N_D} \right]^{1/2} \quad (1-4)$$

Où ϵ est la permittivité absolue du Ga As ($\epsilon = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ F m}^{-1}$).

Si l'on polarise la grille avec une tension V_{GS} suffisamment négative, la zone dépeuplée va s'étendre sur toute la hauteur de la couche active et empêcher ainsi tout passage de courant quelque soit la tension V_{DS} . alors $d = a$.

Le transistor est alors pincé, on obtient ainsi le régime dit de saturation ou de pincement. Le potentiel électrique au contact avec le métal est défini comme potentiel de pincement V_p et la tension grille est appelée tension de seuil V_T .

On écrit donc :

$$d (V_T) = a = \left[\frac{2 \epsilon V_p}{qND} \right]^{1/2} \quad (1-5)$$

avec $V_p = V_{bi} - V_T$

L'épaisseur de la couche conductrice b est égale à :

$$b (V_{GS}) = a - d = a \left(1 - \frac{d}{a} \right)$$

$$b (V_{GS}) = a \left(1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p}} \right) = aX$$

avec

$$X = 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p}} \quad (1-6)$$

II-4- Les contacts ohmiques de source et de drain .

II-4-1. La résistivité de contact ρ_c :

Les contacts ohmiques sont également des contacts métal- semiconducteur où on favorise l'émission de courant par effet tunnel à travers la barrière . On caractérise le contact par sa résistivité spécifique ρ_c qui se définit comme l'inverse de la dérivée de la densité de courant par rapport à la tension pour des faibles tensions appliqués [7] .

$$\rho_c = \left(\frac{dj}{dv} \right)^{-1} \rightarrow 0$$

Le rôle du contact ohmique est de permettre l'accès à la couche active de telle manière que la chute de tension dans le contact soit la plus faible possible. Cela exige l'obtention de très faibles valeurs de la résistivité de contact ρ_c .

Ainsi pour une concentration d'impuretés dopantes $N_D = 10^{23} \text{ at /m}^3$, il vient $\rho_c = 8 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$, ce qui est une valeur classique pour les contacts ohmiques des MESFET.

II - 4 - 2. Calcul des résistances de contacts ohmiques :

Les résistances de contacts ohmiques de source et de drain notées respectivement R_{cs} et R_{cd} se calculent par un modèle de ligne distribuée. Pour cela, le contact ohmique planar est assimilé à une ligne de transmission [6], comme l'indique la figure 7.

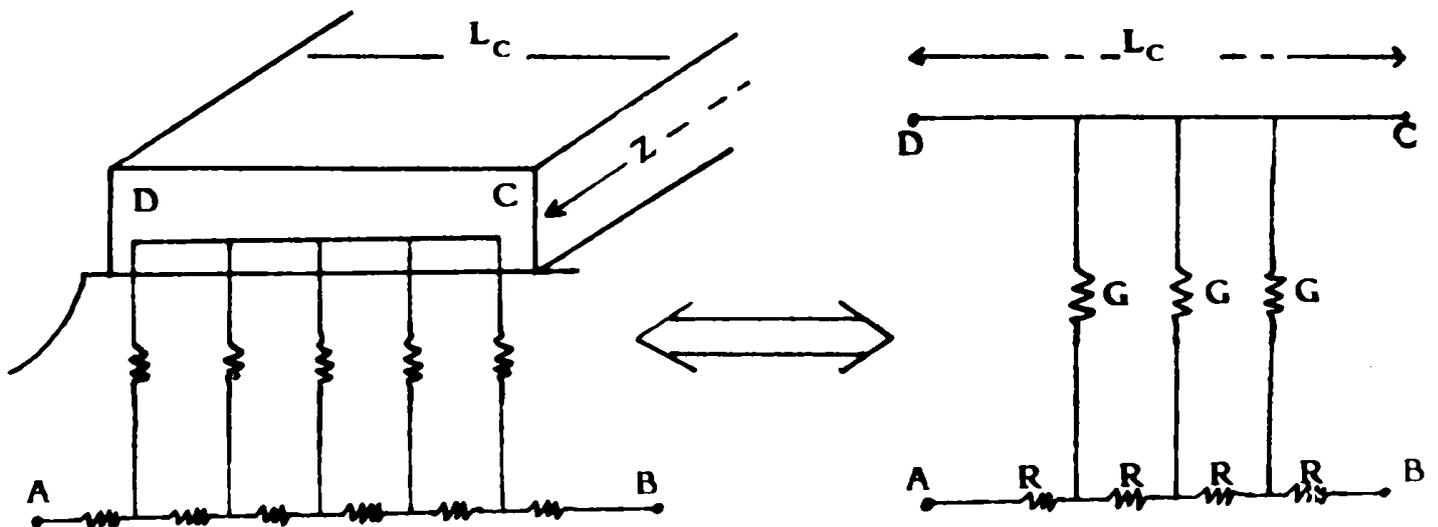


Fig.7: assimilation du contact ohmique planar (source ou drain) avec une ligne de transmission.

Cette ligne est une ligne RG, chargée par un circuit ouvert en D-A (le bord du composant) et dont on cherche l'impédance entre les points C et B : Z_{CB} .

L'impédance Z_{CB} est déterminée par :

$$Z_{CB} = \frac{Z_C}{\text{th } \gamma L_c} \quad (1-7)$$

Où Z_c est l'impédance caractéristique de cette ligne :

$$Z_c = \sqrt{\frac{R}{G}} \quad (1-8)$$

Et γ la constante de propagation :

$$\gamma = \sqrt{RG} \quad (1-9)$$

G est une conductance par unité de longueur, reliée à la résistivité ρ_c du contact métal-semiconducteur.

On a par conséquent :

$$G = \frac{\rho_c}{Z}$$

R est une résistance par unité de longueur, due uniquement au semiconducteur. Elle est donc reliée à la résistance par "carré" du matériau définie par :

$$\text{avec } R_{\square} = \frac{1}{q \int_0^{a'} \mu_0(y) n(y) dy} \quad R = \frac{R_{\square}}{Z} \quad (1-10)$$

Où a' est l'épaisseur de la couche active non dépeuplée entre source (drain) et grille (fig. 4).

L'impédance Z_{cB} est égale à la résistance R_{CS} (R_{CD}) du contact ohmique de source (drain).

$$R_{CS} \quad (R_{CD}) = \left(\frac{R_{\square} \cdot P_c}{Z^2} \right)^{1/2} \text{Coth } L_c \left(\frac{R_{\square}}{P_c} \right) \quad (1-11)$$

En pratique, L_c est bien supérieure à $10 \mu\text{m}$ dans les MESFET. De ce fait, la cotangente hyperbolique reste égale à l'unité et on obtient une valeur indépendante de L_c donnée par :

$$R_{CS} \quad (R_{CD}) = \left(\frac{R_{\square} \cdot P_c}{Z^2} \right)^{1/2} \quad (1-12)$$

La résistance du barreau de semiconducteur compris entre la source (drain) et la zone depeuplée sous la grille est calculée par la relation classique :

$$r_s \quad (r_d) = \frac{L_{SG} \quad (L_{GD})}{Z \int_0^{a'} \mu_0(y)n(y) dy} = \frac{R_{\square} L_{SG} \quad (L_{GD})}{Z} \quad (1-13)$$

A la suite de ce calcul, les résistances d'accès à la zone intrinsèque du composant (sous le contact de grille), R_s et R_D sont données par les relations suivantes :

$$R_s = R_{CS} + r_s = \left(\frac{R_{\square} \cdot P_c}{Z^2} \right)^{1/2} + \frac{R_{\square} \cdot L_{SG}}{Z} \quad (1-14 a)$$

$$R_D = R_{CD} + r_d = \left(\frac{R_{\square} \cdot P_c}{Z^2} \right)^{1/2} + \frac{R_{\square} \cdot L_{GD}}{Z} \quad (1-14 b)$$

Ces deux relations ont un effet très néfaste à la fois sur le bruit de fond et sur le gain, surtout en ce qui concerne R_S qui introduit un effet de contre-réaction (montage source-commune).

II - 4-3- Réalisation du contact ohmique :

La hauteur de barrière d'un contact métal - Ga As étant quasi indépendante du choix du métal, il n'y a qu'à créer une couche fortement dopée sur la surface du composant pour minimiser la résistivité du contact et favoriser l'effet tunnel à travers la barrière, puisque les calculs théoriques sur l'effet tunnel [8] prévoient une dépendance de ρ_c avec la concentration d'impuretés dopantes N_D suivant la formule approchée proposée par HEIME [9] .

$$\rho_c = K N_D^{-1} \quad \text{avec} \quad K = 8.10^{-13} \Omega.m^{-1}$$

Les techniques d'implantation ionique ou de croissance par épitaxie par jets moléculaires permettent de créer cette couche surdopée avant le dépôt du métal.

Le mélange (Au : 88% - Ge : 12%) est le plus utilisé pour réaliser les contacts ohmiques sur Ga As de type N.

II- 5 - Amélioration de la structure du MESFET .

II-5-1- Le MESFET à grille creusée .

Cette structure est réalisée en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma, une tranchée dans le semiconducteur entre les contacts de source et de drain. Ensuite, le métal de grille est pulvérisé au fond de cette tranchée figure . 8.

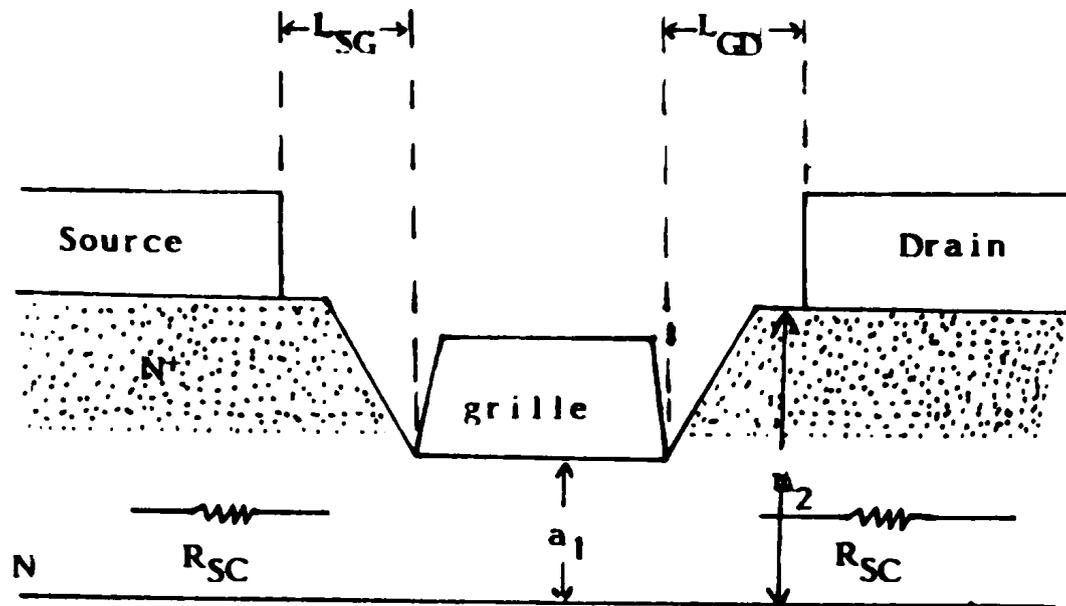


Fig .8. coupe du MESFET à grille creusée (appelée encore " Recess").

Cette configuration présente deux avantages :

a) Elle permet de lever une contradiction imposée par les conditions précédentes. En effet, pour ne pas dégrader la mobilité électronique dans la couche active et pour avoir un bon contact schottky, il est nécessaire d'avoir un dopage suffisamment faible ($< 99 \cdot 10^{23}$ at/m³).

Mais pour s'assurer des bons contacts ohmiques, on est obligé de procéder à un surdopage en surface jusqu'à 10^{24} at/m³). Ceci est maintenant tout à fait réalisable. La couche surdopée est creusée par implantation ionique ou par épitaxie par jets moléculaires, et l'attaque du "Recess" permet de transpercer cette couche avant de déposer la grille sur une zone moins dopée.

b) Par cette méthode, on diminue les résistances d'accès à la zone intrinsèque du composant (sous la grille) dues à la zone latérale non contrôlée par la grille .

Ce procédé présente cependant l'inconvénient d'augmenter la complexité des opérations technologiques. On lui préfère souvent la technique de l'implantation localisée qui permet de surdoper les zones inter-contacts et par conséquent, de diminuer R_{SC} non pas en augmentant " a " mais plutôt en augmentant sélectivement N_D sous les zones latérales .

11-5-2- La grille champignon .

La résistance associée à la métallisation de grille dégrade les performances micro-ondes, et elle est une source importante de bruit de fond. Pour réaliser des MESFET faible bruit, il est important de la diminuer .

La résistance R_G est calculée par la relation [6] .

$$R_G = \frac{1}{3} \rho_G \cdot \frac{Z}{H_G L_{eff}} \quad (1-15) .$$

ρ_G est la résistivité du métal de grille exprimée en Ωm
 H_G est l'épaisseur de la métallisation (figure .9).

La forme de la grille en champignon permet de différencier la longueur de grille L , participant à l'effet de champ du transistor, de la longueur L_{eff} , correspondant à la résistance R_G . On peut ainsi obtenir une longueur L_{eff} supérieure à L ce qui permet de diminuer R_G sans affecter les performances du composant.

Pour réaliser cette forme, on utilise deux couches de résine photosensible, puis on opère selon le mode du "Lift-off" [10].

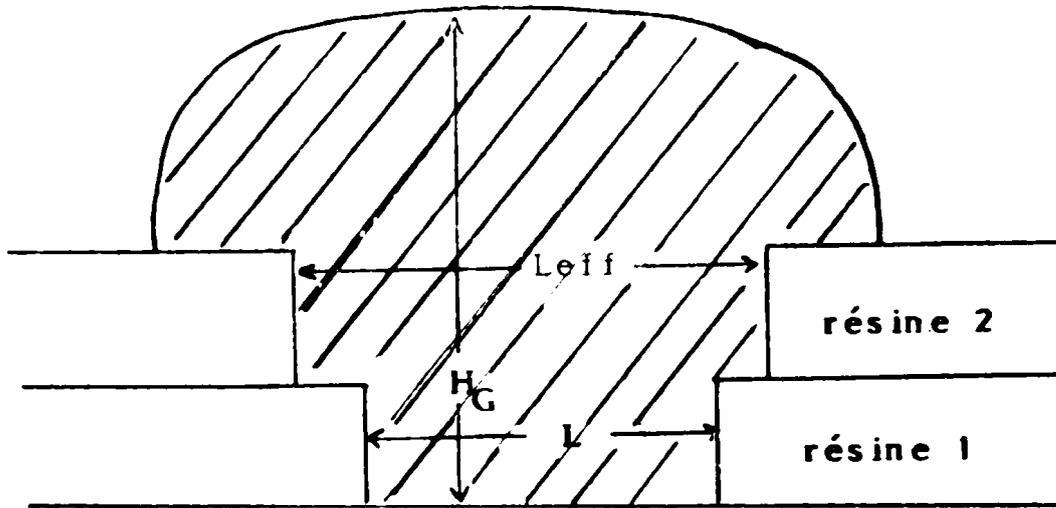


Fig .9: Coupe d'une grille "chmpignon" réalisée par double photogravure .

II-5-3-La grille divisée en plusieurs doigts :

Cette amélioration a aussi pour but de diminuer la résistance de grille.Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts comme sur les figures 10 a et 10 b. on peut ainsi réaliser plusieurs doigts de grille en "Pi" ou en "T" .

Si N_K est le nombre de doigts, on obtient [6].

$$R_G = \frac{R_{Gi}}{(N_K)^2} \quad (1-16)$$

R_{Gi} est la résistance de grille de un doigt calculée par la relation (1 - 15).

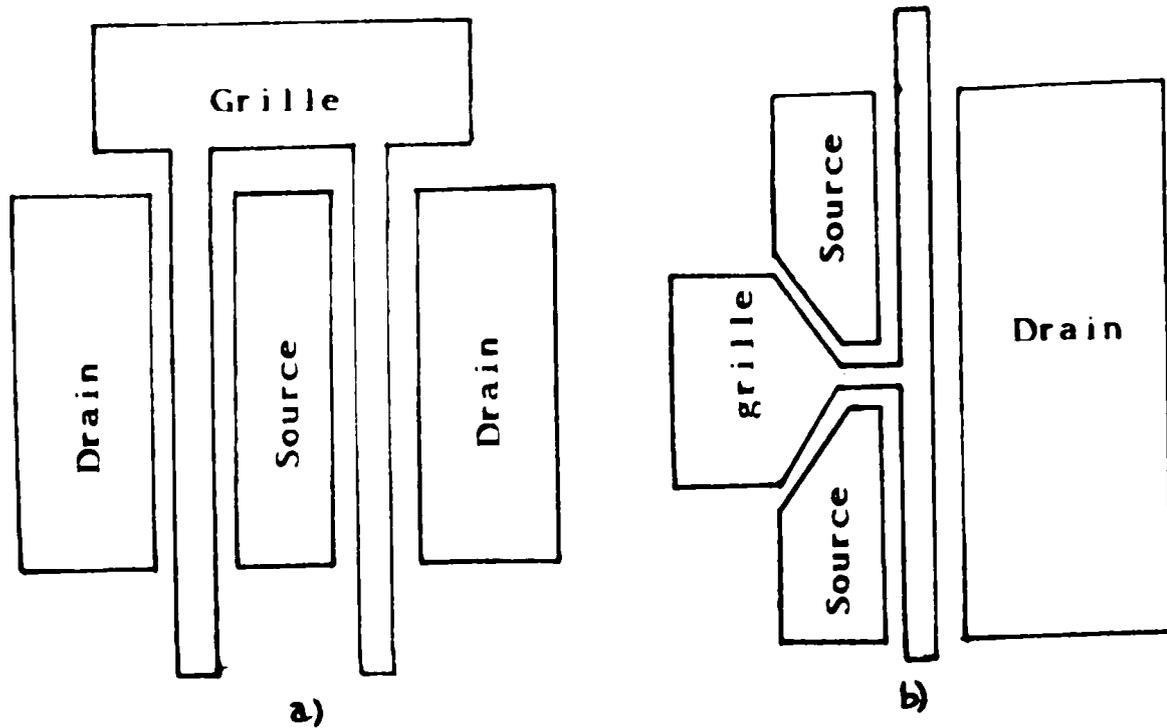


Fig.10: Exemples de métallisation de grille à deux doigts ($N_K = 2$)

a) Structure en "Pi"

b) Structure en "T" .

Donc les améliorations technologiques apportées au composant au cours des dernières années peuvent être résumées en trois points :

- La croissance d'une couche épitaxiale, la couche "tampon", peu dopée et d'épaisseur moyenne, entre la couche active et le substrat semi-isolant.

Son rôle est d'améliorer les propriétés électriques de l'interface avec la couche active en limitant les migrations d'impuretés. Elle évite notamment la chute importante de la mobilité observée au voisinage du substrat semi-isolant.

- La réduction de la longueur de grille qui permet d'augmenter la fréquence de transition et diminuer le niveau de bruit

- La réduction des résistances parasites, entre la grille et chacune des deux autres électrodes, qui ont un effet très néfaste sur le bruit de fond et le gain.

III- LES SUBSTRATS SEMI-ISOLANTS :

III-1- Rôle et importance du substrat.

Le fonctionnement du MESFET est basé sur le contrôle par la grille du courant circulant dans la couche active.

Il est donc primordial qu'aucun courant ne circule en dessous de cette couche dans le substrat, car son contrôle par la grille deviendrait alors très difficile, ce qui dégraderait la pente g_m du transistor. Pour cette raison, le substrat doit être hautement résistif. Ainsi, il doit présenter à la fois un rôle de support mécanique et de matériau électriquement inerte.

L'arséniure de gallium répond bien à ces deux obligations. Du point de vue électrique, il présente une largeur de bande interdite élevée (1,42 eV à 300°K) ce qui assure une résistivité intrinsèque très forte (1800 fois plus forte que celle du silicium).

L'arséniure de gallium non intentionnellement dopé (appelé semi-isolant) constitue donc un substrat de très bonne qualité, tant pour les composants que pour les circuits intégrés.

Le substrat Ga As semi-isolant permet une très bonne isolation entre les composants et réduit considérablement les capacités parasites dans les circuits .

Pour un composant réalisé par implantation ionique dans le substrat, la qualité de ce dernier influe directement sur les performances du transistor.

Nous détaillons dans ce qui suit les différents facteurs qui influent le plus sur les propriétés du substrat.

III-2- Les niveaux profonds principaux :

a) Le chrome constitue un niveau profond dans le Ga As avec un comportement accepteur. C'est une impureté que l'on ajoute souvent intentionnellement au semiconducteur afin de le rendre semi-isolant.

L'atome de chrome Cr vient occuper un site Ga dans la maille Ga As. Pour la neutralité électrique du matériau, il doit céder trois électrons et se retrouver dans l'état Cr^{3+} , ceci correspond à son état vide (N_A^0). Chaque atome de chrome peut alors capter un électron devenant ainsi Cr^{2+} ce qui est la forme ionisée de l'accepteur: N_A^- .

Théoriquement, l'atome Cr peut prendre d'autres configurations électroniques (Cr^{1+} , Cr^{4+}) correspondant à d'autres niveaux d'énergie, mais celles-ci ne sont pratiquement jamais observées . Cr^{2+} et Cr^{3+} sont les niveaux les plus importants pour le comportement du Ga As semi-isolant dopé au chrome [11].

b) Le niveau donneur profond El_2 :

Contrairement au précédent, ce défaut donneur profond n'est pas lié à l'introduction d'une impureté dans le matériau. Il est obligatoirement présent car il s'agit d'un défaut natif du Ga As, probablement lié à la présence dans un site Ga d'un atome As [12].

c) Autres niveaux profonds :

Les autres niveaux profonds, les plus souvent identifiés, sont des impuretés métalliques au comportement accepteur, telles que le Fe, Le Cu, Le Ni, Le Co, Le Mn .

Ces impuretés viennent occuper un site Ga dans le réseau du semiconducteur [13].

III-3-Les différentes catégories de Ga As semi-isolant :

Les premiers matériaux semi-isolants ont été obtenus en dopant, avec des atomes de chrome, les lingots Ga As . Dans ce type de substrat, dit dopé-Cr, les niveaux profonds intervenants sont Cr, El_2 compensés avec des niveaux résiduels peu profonds généralement donneurs tels que Si, S ou Se.

L'amélioration des techniques de croissance du Ga As a permis de réaliser un matériau très pur, appelé non dopé. Ce type de substrat semi-isolant présente deux avantages sur les substrats dopé - Cr [14].

- Il affecte moins le profil de dopage obtenu après une implantation ionique dans le matériau.

- Il permet de conserver des valeurs de la mobilité électronique assez élevées.

Le caractère semi-isolant d'un substrat est déterminé par la position du niveau de Fermi dans la bande interdite .

III-4- Caractéristique électriques du substrat semi-isolant :

III-4-1- Equation de neutralité des charges .

Dans le semiconducteur, l'énergie du niveau de Fermi est déterminée à partir de l'équation de neutralité des charges électriques :

$$n + \sum_i N_{Ai}^- = p + \sum_j N_{Dj}^+ \quad (1-17)$$

Où N_{Ai}^- est la concentration d'un niveau accepteur plein et N_{Dj}^+ est la concentration d'un niveau donneur vide .

Les probabilités d'occupation des niveau énergétiques correspondant aux impuretés sont régies par la statistique de Fermi - Dirac, et on a :

$$N_A^- = N_A f (E_A) \quad (1-18)$$

$$\text{et } N_D^+ = N_D (1 - f (E_D)) \quad (1-19)$$

La fonction d'occupation d'un niveau d'énergie E_x par un électron s'exprime par :

$$f (E_x) = \frac{1}{1 + g_x \exp \left(\frac{E_x - E_F}{qU_T} \right)} \quad (1 - 20)$$

Les concentrations de porteurs n et p s'obtiennent au moyen de la statistique de BOLTZMANN :

$$n = N_c \exp \left(\frac{E_F - E_c}{qUT} \right) \quad (1 - 21)$$

$$\text{et } p = N_v \exp \left(\frac{E_v - E_F}{qUT} \right) \quad (1 - 22)$$

III-4-2- Position du niveau de Fermi et résistivité du substrat semi-isolant:

La résolution de l'équation de neutralité des charges va permettre de déterminer la position du niveau de Fermi par rapport à la bande de conduction en prenant en compte tous les niveaux d'énergies différents dans la bande interdite, correspondant à toutes les impuretés ou défauts. En particulier :

- Un niveau donneur peu profond : E_D (exemple : Si)
- Un niveau accepteur peu profond : E_A (exemple : C)
- Un niveau donneur profond : E_{DD} (exemple : El_2)
- Deux niveaux accepteurs profonds E_{T_1} et E_{T_2} (exemple Cr et Fe) .

Enfin, la résistivité du matériau est calculée selon:

$$\rho = \frac{1}{nq\mu_e + qp\mu_h} \quad (1 - 23)$$

avec μ_e et μ_h étant les mobilités des électrons et des trous respectivement .

Le substrat le plus isolant est celui qui donne la plus forte valeur de la résistivité .

IV - LES PROFILS DE DOPAGE NON UNIFORME ET L'IMPLANTATION IONIQUE :

IV - 1 - Intérêt des profils de dopage non uniformes .

La concentration d'impuretés dopantes N_D de la couche superficielle est un paramètre qui intervient dans toutes les expressions donnant les caractéristiques et les performances du MESFET dopé uniformément. Il est normal de penser qu'en modifiant localement la valeur de N_D , certaines performances peuvent être améliorées ainsi que certains éléments parasites nuisibles au bon fonctionnement du composant peuvent être minimisés .

On a vu par exemple qu'en surdopant la surface du transistor, on arrive à diminuer les résistances d'accès R_s et R_D .

On comprend donc l'intérêt considérable des profils de dopage non uniformes : ils introduisent un degré de liberté supplémentaire pour la recherche de composants optimisés .

Les solutions technologiques mises en place pour répondre à ce besoin sont principalement l'épitaxie par jets moléculaires et l'implantation ionique.

IV - 2 - L'implantation ionique .

L'implantation ionique consiste à introduire des ions accélérés à des énergies importantes (entre 10 et 1000 Kev) dans un matériau récepteur soumis au bombardement de ces particules. L'ion incident suit un parcours non rectiligne dans le semiconducteur jusqu'au moment où la perte totale de son énergie initiale impose son immobilisation.

On distingue deux causes majeures pour expliquer la perte d'énergie d'un ion implanté dans la cible :

a) une interaction ou collision élastique entre l'ion en déplacement et les noyaux des atomes cibles . Lors de cette interaction, dite nucléaire, l'ion incident voit sa trajectoire modifiée et son énergie diminuée.

b) une interaction de type inélastique, appelée interaction électronique, contribue au freinage de l'ion incident.

En effet, le noyau de l'ion incident et celui de l'atome cible sont entourés d'un nuage d'électrons qui interagissent entre eux pour ralentir la particule incidente.

Le pouvoir d'arrêt total s'exprime par la somme suivante :

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{électronique}} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{nucléaire}} \quad (1-24)$$

"E" étant l'énergie de la particule en déplacement .

IV - 3- Répartition des impuretés implantées .

La théorie la plus élémentaire (théorie LSS) se contente de prévoir la distribution des ions implantés suivant la direction d'incidence du faisceau. On utilise pour cela la projection du parcours de l'ion selon cette direction. La distance d'arrêt la plus probable pour les particules correspond à la projection R_p . La distribution est ensuite caractérisée par l'écart type par rapport à la moyenne R_p et notée ΔR_p .

La concentration d'ions implantés est donc décrite par une fonction Gaussienne donnée par :

$$N_D(x) = \frac{D}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \exp \left[-\frac{(x - R_p)^2}{2 \Delta R_p^2} \right] \quad (1 - 25)$$

Où D est la dose par unité de surface d'atomes implantés.

Cette théorie à été élaborée pour des matériaux cibles amorphes. Or, dans un matériau cristallin comme le Ga As, on peut avoir un phénomène de canalisation suivant un des axes cristallographiques .

On empêche cette éventualité en décalant volontairement de quelques degrés, l'orientation, face au faisceau d'impuretés, de la surface du semiconducteur, dont le plan cristallographique est connu (dans le cas des MESFET, on choisit souvent l'orientation $\langle 100 \rangle$).

Une couche implantée dans un semiconducteur est électriquement inactive. Le bombardement ionique détruit en effet localement le réseau et crée de nombreux pièges et centres de recombinaison qui dégradent la mobilité et la durée de vie des porteurs . Aussi on a recours à un traitement thermique à haute température (800-950°C) pour guérir les défauts et réactiver les impuretés implantées. Or, il est bien connu que le Ga As se dégrade thermiquement dès 200°C, l'arsenic s'évapore du substrat créant ainsi des lacunes qui perturbent fortement les propriétés électriques de la couche superficielle. Cette dégradation peut être évitée par l'une des deux solutions suivantes [15] :

a) Recouvrir le substrat par un encapsulant solide (généralement du Si_3N_4) imperméable à l'arsenic et au gallium empêchant ainsi toute évaporation.

b) Effectuer le recuit en présence d'une pression partielle d'arsine de manière à conserver l'équilibre stoechiométrique du cristal ($\text{As/Ga} = 1$). Cette technique a pour avantage d'éviter les étapes technologiques liées au dépôt sous vide et à l'attaque chimique de l'encapsulant.

Le dopant le plus utilisé, pour la réalisation des couches actives des MESFET Ga As, est le silicium (isotopes 28 ou 29). En effet, sa pénétration dans le Ga As peut devenir importante car c'est un atome léger. Toujours à cause de sa faible masse, il provoque peu de perturbations et n'a pas besoin d'être implanté à chaud comme le sénélium par exemple, qui est beaucoup plus lourd, de plus son activation électrique est satisfaisante.

IV - 4 - L'implantation ionique à travers une épaisseur de matériau inerte :

Pour certaines applications, il peut être avantageux de disposer de concentration d'impuretés allant en diminuant depuis la surface du composant, jusque vers le fond de la couche implantée. Il faut donc, dans ce cas, supprimer la partie croissante de la gaussienne comme indiqué sur la figure 11.

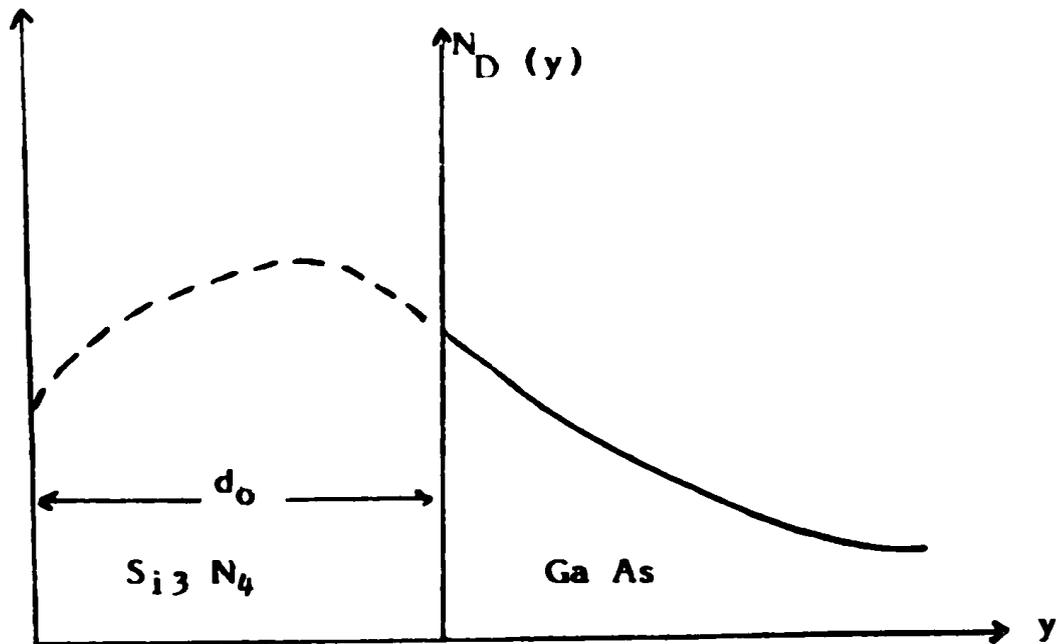


Fig .11 : Implantation à travers une épaisseur d_0 de matériau inerte .

Il existe alors deux solutions pour parvenir à ce résultat :

a) Réaliser l'implantation sur un substrat Ga As, puis décaper par une attaque chimique, une épaisseur d_0 du semiconducteur .

b) Recouvrir le Ga As d'une couche d'épaisseur d_0 du matériau inerte comme le nitrure de silicium Si_3N_4 , réaliser l'implantation à travers, puis supprimer le nitrure devenu inutile

La première solution est plus délicate que la deuxième, car il faut contrôler exactement l'épaisseur de Ga As à retirer et cela risque de dégrader l'état de surface du dispositif entraînant un handicap lors de la réalisation des contacts métal-semiconducteur du composant. De plus, la seconde solution permet d'utiliser la couche de nitrure à la fois pour contrôler l'épaisseur du Ga As implanté et en tant qu'encapsulant pour le recuit qui suit l'implantation .

IV - 5 - Les avantages et les inconvénients de l'implantation ionique :

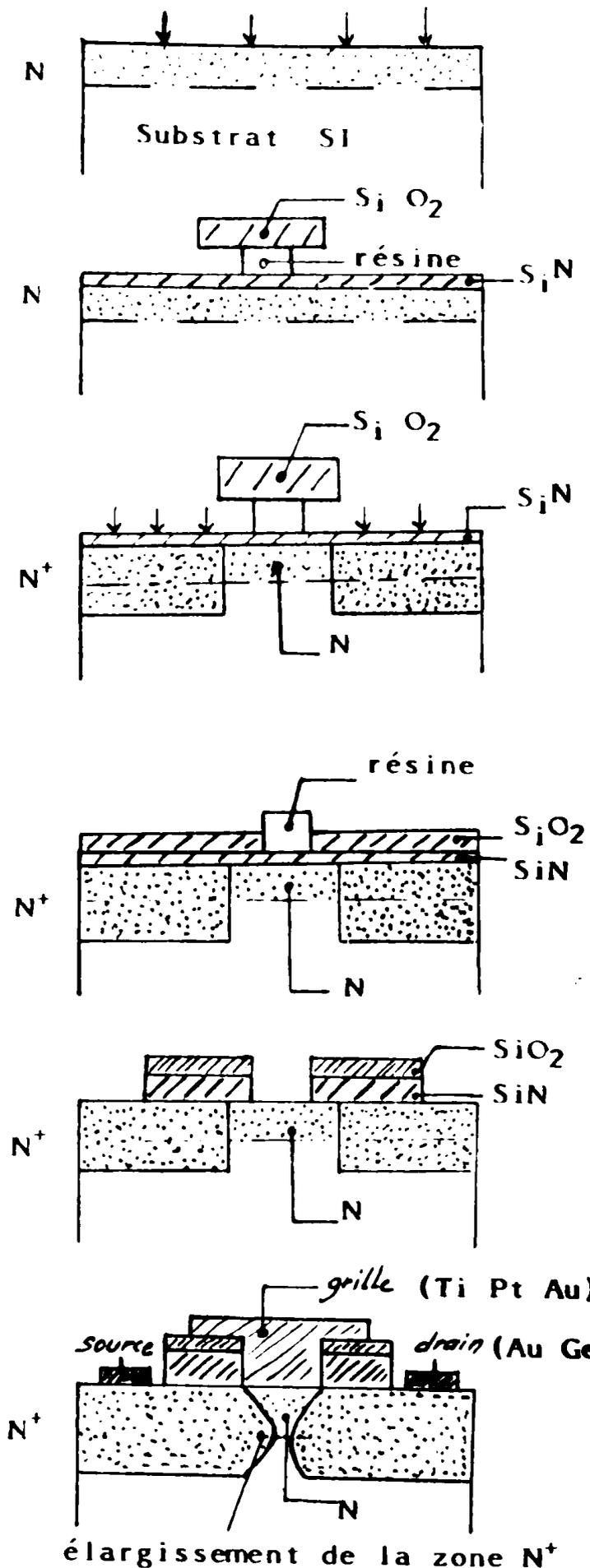
L'implantation ionique présente un inconvénient sérieux, provenant du fait que les propriétés de la couche conductrice ainsi créée sont fortement dépendantes des qualités du substrat qui doit être soigneusement sélectionné avec l'implantation.

Néanmoins, les avantages sont nombreux :

a) L'implantation ionique est un procédé "propre". En effet, on peut choisir avec cette technique jusqu'à l'isotope de l'élément dopant, une telle pureté est impossible d'obtenir avec les techniques d'épitaxie .

b) Il n'y a pas de traitement de longue durée en haute température, ce qui limite les phénomènes ayant trait à la diffusion des dopants ou à l'instabilité du Ga As à hautes températures .

c) L'implantation ionique permet de réaliser des structures planes, par implantation localisée. On peut ainsi se passer des impératifs imposés par la réalisation de structure "Mesa". De même, on peut obtenir des contacts ohmiques sur une couche N^+ et un contact de grille sur une couche N sans faire appel à une gravure de "Recess". C'est le cas de la technologie S.A.I.N.T. dont les principales étapes sont représentées sur la figure 12 [16].



Première implantation N

- Dépôt de SiN
- Dépôt puis gravure du film de résine et de SiO₂.

Deuxième implantation N⁺
(la silice servant de masque)

Dépôt de SiO₂ débordant les zones implantées N⁺

- Lift-off de la résine
- gravure de SiO₂ et SiN.

- Réalisation des contacts

Fig .12: Exemple de réalisation de structure plane par implantations localisées: La Technologie S.A.I.N.

V - DESCRIPTION DES PRINCIPAUX MODELES DE MESFET EXISTANTS :

De nombreux travaux ont été menés pour tenter de modéliser les MESFET, afin de simuler leurs performances électriques à partir des caractéristiques physiques. Ces travaux ont permis progressivement de clarifier la plupart des phénomènes physiques intervenant dans le fonctionnement du transistor .

On peut différencier les modèles selon les techniques de calcul utilisées pour résoudre les équations de base. C'est ainsi que l'on distingue [17] .

a) Les modèles qui sont basés sur une résolution analytique ou semi-analytique des équations fondamentales des porteurs de charge dans un semiconducteur.

b) Les modèles bidimensionnels classiques qui utilisent une résolution bidimensionnelle des équation fondamentales classiques des semiconducteurs.

c) Les modèles bidimensionnels particuliers qui sont basés sur l'utilisation des méthodes de calcul Monte-Carlo, .

On peut faire une dernière distinction entre les modèles prenant en compte les profils non uniformes et les autres .

V-1- Modèles à profils uniformes .

Il faut attribuer le premier essai, de modélisation à Shockley [3] dans son article qui a servi de référence à grand nombre de travaux.

Ce modèle contient un certain nombre d'hypothèses simplificatrices :

- La concentration du dopage dans la couche active était prise constante et égale à N_D .

- Le transistor considéré était intrinsèque, c'est-à-dire supposé sans résistances d'accès depuis les contacts ohmiques jusqu'à la grille ($R_S = R_D = 0$).

- sous la grille, la région était divisée en une zone entièrement vide de porteurs et un canal conducteur neutre (approximation abrupte).

- La vitesse des porteurs était supposée proportionnelle au champ électrique .

- Ce modèle introduisait l'approximation du "canal graduel ". Elle repose sur l'hypothèse que le gradient longitudinal du champ électrique, dans la zone de charge d'espace sous la grille, est négligeable comparé au gradient transversal. En conséquence, l'équation de Poisson s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \approx \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = - \frac{q}{\epsilon} N_D (x, y) \quad (1-26)$$

Ce modèle était un modèle analytique puisque basé sur une résolution analytique des équations fondamentales des porteurs dans le semiconducteur.

Plusieurs auteurs se sont inspirés des travaux de Shockley en essayant de les compléter par la prise en compte de l'ef-

fet de dépendance de la mobilité en fonction du champ électrique, des effets liés à la saturation de la vitesse en champ fort et l'influence de la zone de transition entre la zone dépleulée et le canal conducteur [18]. Grebene et Ghandi ont proposé une solution analytique pour l'équation de poisson bidimensionnelle dans la région à vitesse saturée. Cette approche a été utilisée par plusieurs auteurs dont Graffeuil [19] pour établir un modèle complet (statique, dynamique et bruit) du MESFET. Dans ces modèles, le profil de dopage dans la direction perpendiculaire à la grille est supposé uniforme .

V - 2 - Modèles spécifiques du MESFET à profil de dopage non uniforme.

Les développements des techniques de l'implantation ionique et des circuits intégrés ont accru la nécessité de disposer de type de simulation des performances électriques des MESFET pouvant prendre en compte un profil de dopage quelconque .

Aujourd'hui, il existe plusieurs et pour les comparer, ils sont regroupés en deux grandes catégories :

- Celle des modèles numériques .
- Et celle des modèles analytiques .

V - 2 - 1 - Les modèles numériques :

La miniaturisation croissante des composants en provoquant l'apparition de phénomènes bidimensionnels fait croître l'intérêt pour les modèles numériques qui seuls peuvent offrir

une approche rigoureuse. Parmi ceux-ci, les modèles particuliers bidimensionnels qui décrivent le parcours erratique d'un porteur soumis à divers interactions à l'intérieur du composant considéré comme un espace à deux dimensions sont les plus rigoureux et les plus précis .

Le traitement de tels problèmes est le plus souvent effectué par la méthode de Monte-Carlo. Malheureusement, ils nécessitent des temps de calcul importants et sont difficiles à mettre en oeuvre pour déterminer les éléments du schéma électrique équivalent du transistor.

D'autres modèles, basés sur un découpage de la zone active du composant en un grand nombre de tranches, ont eu plus de succès. Carnez et Al [17] ont découpé le MESFET verticalement et ils résolvent dans chaque tranche l'équation de Poisson, l'équation de continuité du courant, et l'équation de relaxation de l'énergie et du moment . Cette approche originale ne permet toutefois pas d'obtenir tous les éléments du schéma électrique équivalent du MESFET.

Le modèle de Higgins [20] est basé sur un découpage horizontal des régions non dépeuplées en porteurs. Son modèle utilise l'approximation de Grebene et Ghandi pour analyser la partie saturée du canal. Cependant ce modèle prend pour hypothèse que la vitesse de saturation est déterminée par la mobilité à champ faible μ_0 et par le champ électrique de seuil E_S , ainsi que cette vitesse est constante quelles que soient les caractéristiques physiques ou géométriques du composant, ce qui est inexact pour des transistors à grille submicronique [21].

Pour tenir compte d'une zone de transition de Debye, et des effets de dynamique non stationnaire, Higgins et Al [22] ont proposé une seconde version de leur modèle. Les relations entre vitesse et énergie, déterminées par la résolution des équations de relaxation de l'énergie et du moment, font de ce modèle le plus rigoureux existant à ce jour.

V-2 - 2 - Les modèles analytiques :

Les premiers travaux modélisant complètement le comportement d'un MESFET à profil de dopage implanté ont été proposés par Taylor et Al [23], qui se sont intéressés à des profils exclusivement Gaussiens. Ils ont opté pour une approche purement analytique. Malgré toutes les simplifications faites, les expressions obtenues pour ce modèle analytique sont d'une grande complexité. De plus cette modélisation est adaptée à des MESFET réalisés sur le silicium. Ce modèle ignore complètement le phénomène de saturation de la vitesse des porteurs qui est la base du fonctionnement des MESFET Ga As de petites dimensions.

Plus tard, Shur et Al [24] ont proposé un modèle en s'aidant de certaines approximations telles que l'hypothèse d'un champ électrique longitudinal constant dans le canal. De plus, ils considèrent deux régions de fonctionnement pour le MESFET Ga As. Le premier dans lequel la saturation du courant drain-source est due à la saturation de la vitesse des porteurs. Dans le second régime, ils supposent que la saturation du courant est due avant tout au pincement du canal.

Les travaux de Hariu [25] doivent être cités car cet auteur est le premier à suggérer l'existence de zones dépeuplées sous les surfaces interélectrodes du composant, de part et d'autre de la grille. Ces zones dépeuplées sont dues aux états de surface dans le Ga As qui créent une hauteur de barrière naturelle pratiquement égale à celle causée par le dépôt d'un métal.

Enfin, les derniers travaux publiés par chen et shur [26] font état d'un modèle prenant en compte l'effet de l'interface substrat-zone active .

Cette jonction est traitée de manière analogue à une jonction PN, en prenant une densité effective N_A^* d'accepteurs dans le substrat.

Ce modèle n'est pas tout à fait valable pour les profils de dopage quelconque .

V - CONCLUSION DU PREMIER CHAPITRE :

L'objet de ce premier chapitre était de présenter complètement le transistor à effet de champ métal-semi-conducteur (MESFET) sur arséniure de gallium .

Les régions principales du composant, la couche active, le contact Schottky de grille et les contacts ohmiques de source et de drain, ont été décrites en détail et les notions théoriques de base ont été à chaque fois rappelées.

L'autre élément primordial du MESFET, le substrat semi-isolant, a été plus détaillé car c'est le point le plus important à maîtriser pour un meilleur contrôle et une amélioration des performances du composant. En effet, la diminution des dimensions géométriques - longueur de grille, épaisseur de la couche active- augmente l'influence du substrat sur les caractéristiques du transistor.

Les MESFET les plus performants, isolés, ou intégrés dans un circuit monolithique sont aujourd'hui réalisés à partir de l'implantation d'impuretés dopantes dans le substrat semi-isolant . De plus, cette technique est la plus couramment employée pour réaliser les transistors à profils de dopage non uniforme .

CHA P I T R E . II .

CHAPITRE .II .

ÉTUDE DE LA DIODE SCHOTTKY EN RÉGIME STATIQUE :

I . INTRODUCTION :

L'étude du contact Schottky est abordée ici à partir de l'équation de transport en régime permanent pour étudier la polarisation en direct et en inverse, après avoir brièvement rappelé l'effet Schottky . La méthode d'analyse évoquée permet d'obtenir des équations simples et exactes de la répartition du champ électrique dans le semi-conducteur.

Le champ électrique étant connu, l'ensemble des caractéristiques de la diode (profondeur de la zone dépeuplée à l'avalanche, épaisseur de la zone d'avalanche.....) se calculent aisément. Les caractéristiques de la diode avec les deux types de porteurs se déduisent de cette analyse par symétrie [27].

11- FFET SCHOTTKY :

Considérons le contact métal / semi-conducteur suivant :

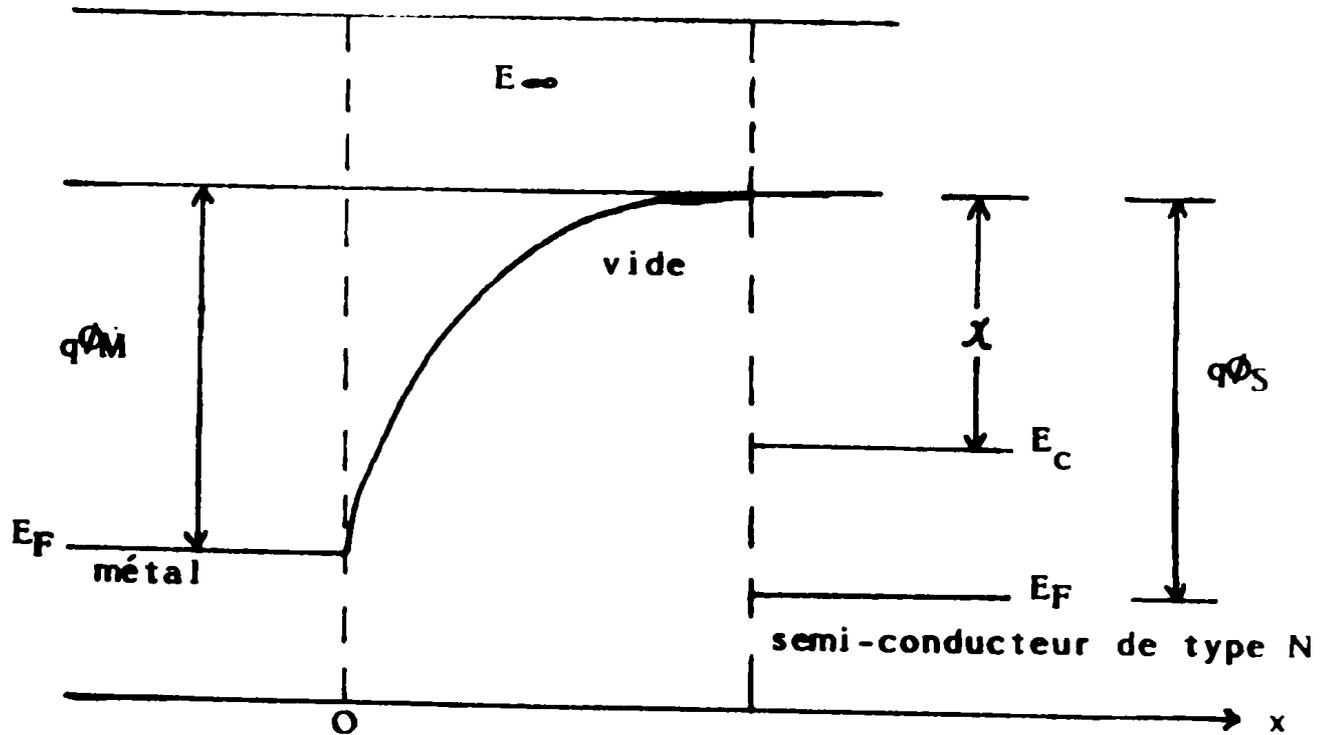


Fig : 13

Où : $q\phi_M$: Représente l'énergie moyenne que devra posséder un électron pour sortir du métal. C'est une caractéristique du métal .

$q\phi_S$: Est le travail de sortie du semi-conducteur ,

χ : Est l'affinité électronique .

$q\chi$: Représente le travail que l'on fournit pour extraire un électron du cristal.

L'effet Schottky est la force image induisant un abaissement de l'énergie potentielle pour l'émission des porteurs de charge quand un champ électrique est appliqué .

11.1. Abaissement de la hauteur de barrière par l'effet de force image :

11.1.1. Force image :

Considérons le fig 14 : deux milieux électriques ① et ② de constantes diélectriques respectives ϵ_1 et ϵ_2 séparés par un plan π . On choisit un axe Ox normal à ce plan et ayant son origine dans ce plan. Une zone de charge d'espace vide de porteurs libres s'étend dans le milieu ② entre le plan π et un plan parallèle et équipotentiel d'abscisse $x = l$; au delà de cette zone, le milieu ② est conducteur .

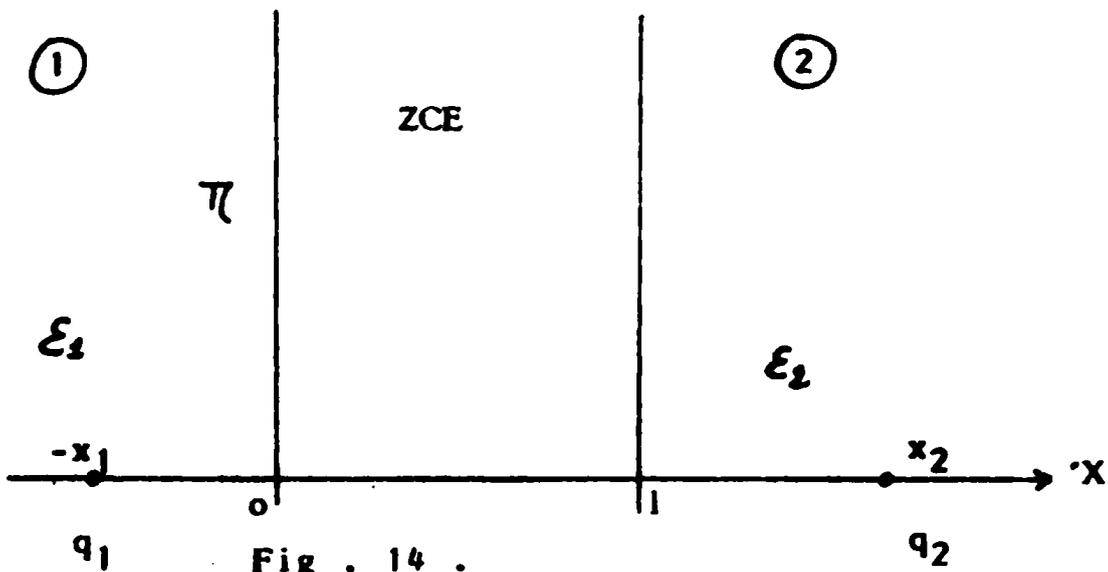


Fig . 14 .

Lorsqu'une charge q_1 est placée dans le milieu ① à l'abscisse $(-x_1)$, elle induit dans le milieu ② une charge image $q_2 = -q_1 \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right)^2$ située à l'abscisse $x_2 = 2l + \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) x_1$. Cette charge subit donc, de la part de q_2 une force attractive dite " force image " dont le module est donné par :

$$f = \frac{q_1^2}{16 \pi \epsilon_0 \epsilon_1 \left[x_1 + 2l \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right) \right]^2} \quad (2-1)$$

11.1.2. Effet de force image dans le système métal-semiconducteur :

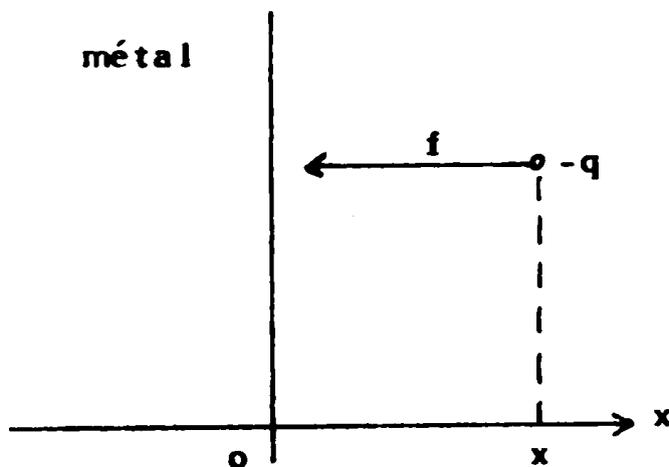


Fig : 15.

Considérons tout d'abord un électron situé dans le semiconducteur. On néglige la pénétration de la zone de charge d'espace dans le métal. Le plan d'abscisse $x = l$ est donc l'équipotentielle au-delà de laquelle le métal est conducteur.

Un électron situé à l'abscisse x dans le semiconducteur, induit une charge image positive dans le métal et subit de la part de celle-ci une force attractive de module .

$$f = \frac{q^2}{16 \pi \epsilon_0 \epsilon_x x^2} = \frac{q^2}{16 \pi \epsilon x^2} \quad (2.2)$$

L'existence de cette force modifie le diagramme énergétique puisque le niveau du vide pour l'électron, devient égal au niveau du vide à l'infini diminué du travail de la force f depuis l'infini jusqu'au plan d'abscisse x .

$$E_0(x) = E_0(\infty) - \int_{-\infty}^x (-f) dx$$

$$E_0(x) = E_0(\infty) - \int_{-\infty}^x \frac{q^2}{16\pi\epsilon x^2} dx = E_0(\infty) - \frac{q^2}{16\pi\epsilon x} \quad (2.3)$$

Lorsque l'électron est placé dans la zone de charge d'espace du semiconducteur il est soumis, de surcroît, au champ électrostatique de charge d'espace $\mathcal{E}(x)$.

Pour un semiconducteur de type N, ce champ est dirigé vers le métal. Le niveau du vide pour l'électron suit alors la loi :

$$E_0(x) = E_0(\infty) - \frac{q^2}{16\pi\epsilon x} - q \int_{-\infty}^x \mathcal{E}(x) dx \quad (2.4)$$

L'énergie potentielle totale résultante en présence de ce champ est donnée par :

$$E(x) = \frac{q^2}{16\pi\epsilon x} + q \mathcal{E} \cdot x \quad (2.5)$$

L'énergie de l'électron dans le semiconducteur, c'est-à-dire sensiblement l'énergie du bas de la bande de conduction suit donc la même loi (fig 16.a). Dans ces conditions l'électron " voit " un potentiel de barrière qui suit la loi $\Psi'(x)$ tel que :

$$\Psi'(x) = \Psi(x) + \frac{q}{16 \pi \epsilon x} \quad (2.6).$$

Où $\Psi(x)$ est le potentiel initial de zone de charge d'espace, compte tenu de l'effet image (fig 16 b).

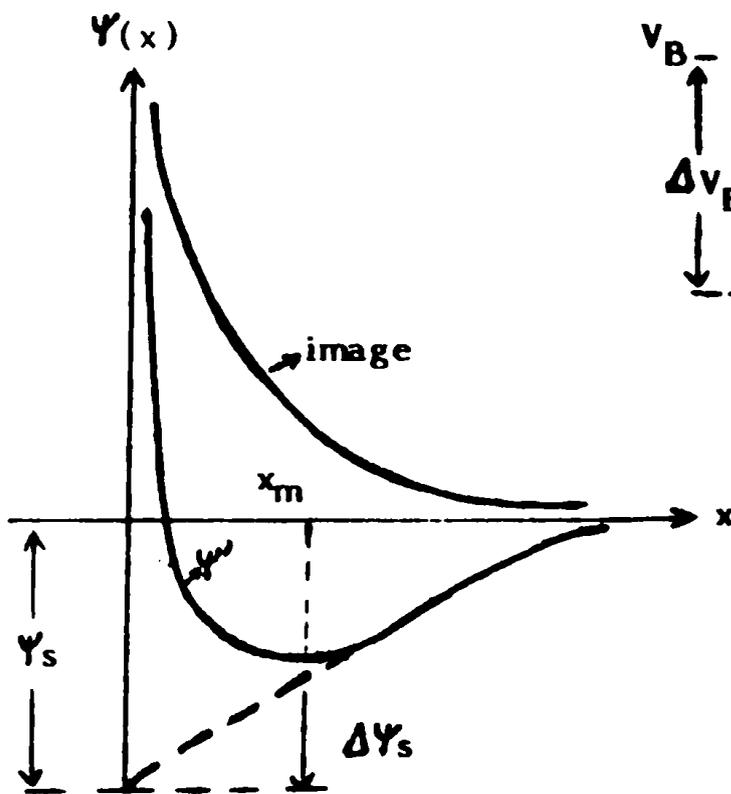


Fig : 16 .a.

Potentiels

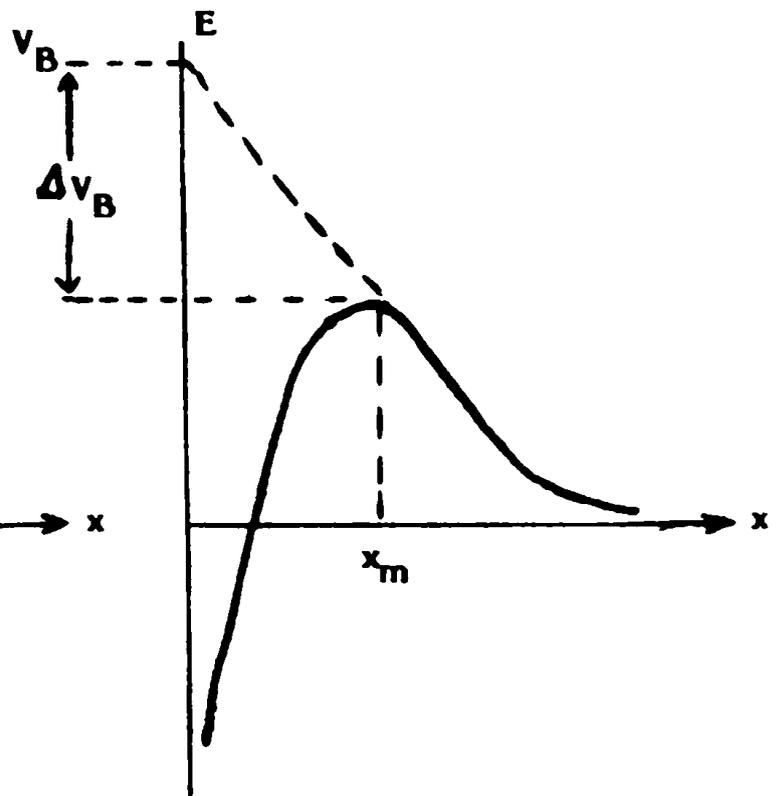


Fig: 16. b.

énergies

Formes des courbes obtenues pour la barrière de potentiel .

La forme des courbes obtenues pour la barrière de potentiel montre que celle-ci passe par un maximum dans le plan d'abscisse x_m pour lequel la force exercée sur l'électron est nulle, c'est - à - dire .

$$\frac{-q^2}{16\pi\epsilon x_m^2} - q \mathcal{E}(x) = 0. \quad (2.7)$$

Les valeurs trouvées pour x_m sont généralement très petites (devant l'épaisseur totale de barrière) et le module du champ électrique de charge d'espace est très voisin de sa valeur maximum \mathcal{E}_m prise en $x = 0$.

$$\mathcal{E}(x_m) \approx \mathcal{E}(0) = - \mathcal{E}_m$$

On obtien ainsi :

$$x_m^2 = \frac{q}{16 \pi \epsilon \mathcal{E}_m} \quad \text{d'où} \quad x_m = \frac{1}{4} \left(\frac{q}{\pi \epsilon \mathcal{E}_m} \right)^{1/2} \quad (2.8)$$

D'où, à la même approximation .

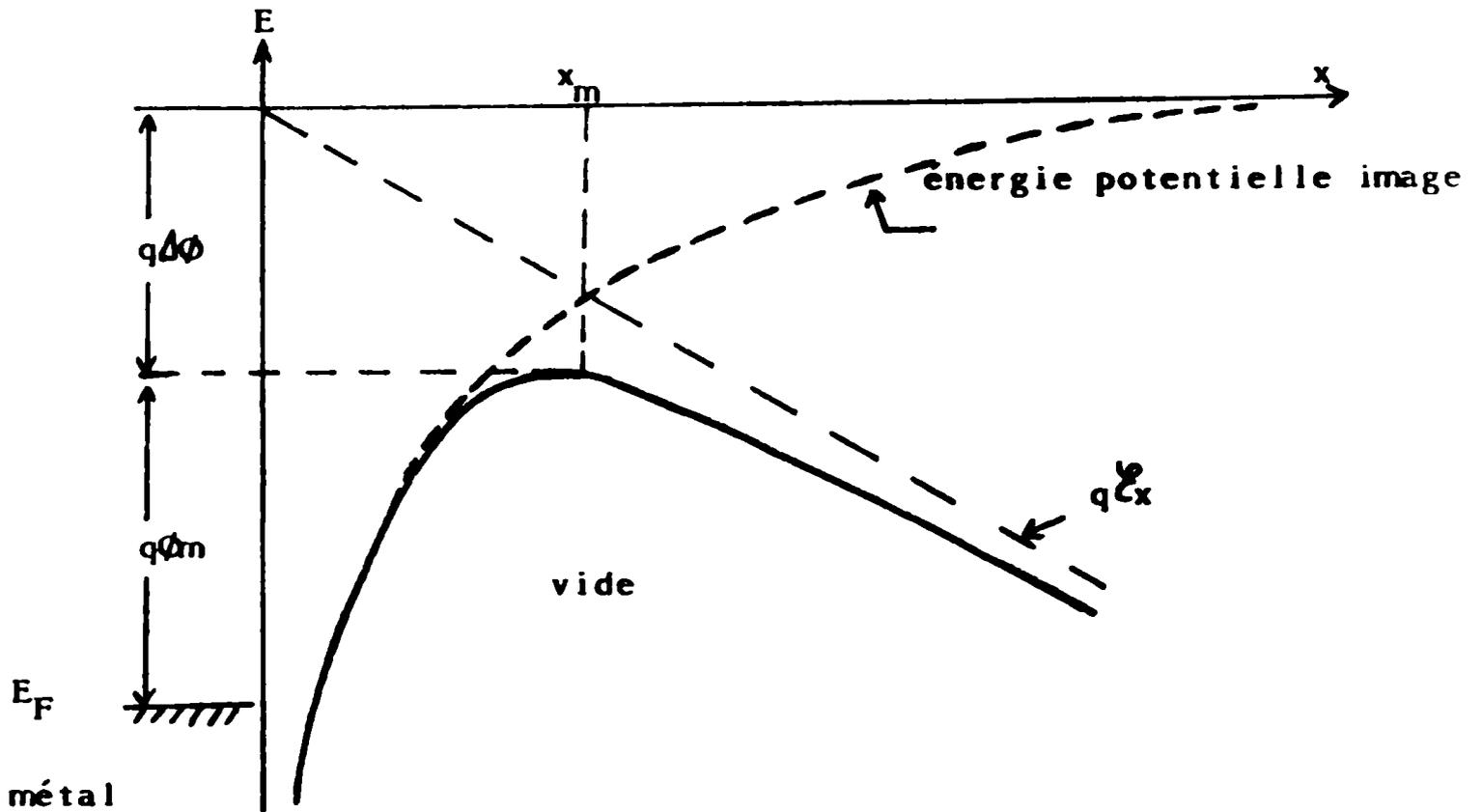
$$\Psi'(x_m) = \Psi(0) + \left(\frac{q}{16 \pi \epsilon} \right)^{1/2} \mathcal{E}_m^{1/2} \quad (2.9)$$

La force image provoque un abaissement de la barrière ΔV_B au point x_m tel que $\frac{d}{dx} [E(x)] = 0$. Cet abaissement est appelé effet Schottky et a pour valeur :

$$\Delta V_B = \left(\frac{q}{16 \pi \epsilon} \right)^{1/2} \epsilon_m^{1/2} \quad (2.10)$$

Où $E_B = \frac{q^{3/2}}{(16 \pi \epsilon)^{1/2}} \epsilon_m^{1/2} \quad (2.11)$

Le diagramme de bande d'énergie entre la surface d'un métal et le vide se présente comme suit :



Fif .17 : Influence de la force image et du champ électrique sur la hauteur de la barrière de potentiel .

III - LES EQUATIONS FONDAMENTALES DU REGIME PERMANENT :

L'étude du contact Schottky à été élaborée par plusieurs auteurs , précisant divers mécanismes tels :

- L'effet des porteurs minoritaires .
- Les effets d'abaissement de la barrière par la force image .
- Les effets de la température .

Dans notre cas, l'étude est faite à partir de l'équation de transport en considérant un seul type de porteurs. Les effets de la force image sont négligés et le semiconducteur est supposé non dégénéré, dans de telles conditions, la statistique de BOLTZMANN est applicable .

L'équation générale de BOLTZMANN s'écrit :

$$m \frac{d \vec{v}}{dt} = q (\vec{E} + \vec{v} \wedge \vec{B}) - K T \frac{\vec{\text{grad}} \rho}{\rho} - K \vec{\text{grad}} T - m \frac{h^2}{2} \quad (2.12).$$

Lorsque les forces d'origine magnétique ainsi que tout gradient de température sont négligés, l'équation de transport devient :

$$m \frac{\vec{v}}{\sigma} = q \vec{E} - K T \frac{\vec{\text{grad}} \rho}{\rho} \quad (2.13)$$

$$\text{De plus on : } \Delta V = - \frac{\rho - \rho_0}{\epsilon} \quad (2.14)$$

Où ρ est la densité des porteurs mobiles et ρ_0 celle des charges fixes .

$$\text{or : } \text{div } \vec{J} = 0 \quad (2.15).$$

avec $\vec{J} = e \vec{v}$

Sachant que $\vec{E} = - \text{grad } V$ L'équation (2.13) devient .

$$m \frac{\vec{v}}{q\tau} = - \text{grad } (V + U_T \text{Log } |e|) \quad (2.16).$$

En posant $\phi = V + U_T \text{Log } |e| \quad (2.17).$

On obtient l'équation suivante .

$$m \frac{\vec{v}}{q\tau} = - \text{grad } \phi$$

Qui donne

$$\vec{v} = - \frac{q\tau}{m} \text{grad } \phi = - \mu \text{grad } \phi \quad (2.18).$$

avec $\mu = + \frac{q\tau}{m}$

ϕ est appelé pseudo potentiel de FERMI

L'intégration de l'équation (2.17) donne .

$$e = p_0 \exp \left(- \frac{V - \phi}{U_T} \right) \quad (2.19).$$

En remplaçant cette valeur dans les équations (2. 14) et (2.15) on obtient les deux équations linéaires suivantes :

$$\Delta V = - \frac{\rho_0}{\epsilon} \left[\exp \left(- \frac{V - \phi}{U_T} \right) - 1 \right] \quad (2.20).$$

$$\text{div} \left[\sigma_0 \exp \left(- \frac{V - \phi}{U_T} \right) \text{grad } \phi \right] = 0 \quad (2.21).$$

avec $\sigma_0 = \rho_0 \frac{q\tau}{m}$

L'équation (2.21) donne .

$$\sigma_0 \exp \left(- \frac{V-\phi}{U_T} \right) \vec{\text{grad}} \phi = - \vec{J} \quad (2.22).$$

Dans un milieu homogène (2.21) devient :

$$\Delta \phi \exp \left(- \frac{V-\phi}{U_T} \right) - \vec{\text{grad}} \phi \cdot \vec{\text{grad}} \left(\frac{V-\phi}{U_T} \right) \exp \left(- \frac{V-\phi}{U_T} \right) = 0$$

D'où :

$$\Delta \phi = \frac{1}{U_T} \vec{\text{grad}} \phi \cdot \vec{\text{grad}} \left(\frac{V-\phi}{U_T} \right) \quad (2.23)$$

Une équation non linéaire du second ordre en Ψ ($\Psi = V-\phi$) est obtenue en retranchant membre à membre (2.20) et (2.23).

$$\Delta \Psi = - \frac{p_0}{\epsilon} \left[\exp \left(- \frac{\Psi}{U_T} \right) - 1 \right] + \frac{J}{\sigma_0 U_T} \vec{\text{grad}} \Psi \exp \left(\frac{\Psi}{U_T} \right) \quad (2.4).$$

Le modèle au passage unidimensionnel donne :

$$\frac{d^2 \Psi}{dx^2} = - \frac{p_0}{\epsilon} \left[\exp \left(- \frac{\Psi}{U_T} \right) - 1 \right] + \frac{J}{\sigma_0 U_T} \frac{d\Psi}{dx} \exp \left(\frac{\Psi}{U_T} \right) \quad (2.25).$$

A partir de la relation (2.25) $\Psi(x)$ est obtenue par la méthode RUNGE-KUTTA d'ordre 3, avec les conditions aux limites suivantes .

$$\Psi(0) = V_B \quad V_B \text{ étant le potentiel de diffusion}$$

$$\Psi(w) = 0 \quad w \text{ étant la profondeur de la zone dépeuplée.}$$

La Fig .18 représente le diagramme des potentiels de la diode Schottky en polarisation directe et inverse .

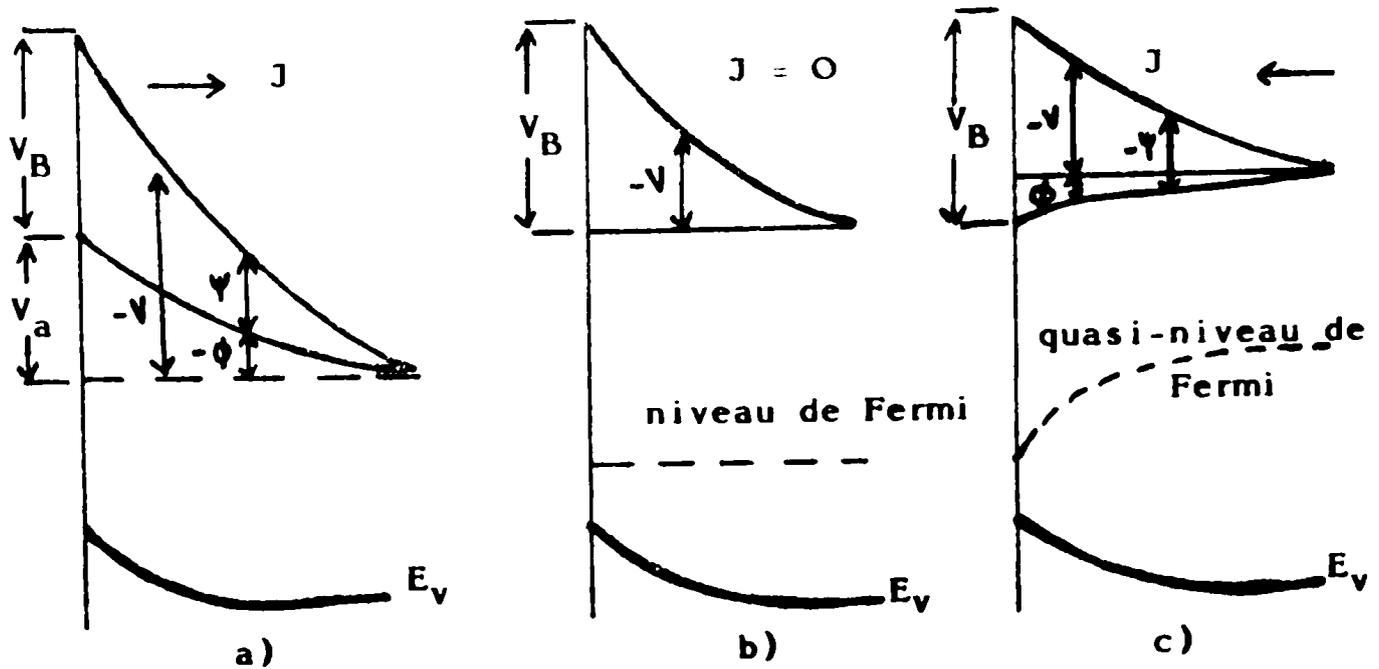


Fig.18 :

- a) polarisation en inverse .
- b) à l'équilibre .
- c) polarisation en directe

$\Psi(x)$ étant connue dans tout le semiconducteur, on en déduit alors,

$$\cdot \phi(x) = - \int_0^x \frac{J}{\sigma_0} \exp\left(-\frac{\Psi}{U_T}\right) dx .$$

$$\cdot p(x) = p_0 \exp\left[\left(-\frac{\Psi}{U_T}\right) - 1\right]$$

$$\cdot v(x) = \frac{J}{p(x)}$$

$$\cdot E(x) = -\frac{dV}{dx} = \frac{d\phi}{dx} - \frac{d\Psi}{dx} = \frac{J}{\sigma_0} \exp\left(-\frac{\Psi}{U_T}\right) - \frac{d\Psi}{dx}$$

Cet ensemble de résultats est obtenu en considérant le phénomène de conduction créé uniquement par un seul type de porteurs en l'occurrence les porteurs majoritaires . Cette hypothèse est en effet valable dans une barrière schottky, car le mécanisme de transport de charges est essentiellement un mécanisme de porteurs majoritaires .

IV - Détermination du champ électrique en présence des deux types de porteurs .

Le mécanisme de transport des charges lorsque les deux types de porteurs sont pris en compte et la détermination du champ électrique par une solution analytique ont été abordés par RHODERICK [28] .

soit un semiconducteur de type N.

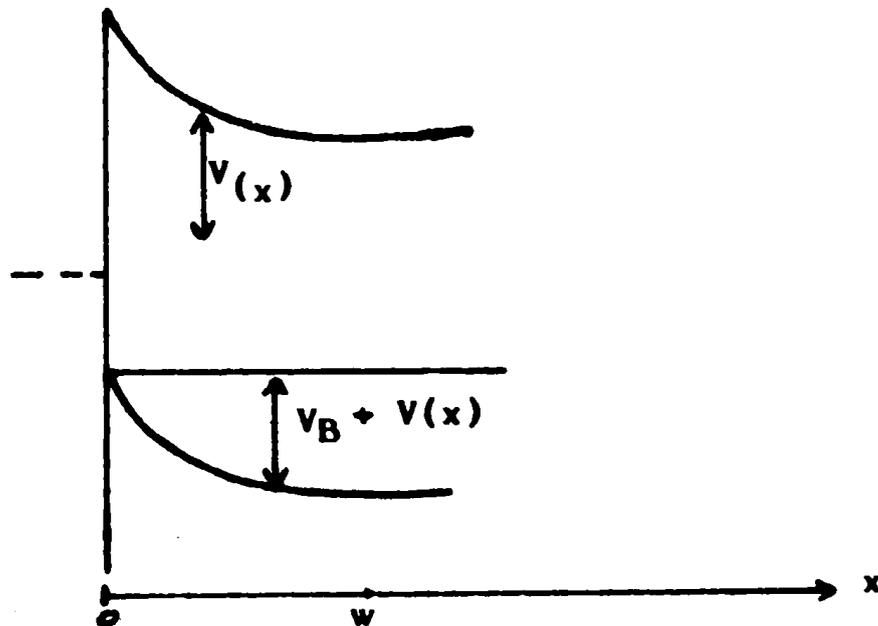


Fig . 19.

$V(x)$ est le potentiel électrostatique dans le semi-conducteur à une distance x de l'interface. V_B est le potentiel de diffusion.

Soit n_0 la densité d'électrons à l'équilibre à l'intérieur du semiconducteur et P_S la densité des trous immédiatement adjacents à l'interface. A une distance x de l'interface, la densité d'électrons et de trous dépendent de leur quasi-niveau de FERMİ respectif. Le quasi-niveau de FERMİ des électrons reste horizontal de part et d'autre de la zone dépeuplée. En supposant le semiconducteur non dégénéré, la concentration d'électrons dans la zone de charge d'espace est donnée par :

$$n = n_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (2.26)$$

Pour les trous, une hypothèse usuelle, justifiée par RHODERIK, est que le quasi-niveau de FERMİ des trous est horizontal de part et d'autre de la zone dépeuplée et coïncide avec le niveau de FERMİ dans le métal. Ainsi la concentration des trous est donnée par :

$$P = P_S \exp\left[-\frac{q(V + V_B)}{KT}\right] \quad (2.27)$$

à $x = 0$ on a $V_B = -\phi_S$ où ϕ_S est le potentiel de surface

La densité de charge nette est donnée par :

$$\rho = q(N_D + P - n) = q\left\{N_D + P_S \exp\left[-\frac{q(V + V_B)}{KT}\right] - n_0 \exp\left(\frac{qV}{kT}\right)\right\} \quad (2.28)$$

Où N_D est la concentration des donneurs.
L'équation de poisson donne :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon} \quad (2.29)$$

Posons $U = \frac{qV}{KT}$ et $F = - \frac{dU}{dx}$ (2.30).

Ce qui donne .

$$\frac{dF}{dx} = \frac{dF}{dU} \cdot \frac{dU}{dx} = - \frac{d^2U}{dx^2}$$

D'où $F \cdot \frac{dF}{dU} = \frac{d^2U}{dx^2}$ (2.31)

Comme $V = \frac{KT}{q} U$ alors :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{KT}{q} \cdot \frac{d^2U}{dx^2} = \frac{KT}{q} F \cdot \frac{dF}{dU} \quad (2.32)$$

L'équation de Poisson devient alors :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{KT}{q} F \cdot \frac{dF}{dU} = - \frac{q}{\epsilon} \left[N_D + P_s \exp (U_s - U) - n_0 \exp U \right] \quad (2.33)$$

avec $U_s = - \frac{q V_B}{KT} = q \frac{\phi_s}{KT}$: Valeur de U à la surface .

Soit $F \frac{dF}{dU} = - \frac{q^2}{\epsilon KT} \left[N_D + P_s \exp (U_s - U) - n_0 \exp U \right]$ (2.34)

en intégrant $F \frac{dF}{dU}$ de l'intérieur du semiconducteur à la surface on obtient:

$$\int_w^0 F \frac{dF}{dU} du = - \int_w^0 \frac{q^2}{\epsilon KT} \left[N_D + P_s \exp(U_s - U) - n_0 \exp U \right] du$$

Soit :

$$\frac{F^2}{2} \Big|_w^0 = - \frac{q^2}{\epsilon KT} \left\{ N_D U_s - P_s [1 - \exp U_s] - n_0 [\exp(U_s) - 1] \right\}$$

Comme $U(w) = \frac{KT}{q} V(w) = 0$ et $U(0) = U_s$

Nous avons :

$$F_s^2 - F^2(w) = - \frac{2q^2}{\epsilon KT} \left\{ N_D U_s - P_s [1 - \exp U_s] - n_0 [\exp(U_s) - 1] \right\} \quad (2.35).$$

Le champ électrique devient :

$$E(x) = - \frac{dV}{dx} = - \frac{KT}{q} \cdot \frac{dU}{dx} = \frac{KT}{q} F.$$

D'où :

$$E^2(x=0) = E_{Max}^2 = - \frac{2KT}{\epsilon} \left\{ N_D U_s - P_s [1 - \exp U_s] - n_0 [\exp(U_s) - 1] \right\} \quad (2.36).$$

Comme $V_B = - \frac{KT}{q} U_s$ et $n_0 \approx N_D$ (lorsqu'il y a ionisation complète des donneurs). Il en résulte que :

$$E_{Max}^2 = \frac{2q}{\epsilon} \left\{ N_D \left(V_B - \frac{KT}{q} \right) + P_s \frac{KT}{q} \left[1 - \exp\left(-q \frac{V_B}{KT}\right) \right] + \frac{KT}{q} N_D \exp\left(-q \frac{V_B}{KT}\right) \right\} \quad (2.37).$$

Habituellement $V_B \gg \frac{KT}{q}$ et P_s est négligeable, ce qui donne :

$$E_{\text{Max}}^2 = \frac{2q}{\epsilon} N_D \left(V_B - \frac{KT}{q} \right) \approx \frac{2q}{\epsilon} N_D \cdot V_B$$

V- Comparaison entre diode Schottky et jonction PN.

Dans le but de distinguer la différence de comportement des porteurs minoritaires dans le mécanisme de transport de charges, il semble nécessaire de comparer la diode Schottky de type N et une jonction PN ayant la même hauteur de barrière comme l'indique la fig . 20 .

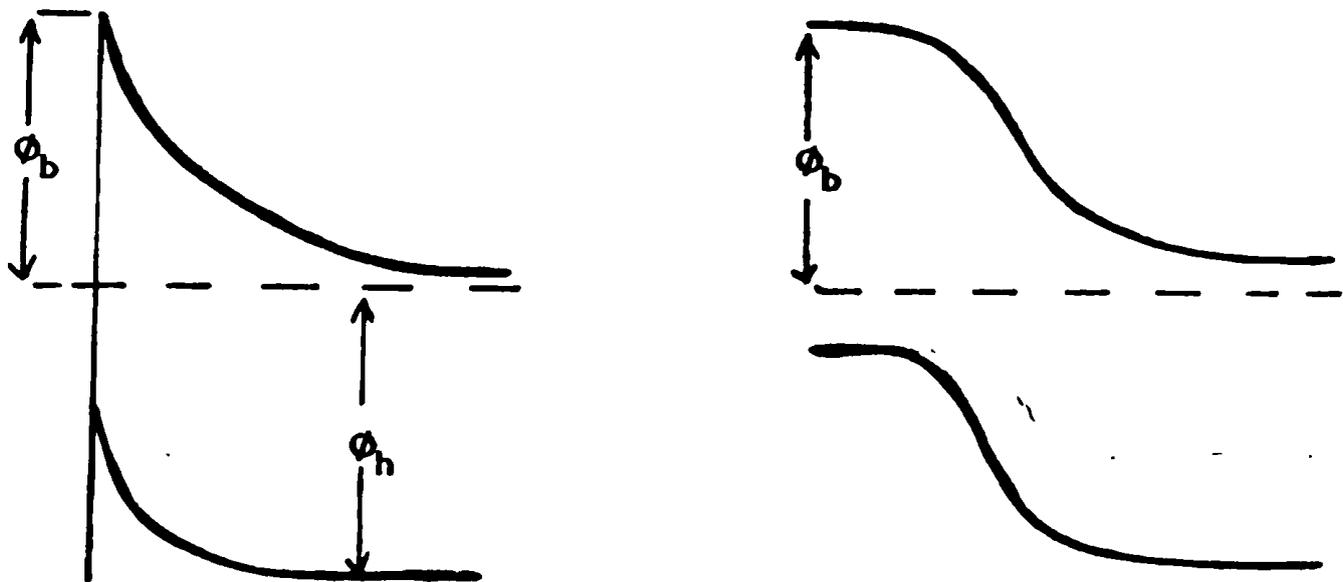


Fig .20

a) diode schottky

b) jonction PN

Le trait essentiel de la diode schottky est d'être un dispositif unipolaire, le courant est composé presque entièrement d'électrons, même si le semiconducteur est modérément dopé. Pour s'assurer que cela reste vrai pour la jonction PN, on suppose que cette dernière est faite avec la région P fortement dopée par rapport à la région N.

En supposant que le courant est transporté entièrement par les électrons la relation $I(V)$ sera de la forme :

$$J_{pn} = J_{opn} \left[\exp \left(\frac{qV}{nKT} \right) - 1 \right] \quad (2.38)$$

$$\text{avec } J_{opn} = \frac{qD_e N_c}{L_e} \exp \left(- q \frac{\phi_b}{KT} \right) \quad (2.39)$$

Où N_c : est la densité effective d'états dans la bande de conduction .

D_e : est la constante de diffusion des électrons .

L_e : La longueur de diffusion des électrons .

grâce à la théorie cinétique, qui donne $D_e = \frac{1}{3} \cdot \bar{v} \cdot l_e$

Où l_e est le libre parcours moyen des électrons dans la région P.

et \bar{v} leur vitesse moyenne .

D'autre part : $l_e = \bar{v} \cdot \tau_{ce}$: τ_{ce} est le temps de collision moyen

$l_e = \sqrt{D_e \cdot \tau_{re}}$: τ_{re} est la durée de vie des électrons dans la région P.

Avec ces notations la relation (2.39) devient :

$$J_{o\text{ pn}} = \frac{qN_c \bar{v}}{\left(\frac{3}{2} r_e\right)^{1/2}} \exp\left(-q \frac{\phi_b}{KT}\right) \quad (2.40)$$

Avec $r_e = \frac{\tau_{re}}{\tau_{ce}}$

Dans une diode Schottky, $I(V)$ est donné par la théorie de l'émission thermoionique :

$$J_s = J_{os} \left[\exp\left(q \frac{V}{nKT}\right) - 1 \right] \quad (2.41)$$

Avec $J_{os} = \left(q \frac{N_c \bar{v}}{4} \right) \cdot \exp\left(-q \frac{\phi_b}{KT}\right) \quad (2.42)$

D'où le rapport .

$$\frac{J_{os}}{J_{opn}} = \left(\frac{3}{2} r_e \right)^{1/2} \cong \sqrt{r_e}$$

Dans une jonction PN au silicium, une valeur typique de τ_{re} est autour de 10^{-6} s, tandis que τ_{ce} est de l'ordre de 10^{-13} s. Le rapport $\frac{J_{os}}{J_{opn}}$ est supérieur à 1000.

En conséquence nous pouvons dire que pour la même hauteur de barrière, la densité de courant dans une diode Schottky est mille fois plus importante que celle de la jonction PN. Pour un semiconducteur, tel le Ga As, le rapport est de l'ordre de 100.

Cependant en pratique, la hauteur de barrière d'une jonction Schottky est inférieure à celle d'une jonction PN pour le même semiconducteur, de ce fait le rapport J_{os} / J_{opn} devient encore plus important .

VI - Mesure des caractéristiques de la diode Schottky .

Des mesures $I (V)$ sur la diode grille-source du transistor MESFET, on déduit les caractéristiques statiques de la diode Schottky.

Le courant direct traversant la jonction métal-semiconducteur [29] est donné par la relation :

$$I = S_A^* T^2 \exp \left(-\frac{q \phi_{Bn}}{nKT} \right) \left[\exp \left(\frac{q V_G}{nKT} \right) - 1 \right] \quad (2.43).$$

S :étant l'aire de la métallisation de la grille .

A^* :La constante modifiée de RICHARDSON.

On déduit à température fixée, la valeur du courant de saturation.

$$I_s = S A^* T^2 \exp \left(- q \frac{\phi_{Bn}}{nKT} \right) \quad (2.44)$$

Les variations thermiques de ce courant de saturation permettent d'accéder au potentiel ϕ_{Bn} .

Le potentiel V_{bi} est relié à la hauteur de barrière par la relation :

$$V_{bi} = \phi_{Bn} - \phi_F \quad (2.45).$$

Où ϕ_F est le potentiel de Fermi du semiconducteur .

La figure 21 montre comment on détermine le facteur d'idéalité n , qui est la pente de la droite .

$$\ln I = \ln I_s + q \frac{V_G}{nKT} \quad (2.46)$$

Le courant de saturation I_s est l'extrapolation de cette droite à $V_G = 0$.

Les valeurs du facteur d'idéalité, du courant de saturation et du potentiel interne V_{bi} , à la température ambiante, sont données au tableau : 2.1.

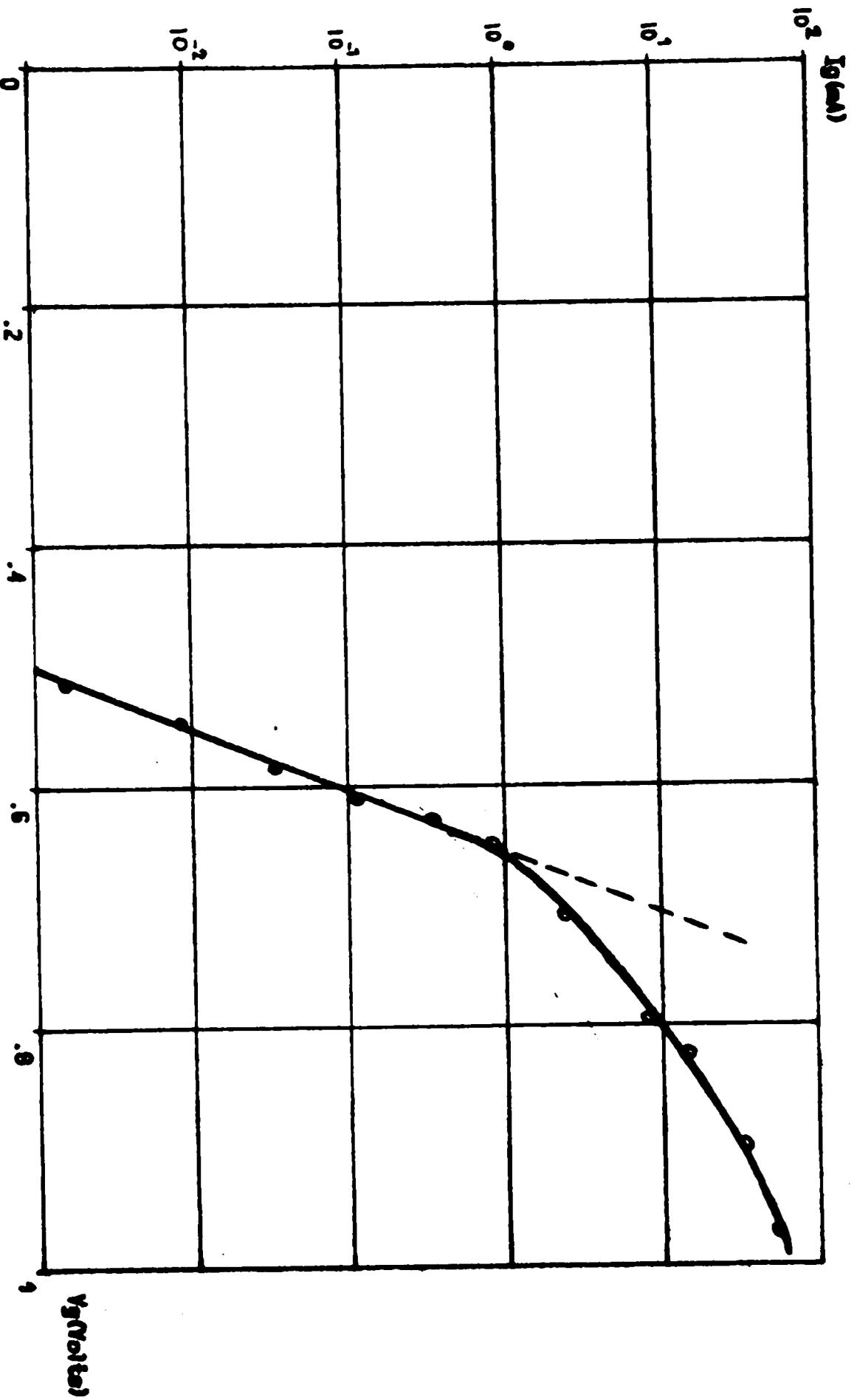


Fig. 21. a.

CARACTERISTIQUES $I_B(V)$ D'UNE DIODE SEMI-CONDUCTRICE DU TRANSISTOR CATI 36.C.63
Le facteur d'idéalité n est la pente de la droite en pointillé.

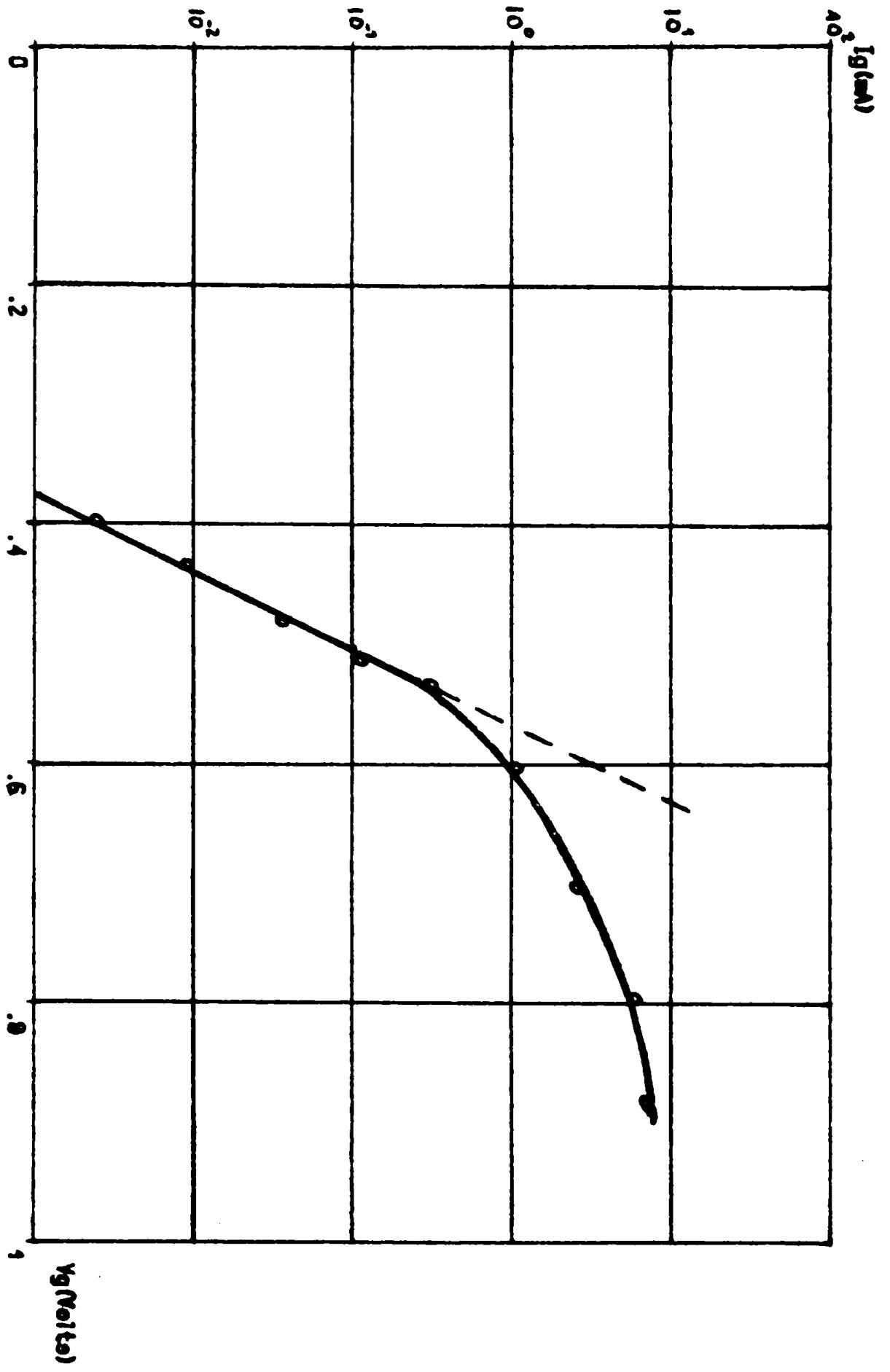


Fig. 21.b.

CARACTERISTIQUE $I_B(V)$ D'UNE DIODE SCWOTKY DU TRANSISTOR CAT1 A 67.
Le facteur d'idéalité n est la pente de la droite en pointillé.

Un exemple de variation du courant direct en fonction de la tension de grille est représenté en coordonnées semi-logarithmiques sur la fig 22. Les caractéristiques ont été relevées pour différentes valeurs de la température. Elles sont linéaires conformément à la relation (2.43), dès que la tension appliquée est supérieure au potentiel thermodynamique $\frac{KT}{q}$

L'extrapolation sur l'axe des ordonnées de la famille de droite obtenues par différentes températures, fournit la valeur du courant de saturation I_s .

Les valeurs de I_s reportées dans un diagramme $\log \frac{I_s}{T^2}$ en fonction de $\frac{1}{T}$ (T en $^{\circ}K$) donnent, comme l'indique la relation (2.44), une nouvelle droite, de laquelle, par mesure respective de l'ordonnée à l'origine et de la pente, on extrait les quantités SA^* et le potentiel de surface ϕ_{Bn} .

$$\phi_{Bn} = \frac{n KT}{q} \text{ Ln } \left(\frac{SA^* T^2}{I_s} \right) \quad (2.47).$$

Un exemple expérimental est tracé sur la figure 23 .

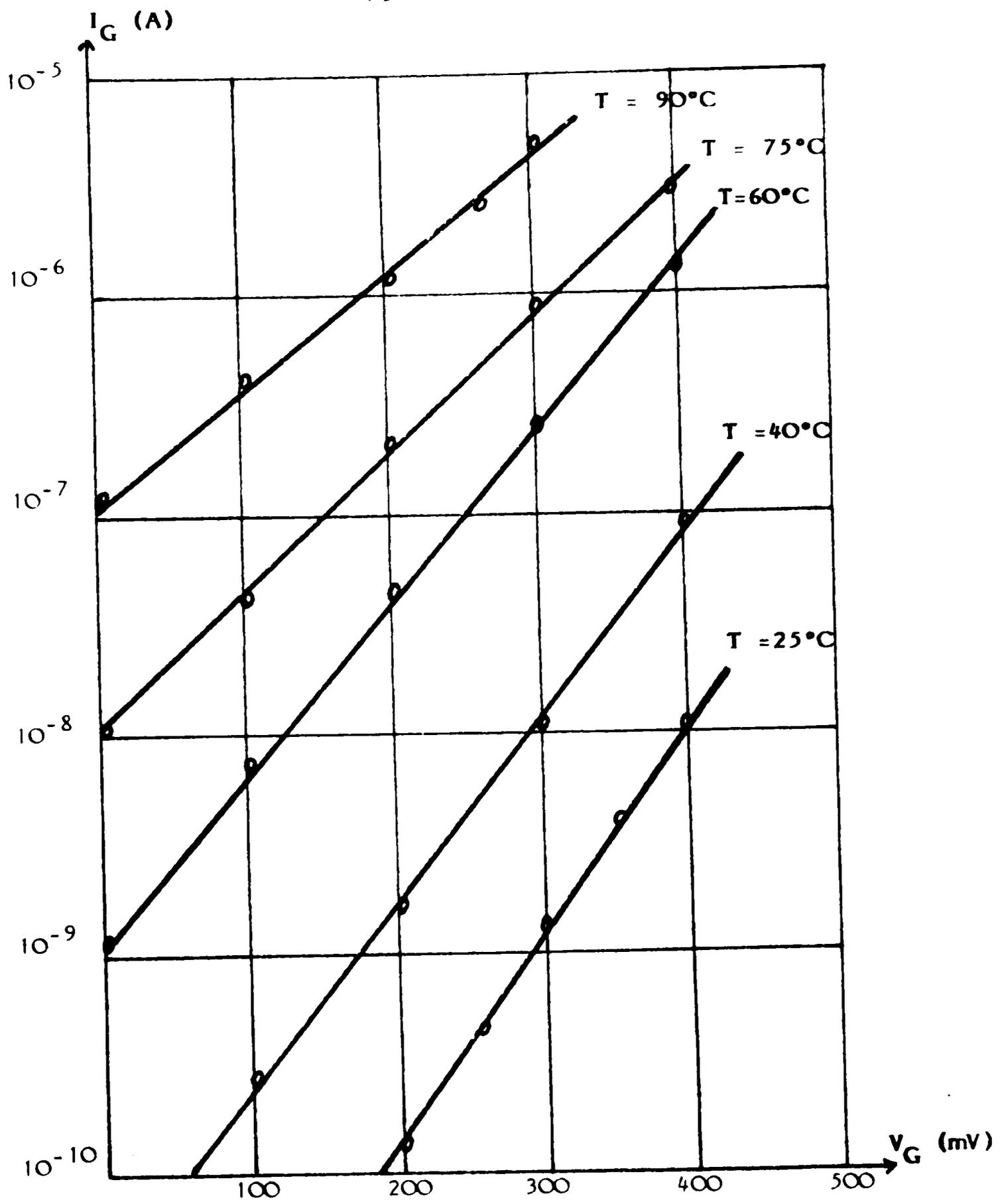


Fig.22.a: Caractéristique directe en fonction de la tension de grille. Transistor GAT1.36.C.63.

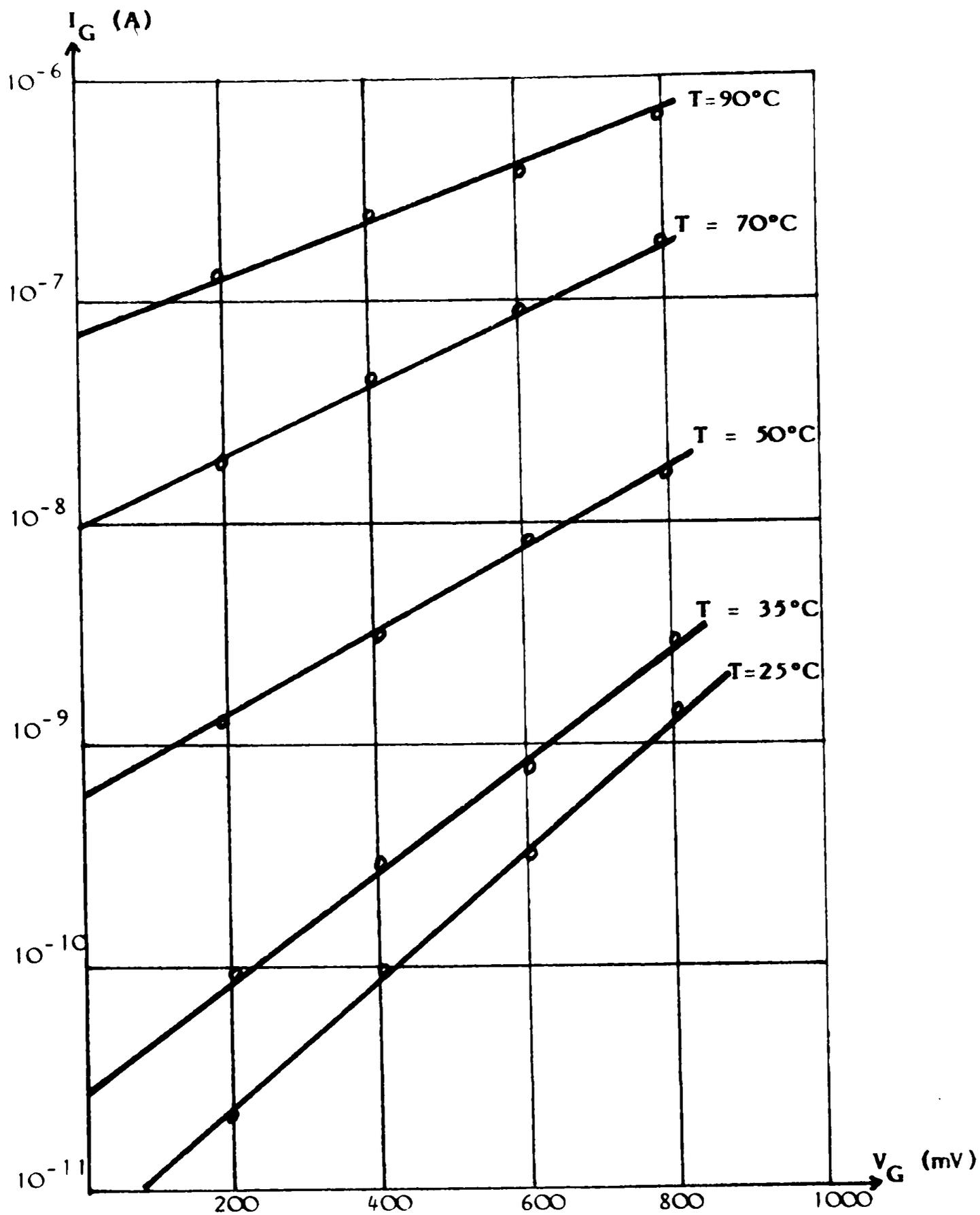


Fig.22.b: Caractéristique directe en fonction de la tension de grille. Transistor GAT1. A67.

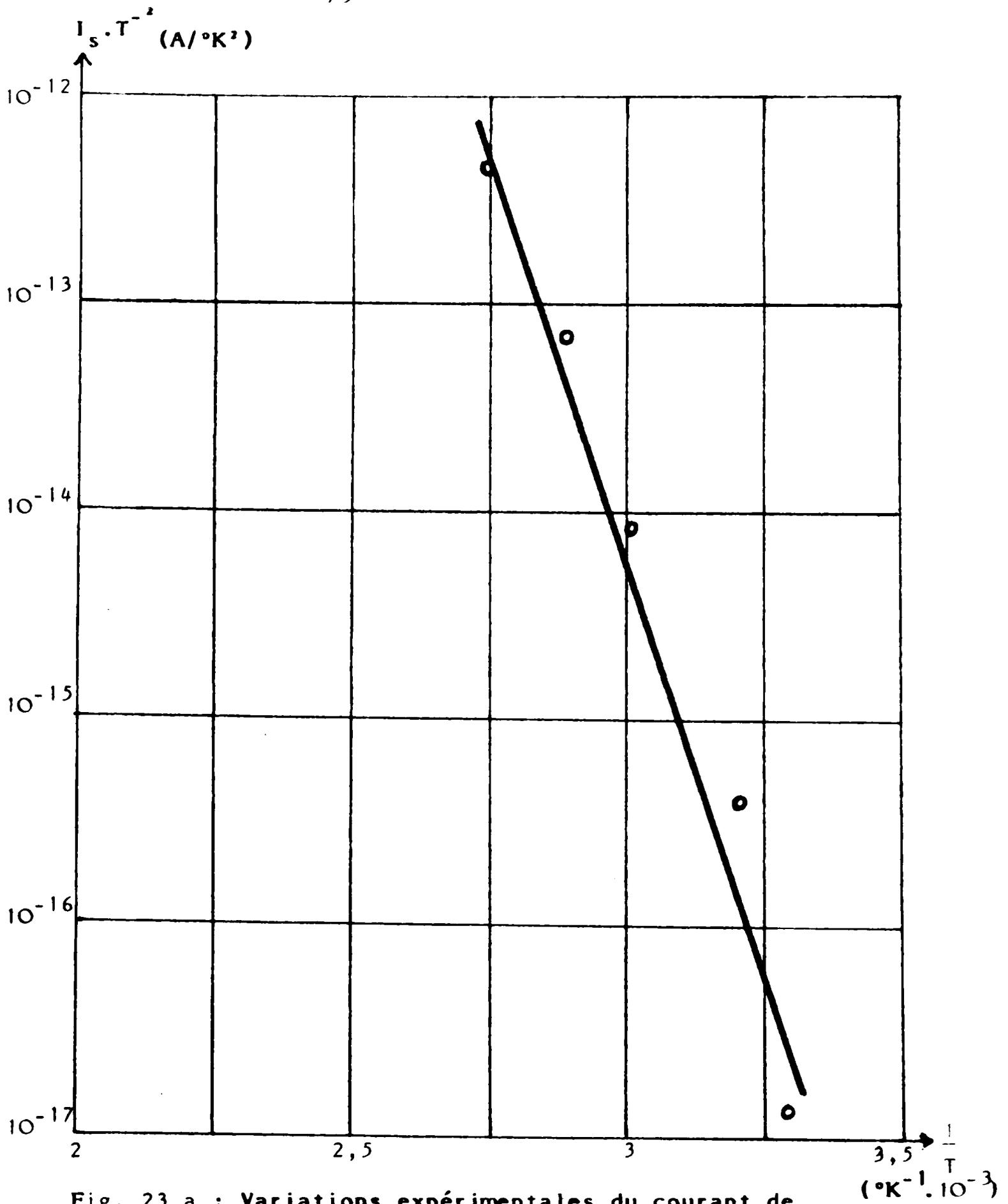


Fig. 23.a : Variations expérimentales du courant de saturation en fonction de la température. Transistor GAT1. 36.C.63.

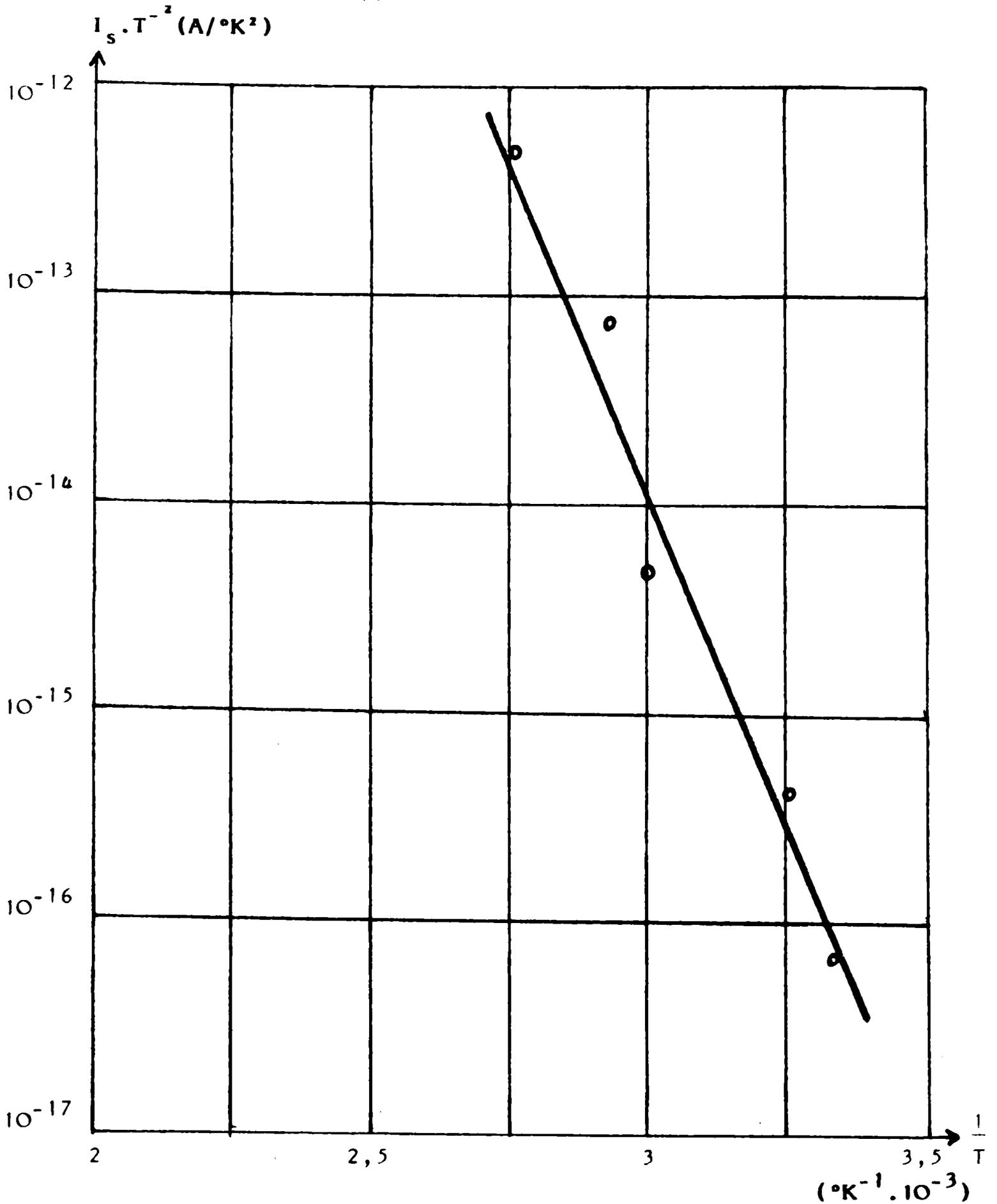


Fig.23.b: Variations expérimentales du courant de saturation en fonction de la température. Transistor GAT1. A67.

Transistor	n	I_s	V_{bi}
36.C.63	1,08	2,45 pA	0,772
A.67	1,12	0,32 nA	0,790

Tableau : 2

CONCLUSION DU DEUXIEME CHAPITRE

Au cours de ce chapitre, réservé à l'étude de la barrière Schottky de grille en régime statique, après une analyse des relations mathématiques, nous avons tracé expérimentalement les caractéristiques $I(V)$ et le courant de saturation pour diverses valeurs de la température. Les paramètres caractéristiques de la diode Schottky à savoir le facteur d'idéalité n , le potentiel interne V_{bi} , le courant de saturation I_s , le potentiel de surface ϕ_{bn} sont obtenus pour les deux types de transistors étudiés.

Les valeurs trouvées indiquent que les diodes Schottky de grille étudiées sont bonnes, c'est-à-dire qu'idéalement une diode Schottky doit présenter un facteur d'idéalité n compris entre 1 et 1,3.

CHAPITRE III

CHAPITRE III

Comportement du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky en régime statique .

III-1- ANALYSE DU REGIME NON SATURE OU ZONE OHMIQUE :

III-1-1- Equations de base .

Ce régime s'exerce dans la première région appelée zone non saturée ou zone ohmique. Dans ce cas le champ électrique longitudinal est en tous points inférieur à E_s , (E_s représente le champ longitudinal à partir duquel tous les électrons atteignent leur vitesse de saturation), le transistor fonctionne en régime unidimensionnel . L'ensemble des équations mathématiques faisant appel aux équations de Poisson et de la densité de courant ne peut être résolu rigoureusement, que par l'emploi de méthodes numériques. Néanmoins, on peut simplifier le problème en utilisant l'hypothèse du canal graduel, c'est-à-dire en supposant que le gradient du champ électrique longitudinal est négligeable devant le gradient transversal. Cette hypothèse de régime unidimensionnel est vérifiée lorsque la longueur de grille L est supérieure à l'épaisseur a de la couche active, condition généralement satisfaite dans les dispositifs habituels .

L'équation de Poisson devient alors dans la partie du canal non saturée :

$$\frac{\partial^2 U(x,y)}{\partial y^2} = - \frac{q}{\epsilon} n(y) \quad (3.1)$$

$U(x,y)$ représente la valeur du potentiel d'un point placé à la limite de la zone dépeuplée et de coordonnées (x,y) par rapport au bord de la métallisation de grille, côté source.

$\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{as}$ est la permittivité du Ga As ($\epsilon = 1,1 \cdot 10^{-10} \text{ F/m}$)

Si dans un premier temps, nous conservons l'approximation d'une zone de transition abrupte entre la région dépeuplée et la région quasi-neutre du canal, $n(y)$ devient :

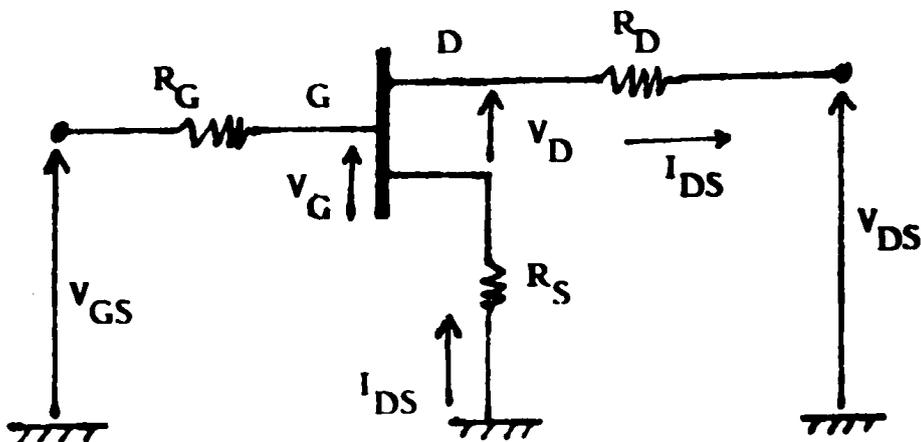
Soit $n(y) = 0$ dans la région neutre $0 < y < d(x)$.

Soit $n(y) = N_D(y)$ dans la région dépeuplée $y > d(x)$

Si $d(x)$ est l'épaisseur de la zone dépeuplée.

$$\text{Donc : } \frac{\partial^2 U(x,y)}{\partial y^2} = - \frac{q}{\epsilon} \cdot N_D(y) . \quad (3.2)$$

Toutes les équations auront pour référence les variables utilisées dans le schéma de la figure 24 .



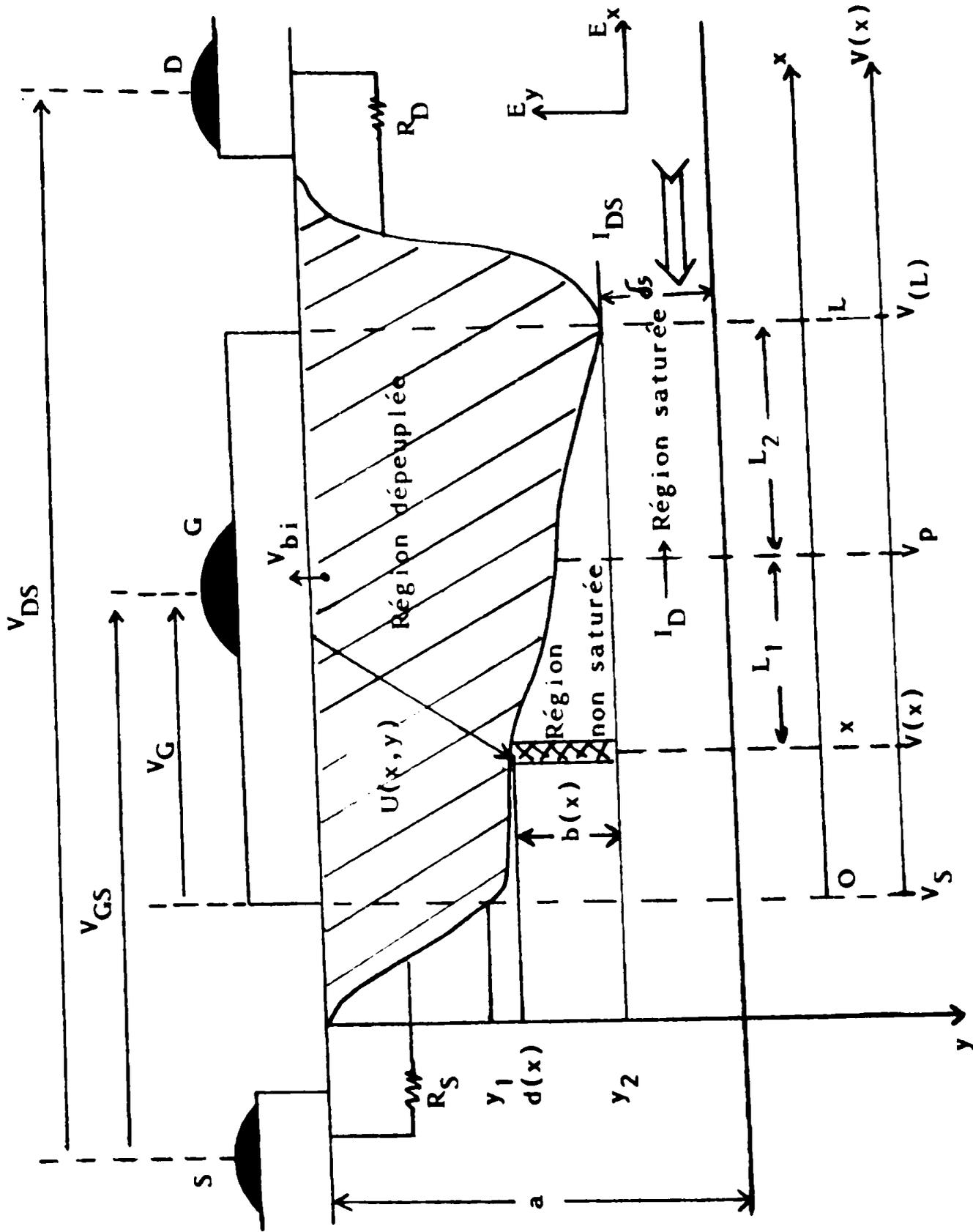


Fig 24: Régime unidimensionnel, définition des variables. partition du canal en deux régions .

Conformément au sens des potentiels de la figure 24. On obtient les équations suivantes :

$$U(x,y) = V_{bi} + V(x,y) + R_s \cdot I_{Ds} - V_{GS} \quad (3.3)$$

Le potentiel $V(x,y)$ est pris par rapport à l'abscisse $x = 0$ on pose :

$$V(0,y) = cte = V(0) = 0$$

Toujours d'après le sens des potentiels de la figure 24, on a :

$$V(L,y) = V(L) = V_{DS} - I_{Ds} (R_s + R_D) \quad (3.4).$$

$V(L) - V(0)$ représente la chute de tension dans le canal conducteur. Après une double intégration de l'équation de Poisson (3.2), on obtient :

$$U(x,y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{d(x)} y N_D(y) dy \quad (3.5)$$

Où $d(x)$ est l'épaisseur de la zone dépeuplée en l'abscisse x .

On note : $y_1 = d(0)$ l'épaisseur de la zone dépeuplée côté source
, $y_2 = d(L)$ l'épaisseur de la zone dépeuplée côté drain.

A partir des relations (3.3) et (3.5), on peut écrire les égalités suivantes :

$$\frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_1} y N_D(y) dy = V_{bi} + V(0) + R_s \cdot I_{Ds} - V_{GS} \quad (3.6)$$

$$\frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_2} y N_D (y) dy = V_{bi} + V(L) + R_S \cdot I_{DS} - V_{GS} \quad (3.7)$$

Par différence entre ces deux égalités, on obtient :

$$V(L) - V(0) = \frac{q}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_2} y N_D (y) dy \quad (3.8)$$

Donc la résolution de l'équation de Poisson nous amène finalement aux relations suivantes :

$$V_{bi} + R_S I_{DS} - V_{GS} = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_1} N_D (y) y dy \quad (3.9)$$

et

$$V_{DS} - I_{DS} \cdot (R_S + R_D) = \frac{q}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_2} N_D (y) y dy \quad (3.10)$$

Les équations sur les potentiels étant maintenant posées, nous nous intéressons au courant I_{DS} circulant du drain à la source, dans le canal conducteur sous la grille.

Rappelons d'abord que la grille étant polarisée en inverse, le courant de fuite correspondant est négligeable devant le courant de conduction des porteurs majoritaires dans le canal. Puisque la densité des porteurs libres est supposée égale à celle des impurétés N_D dans le canal conducteur, le courant à travers une section de la zone neutre du canal sous la grille centré en x est égale à

$$I_{DS} = q Z \int_{d(x)}^a V(E_{xy}) n (y) dy \quad (3.11).$$

Cette relation dérivée de la loi d'ohm suggère plusieurs commentaires :

- "a" est une valeur estimée de l'épaisseur de la zone active .En effet, pour un dopage effectué par implantation ionique, on ne peut pas établir de limite inférieure à la zone active. Au-delà de cette limite, on considère $N_D (y)$ négligeable . En pratique certains auteurs [30] choisissent "a" de telle façon que $n (a) = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et confèrent à cette valeur la même signification qu'une épaisseur de couche classique .

- E_{xy} est la valeur du champ électrique longitudinal à l'ordonnée y .

$$E_{xy} = \frac{dV (x,y)}{dx} \quad (3.12)$$

- En accord avec l'approximation abrupte, on suppose dans le canal que la densité de porteurs libres $n (y)$ est égale à $N_D (y)$.

En remplaçant $V(E_{xy})$ par son expression suivante :

$$V(E_{xy}) = \frac{E_{xy}}{1 + \frac{E_{xy}}{E_0}} \cdot \mu_0 (y) \quad (3.13)$$

On obtient .

$$I_{DS} = qZ \frac{E_{xy}}{1 + \frac{E_{xy}}{E_0}} \int_{d(x)}^a \mu_0 (y) N_D (y) dy \quad (3.14).$$

Ou encore :

$$I_{DS} \left[1 + \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dV(x,y)}{dx} \right] = qZ \frac{dV(x,y)}{dx} \int_{d(x)}^a \mu_0(y) N_D(y) dy \quad (3.15)$$

En intégrant cette relation sur toute la longueur du canal, depuis $x = 0$ jusqu'à $x = L$, on parvient à la relation suivante :

$$I_{DS} \cdot L + \frac{I_{DS}}{E_0} \int_0^L \frac{dV(x,y)}{dx} dx = qZ \int_0^L \frac{dV(x,y)}{dx} \left[\int_{d(x)}^a \mu_0(y) N_D(y) dy \right] dx \quad (3.16)$$

Le premier terme de la relation (3.16) est :

$$I_{DS} \cdot \left[L + \frac{V(L) - V(0)}{E_0} \right] \quad (3.17)$$

Pour calculer le second terme, il faut remarquer que, compte tenu de la relation (3.3), les gradients selon y des potentiels $U(x,y)$ et $V(x,y)$ sont égaux :

$$\frac{dV(x,y)}{dx} = \frac{dV(x,y)}{dy} \frac{dy}{dx} = \frac{dU(x,y)}{dy} \frac{dy}{dx} \quad (3.18)$$

Ceci nous permet de changer la variable pour l'intégration du second terme qui devient :

$$qZ \int_{d(0)}^{d(L)} \frac{dU(x,y)}{dy} \left[\int_{d(x)}^a \mu_0(y') N_D(y') dy' \right] dy \quad (3.19)$$

Dans ce terme, $d(x)$ est égal à la profondeur y , variable de l'intégrale totale ($d(0)=y_1$ et $d(L)=y_2$). En remplaçant $U(x,y)$ et $V(L)-V(0)$ par leurs expressions respectives (3,5) et (3,8), on obtient :

$$I_{DS} \left[L + \frac{q}{\epsilon E_0} \int_{y_1}^{y_2} y N_D(y) dy = \frac{q^2 z}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_2} \left[\int_y^a \mu_0(y') N_D(y') dy' \right] y N_D(y) dy \right. \quad (3.20)$$

En résumé, l'ensemble des trois équations régissant le fonctionnement en régime non saturé du transistor et liant les potentiels externes aux caractéristiques du canal sous la grille est donc le suivant :

$$V_{bi} + R_S \cdot I_{DS} - V_{GS} = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_1} N_D(y) y dy \quad (3.9)$$

$$V_{DS} - I_{DS} (R_S + R_D) = \frac{q}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_2} N_D(y) y dy \quad (3.10)$$

$$I_{DS} \left[L + \frac{V_{DS} - I_{DS} (R_S + R_D)}{E_0} \right] = \frac{q^2 z}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_2} \left[\int_y^a \mu_0(y') N_D(y') dy' \right] N_D(y) y dy. \quad (3.21)$$

Ces trois équations représentent un système de trois équations à trois inconnues (y_1, y_2 et I_{DS}) dont la résolution ne présente aucune difficulté particulière: L'intégration est effectuée numériquement par la méthode de Simpson [31]

III-1-2- **T**ension de pincement et tension de seuil .

La tension de pincement est déterminée en régime ohmique pour une faible tension V_{DS} -Elle correspond au potentiel $W(x,y)$ nécessaire pour dépeupler entièrement la couche active. Dans ce cas elle est donnée par.

$$V_p = \frac{q}{\epsilon} \int_0^a y N_D (y) dy \quad (3.22).$$

L'équation (3.9) dans laquelle $I_{DS} = 0$ conduit alors à :

$$V_p = V_{bi} - V_{GS}$$

La tension de seuil, V_T , est la tension V_{GS} effectivement appliquée sur la grille pour obtenir le pincement. Donc V_p et V_T sont reliées par :

$$V_p = V_{bi} - V_T \quad (3.23)$$

On voit que la valeur de V_T ne dépend que de l'altitude du profil de dopage et la hauteur de barrière de la diode Schottky .

III-1-3- fonctionnement à très faible V_{DS} .

Un cas particulier du régime ohmique est le fonctionnement à très faible V_{DS} lorsque les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ sont linéaires .On peut considérer dans ces conditions que la charge d'espace sous la grille garde la même épaisseur tout au long du canal, c'est-à-dire que les dimensions y_1 et y_2 sont égales .

De plus pour une tension V_{DS} de l'ordre de 10mV, les courants I_{DS} sont en général inférieurs au milliampère et il devient possible de négliger dans l'équation (3.9) la quantité $R_S I_{DS}$ devant $V_{bi} - V_{GS}$ ($R_S I_{DS} \ll V_{bi} - V_{GS}$). De même $V(L)$ est toujours bien inférieure à $V_{bi} - V_{GS}$ ($V(L) \ll V_{bi} - V_{GS}$). Sachant que $V(L)$ est la borne supérieure du potentiel $V(x)$ sous la grille, on déduit que $V(x) \ll V_{bi} - V_{GS}$ quelque soit x . Par conséquent l'équation (3.9) devient .

$$V_{bi} - V_{GS} = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{y_1} N_D(y) y dy \quad (3.24)$$

L'équation (3.19) peut aussi s'exprimer sous la forme

$$I_{DS} \cdot L + I_{DS} \cdot \frac{V(L)}{E_0} = q^2 \int_0^{V(L)} \left[\int_{d(x)}^a \mu_0(y') N_D(y') dy' \right] dV \quad (3.25)$$

Soit en négligeant $\frac{V(L)}{E_0}$ devant L .

$$\frac{V_{DS}}{I_{DS}} = \frac{L}{qZ \int_{d(x)}^a \mu_0(y) N_D(y) dy} + (R_S + R_D) \quad (3.26)$$

III-1-4: Calcul du courant .

Le courant circulant dans le canal est calculé en supposant constant le dopage N_D , et abrupte la transition entre la zone déserte sous la grille et le canal conducteur.

On néglige dans un premier temps les zones d'accès ainsi que les effets de bord de la zone de charge d'espace . Le MESFET considéré est normalement conducteur, c'est-à-dire qu'un courant drain peut circuler même en l'absence de polarisation grille .

La résolution, à la position x , de l'équation de Poisson unidimensionnelle selon la direction y , permet de calculer l'extension de la zone de charge d'espace $W(x)$,

$$W(x) = \left[2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_{as}}{q N_D} (V(x) + V_{bi} - V_{GS}) \right]^{1/2} \quad (3.27)$$

La couche active est entièrement désertée lorsque $W(x)=a$, la valeur de $V(x) + V_{bi} - V_{GS}$ qui lui correspond, est le potentiel de pincement V_p et s'écrit :

$$V_p = \frac{q N_D a^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{as}} \quad (3.28)$$

Dans la direction x , le long du canal conducteur, la densité de courant $j(x)$ est donnée par :

$$j(x) = \sigma E_x(x) = q N_D \mu E_x(x) \quad (3.29)$$

Le courant drain I_{DS} s'écrit :

$$I_{DS} = q N_D \mu \frac{dV(x)}{dx} [a - W(x)] Z. \quad (3.30)$$

En remplaçant $W(x)$ par sa valeur dans l'expression de I_{DS} , il vient .

$$I_{DS} = q^2 \mu N_D a \left\{ 1 - \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{as}}{q a^2 N_D} (V(x) + V_{bi} - V_{GS}) \right]^{1/2} \right\} \frac{dV(x)}{dx} \quad (3.31).$$

En introduisant V_p on obtien :

$$I_{DS} = q N_D \mu Z a \left\{ 1 - \left[\frac{V(x) + V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right]^{1/2} \right\} \frac{dV(x)}{dx} \quad (3.32).$$

III-1-5- Expression du courant à champ électrique faible :

Si la tension drain-source appliquée est faible devant la valeur absolue de V_{GS} , $W(x)$ est pratiquement indépendante de x et la tension à appliquer sur la grille pour que la zone dépeuplée occupe toute la couche active est appelée tension de seuil V_T et vaut :

$$V_T = V_{bi} - V_p = V_{bi} - \left(\frac{q N_D a^2}{2 \epsilon \epsilon_0} \right) \quad (3.33)$$

L'expression (3.32) s'écrit pour $V_{DS} \ll V_{GS}$:

$$I_{DS} = q N_D \mu_0 Z a \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right] \frac{dV(x)}{dx} \quad (3.34)$$

En intégrant le long du canal, il vient :

$$\int_0^L I_{DS} dx = q N_D \mu_0 Z a \int_0^{V_{DS}} \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right] dV(x) \quad (3.35).$$

D'où l'expression de I_{DS} .

$$I_{DS} = q N_D \mu_0 \frac{Za}{L} \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right] V_{DS} \quad (3.36).$$

En appelant $G_0 = q N_D \mu_0 \frac{Za}{L}$, la conductance maximale de la couche donnée, on aura,

$$I_{DS} = G_0 \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right] V_{DS} \quad (3.37)$$

Pour une tension grille donnée, le courant varie linéairement avec la tension V_{DS} appliquée, ceci correspond à la tranche de courbe dans la zone non saturée.

La conductance G du canal est définie par :

$$G = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V} \right|_{V_{GS} = \text{cte}} \quad (3.38).$$

Dans la région linéaire, G est donnée par l'expression :

$$G = G_0 \left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (3.39).$$

Soit

$$G = G_0 \left\{ 1 - \left[\frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{as}}{q N_D a^2} (V_{bi} - V_{GS}) \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (3.40)$$

Quand on augmente la tension de grille, la conductance diminue jusqu'à ce que, pour une certaine valeur de cette tension, elle tend vers zéro. Cette tension est appelée tension de blocage et elle correspond à la polarisation inverse qu'on doit appliquer à la jonction de grille pour désertier la totalité de la région du canal .

III-1-6- Expression du courant avant saturation :

Si la tension drain augmente pour devenir comparable au légèrement supérieure à $V_{bi} - V_{GS}$, l'expression du courant s'obtient en intégrant l'équation (3.32).

$$I_{DS} = G_0 \left\{ V_{DS} - \frac{2}{3 \sqrt{V_p}} \left[(V_{DS} + V_{bi} - V_{GS})^{3/2} - (V_{bi} - V_{GS})^{3/2} \right] \right\} \quad (3.41)$$

Cette relation est valable pour des valeurs de tension $V_{DS} < V_{GS} - V_T$ pour lesquelles le canal conducteur existe. Au-delà de cette frontière, on aborde le régime de saturation.

III-1-7- Détermination des paramètres de la relation courant-tension:

a- Mesure du potentiel V_{bi} et de V_T .

Le potentiel V_{bi} à été déterminé au chapitre II , sa valeur est de l'ordre de 0,8 V à la température ambiante .

Les caractéristiques courant-drain-tension grille à faibles tensions V_{DS} sont linéaires et concourent à la valeur $V_G = V_T$ (figure 25), ce qui permet de mesurer d'une façon précise cette tension de seuil .

$$V_G = V_T$$

b) Mesure de G_o , R_S et R_D .

Lorsque le transistor fonctionne en régime bas niveau, on peut écrire (Si l'on reste dans le cadre de l'approximation abrupte), à partir de la relation (3.41).

$$I_{DS} = G_o \left[V_{DS} - (R_S + R_D) I_{DS} \right] \left[1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_T}} \right] \quad (3.42).$$

$V_{DS} \rightarrow 0$

$$\text{En posant } X = 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_G}{V_{bi} - V_T}} \quad (3.43)$$

On obtient l'expression de la résistance de sortie

$$R_{dso} = \frac{V_{DS}}{I_{DS}} = \frac{1}{G_o} \cdot \frac{1}{X} + (R_S + R_D) \quad (3.44).$$

Pour des valeurs de la tension grille comprise entre zéro et V_T , la caractéristique $R_{dso} \left(\frac{1}{X} \right)$ est une droite (relation 3.44) dont la pente est égale à $1/G_o$, ce qui conduit à une méthode de détermination de la conductance du canal G_o .

L'ordonnée à l'origine de cette droite fournit la somme des résistances d'accès $(R_S + R_D)$. Figure 26.

Afin de déterminer les valeurs respectives de R_S et R_D , on effectue une mesure en polarisation directe dans deux cas successivement .

i) La source portée à la masse et le drain étant déconnecté, on relève la pente de la caractéristique $I_G (V_{GS})$ pour un courant I_G donné .

$$\frac{\Delta I_G}{\Delta V_{GS}} \Bigg|_{I_G} = \frac{1}{R_x + R_S}$$

R_x étant un terme dû à la métallisation de grille et à la jonction Schottky .

ii) Le drain à la masse, la source déconnectée, il vient pour le même courant I_G :

$$\frac{\Delta I_G}{\Delta V_{GD}} \Bigg|_{I_G} = \frac{1}{R_x + R_D}$$

Ainsi le terme $\left[\frac{V_{GD} (I_G) - V_{GS} (I_G)}{I_G} \right]$ permet d'accéder à la valeur $(R_D - R_S)$.

Connaissant $(R_S + R_D)$ et $(R_D - R_S)$ on en tire facilement R_D et R_S .

c) Mesure de la mobilité μ_0 et du dopage N_D .

Sur la base des relations vues précédemment :

$$G_0 = q N_D \mu_0 Z \cdot \frac{a}{L} \quad \text{et} \quad V_T = V_{bi} - q \frac{N_D a^2}{2 \epsilon_0 \epsilon_{as}}$$

on déduit .

$$N_D = \frac{2 \epsilon_0 \epsilon_{as} (V_{bi} - V_T)}{q a^2} \quad (3.45)$$

V_{bi} et V_T déterminés précédemment et l'épaisseur a déduite des profils fournis par le constructeur.

En injectant la valeur de N_D dans la relation de G_0 , on obtient .

$$G_0 = 2 \epsilon_0 \epsilon_{as} \mu_0 \frac{Z}{a.L} (V_{bi} - V_T) \quad (3.46)$$

D'où l'expression de la mobilité à champ nul .

$$\mu_0 = \frac{G_0}{2 \epsilon_0 \epsilon_{as} (V_{bi} - V_T)} \cdot \frac{a.L}{Z} \quad (3.47)$$

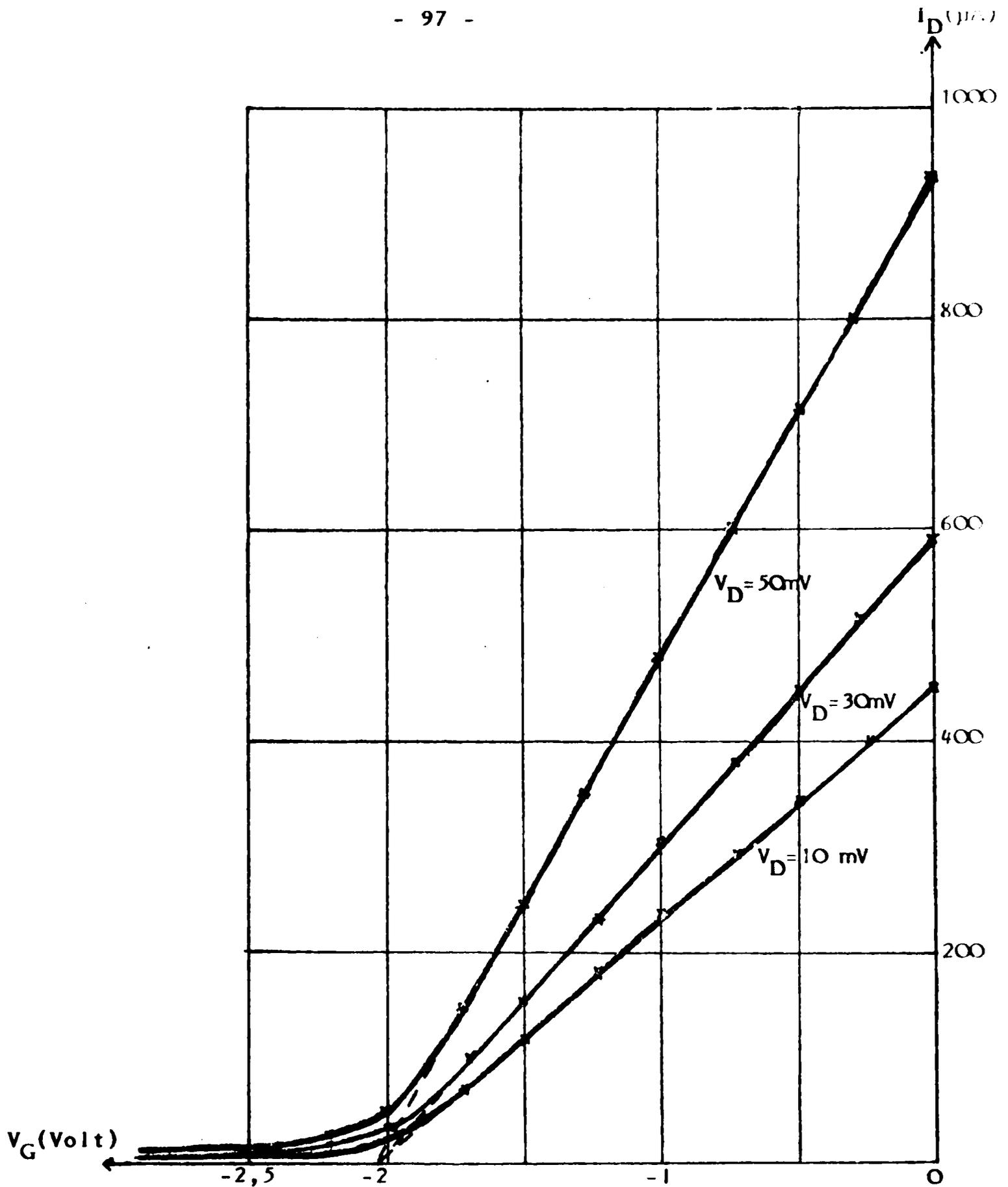


Fig 25 a : Exemple de caractéristiques $I_D (V_G)$ à faible tension drain-source. Détermination du seuil V_T . Transistor GAT 1.36.C.63.

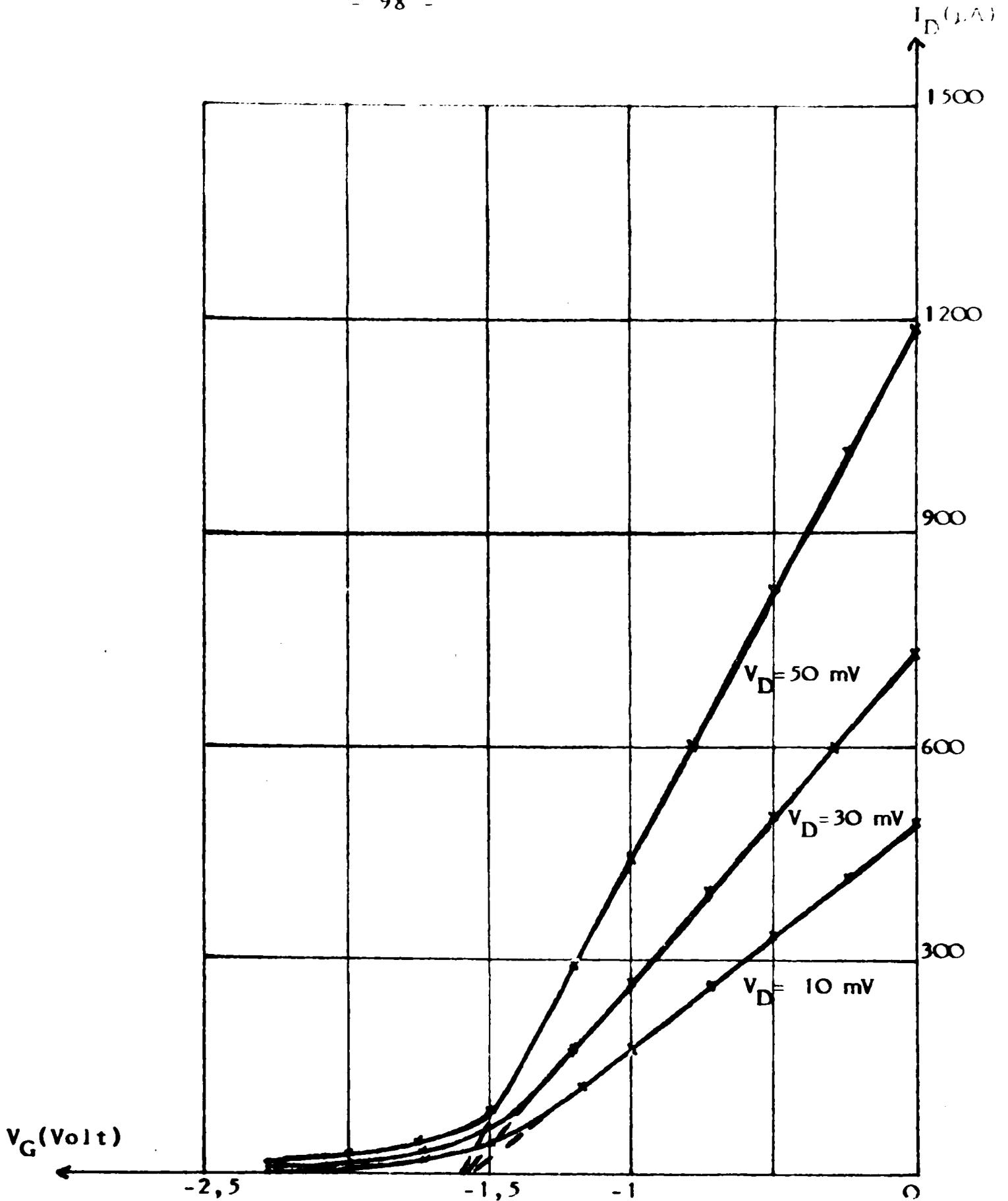


Fig 25.b : Exemple de caractéristiques $I_D(V_G)$ à faible tension drain-source. Détermination du seuil V_T . Transistor A.67.

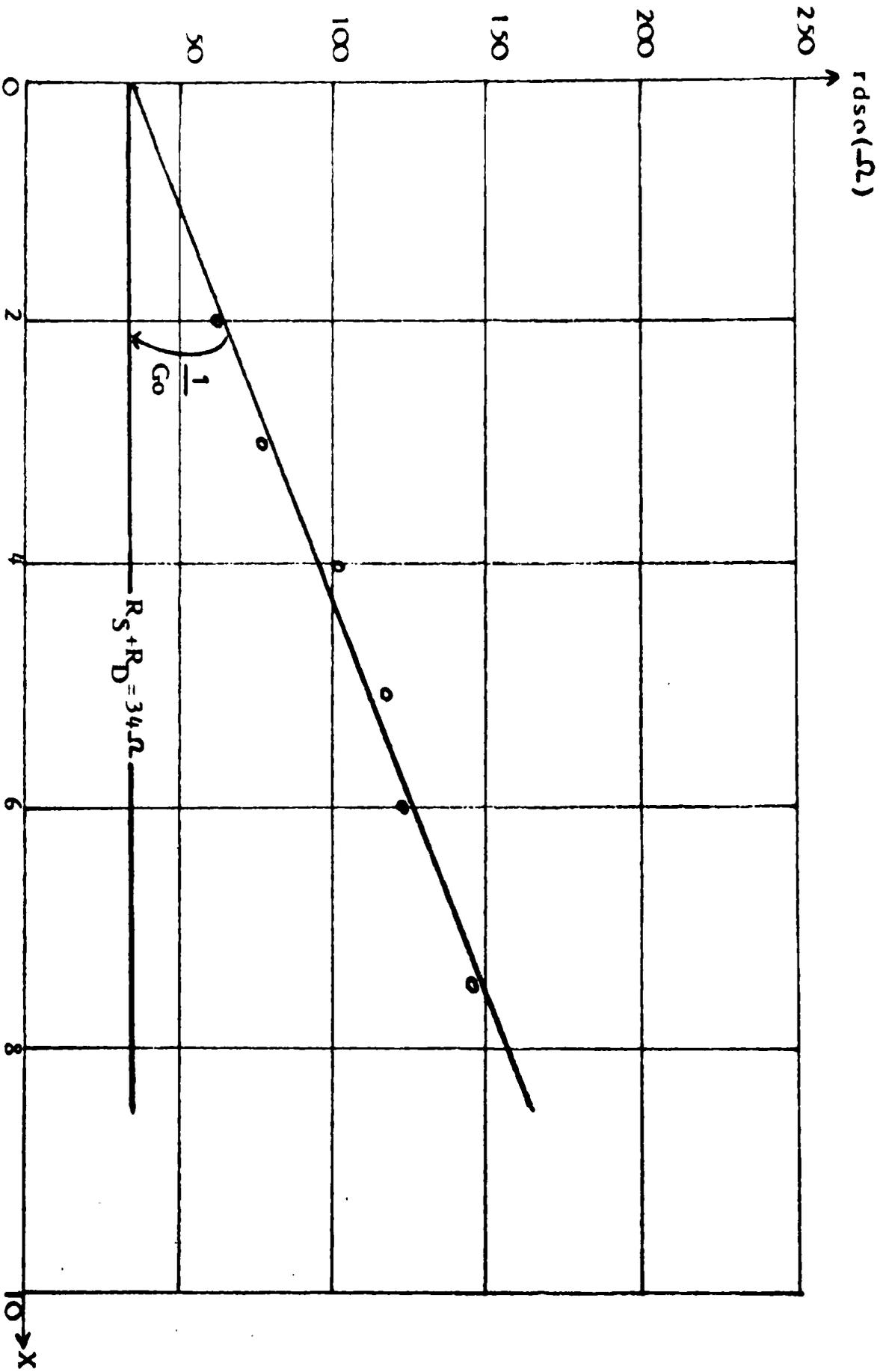


Fig 26.a: Variation expérimentale de r_{ds0} en fonction de X .
Détermination des valeurs des résistances R_S et R_D .
Transistor GAT1. 36.C.63.

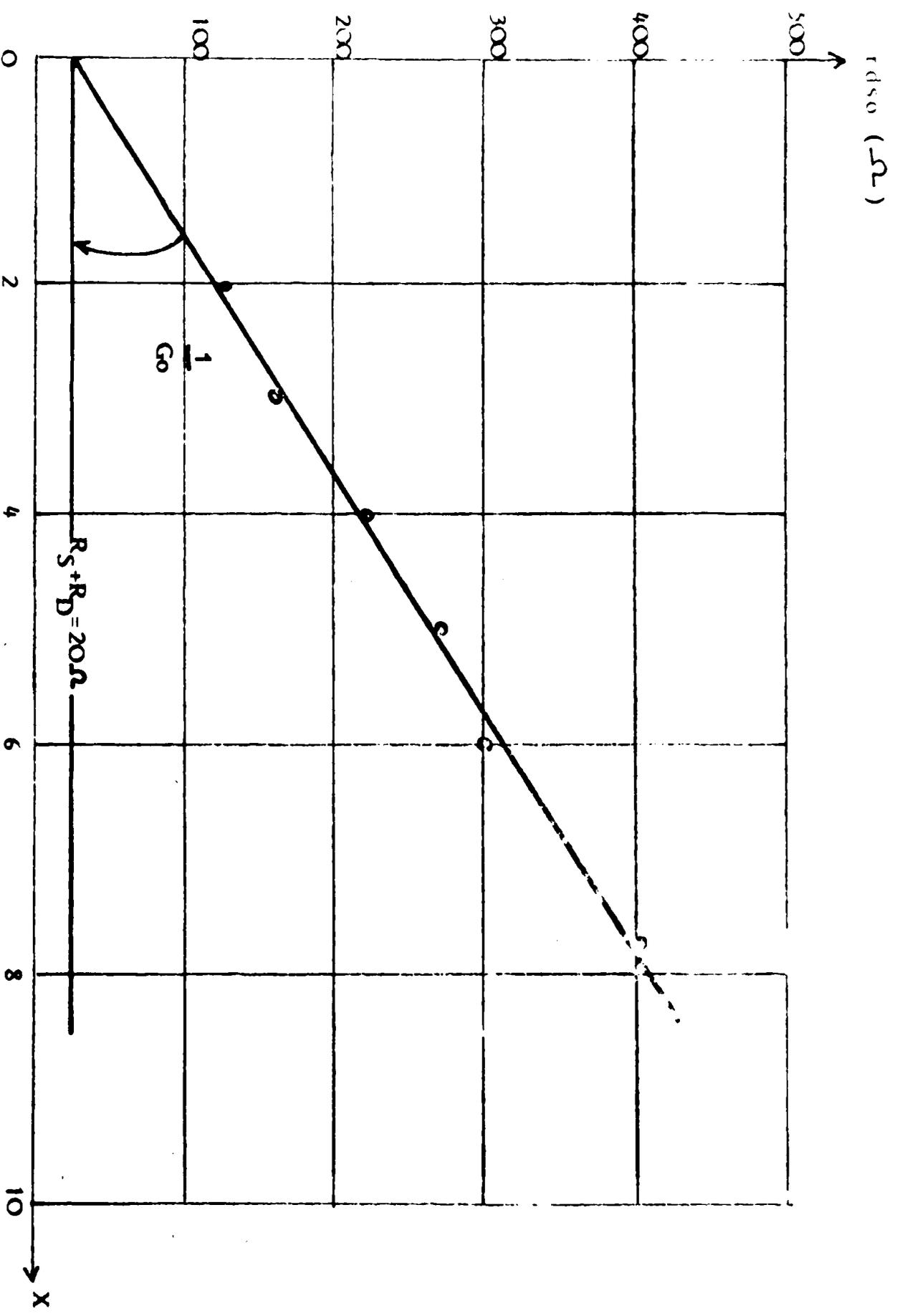


Fig. 26.b: Variation expérimentale de r_{ds0} en fonction de X .
Détermination des valeurs des résistances R_S et R_D .
Transistor A.67.

III-1-8. Simulation des caractéristiques. Mesures statiques .

résultats expérimentaux.

- Un banc de mesure (figure 29) nous permet d'accéder :
- à la mesure de V_T et aux caractéristiques $I_{DS} = f(V_{GS})$ à faible niveau V_{DS} .
 - Aux caractéristiques de sortie $I_{DS} = f(V_{DS})$ pour plusieurs valeurs de V_{DS} .
 - Aux valeurs de R_S et R_D (Lorsque le transistor fonctionne en régime bas niveau) en traçant R_{dso} en fonction de $1/X$ (figure 26).

.Bas niveau :

- Les figures (25 a) et 25 b) représentent les caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ à V_{DS} constante pour les deux composants étudiés. On relève que l'accord théorie-expérience est satisfaisant à 10 %. Cette légère divergence peut s'expliquer soit par une mauvaise évaluation des résistances d'accès, soit par une connaissance imprécise de la longueur de grille.
- Les figures (27 a) et (27 b) montrent des exemples de comparaisons entre caractéristiques expérimentales et théoriques pour de faibles tension drain-source.

.Fort niveau :

- Les figures (28 a) et (28 b) donnent un réseau de caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ où V_{GS} est choisi comme paramètre. L'accord théorie-expérience est dans l'ensemble satisfaisant. Sur la figure (28 a), on peut néanmoins observer un léger désaccord pour $V_{GS} = 0V$ et à fort niveau V_{DS} .

L'écart relevé sur l'ensemble de figures des caractéristiques pour les deux composants nous paraît raisonnable.

Les valeurs des paramètres physiques, géométriques et des résistances de source et de drain sont données au tableau 3 .

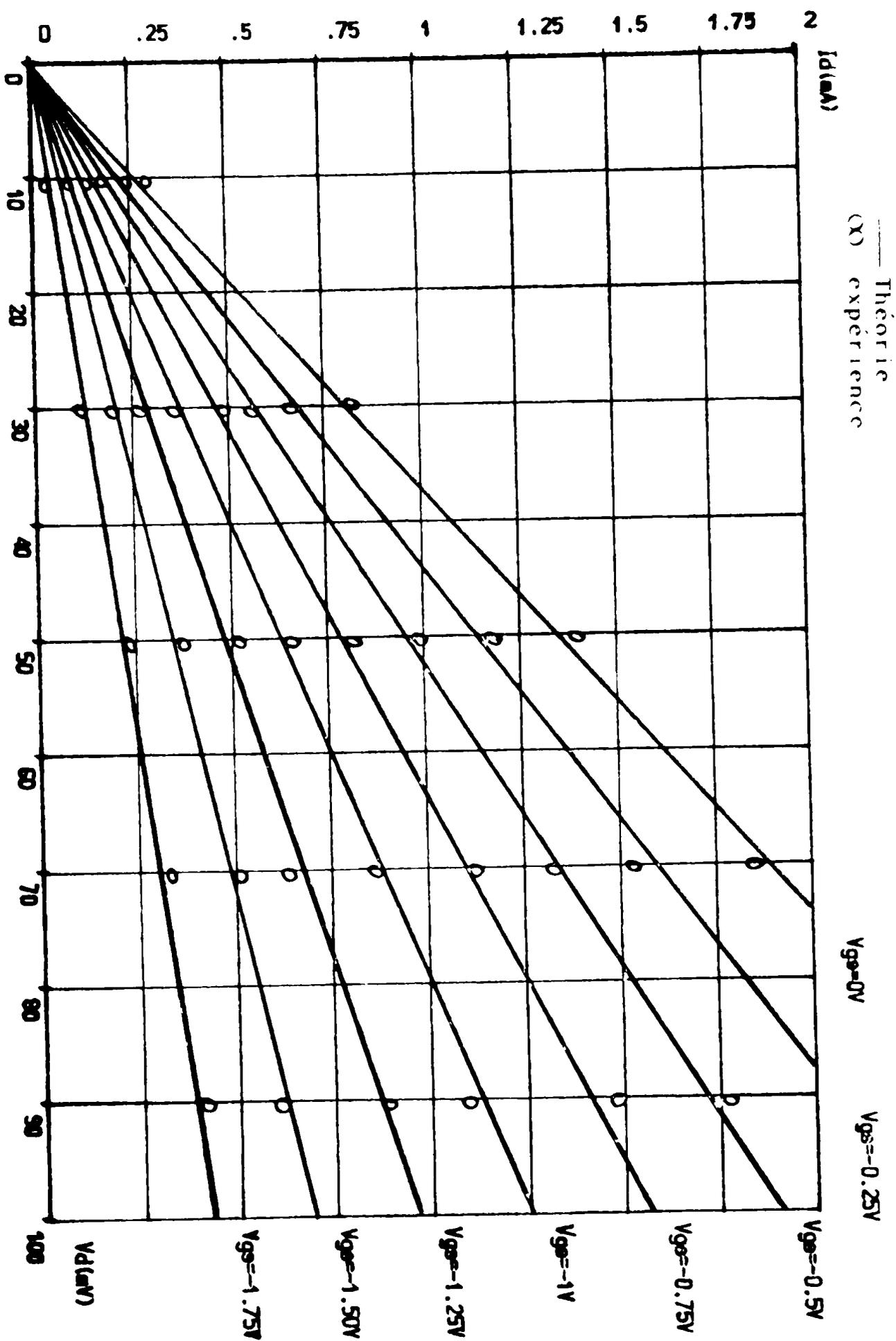


Figure.27.a: CARACTERISTIQUE $I_d(V_d)$ EN ZONE NON SATURÉE. TRANSISTOR 36.C.63. COMPARAISON THEORIE - EXPERIENCE.

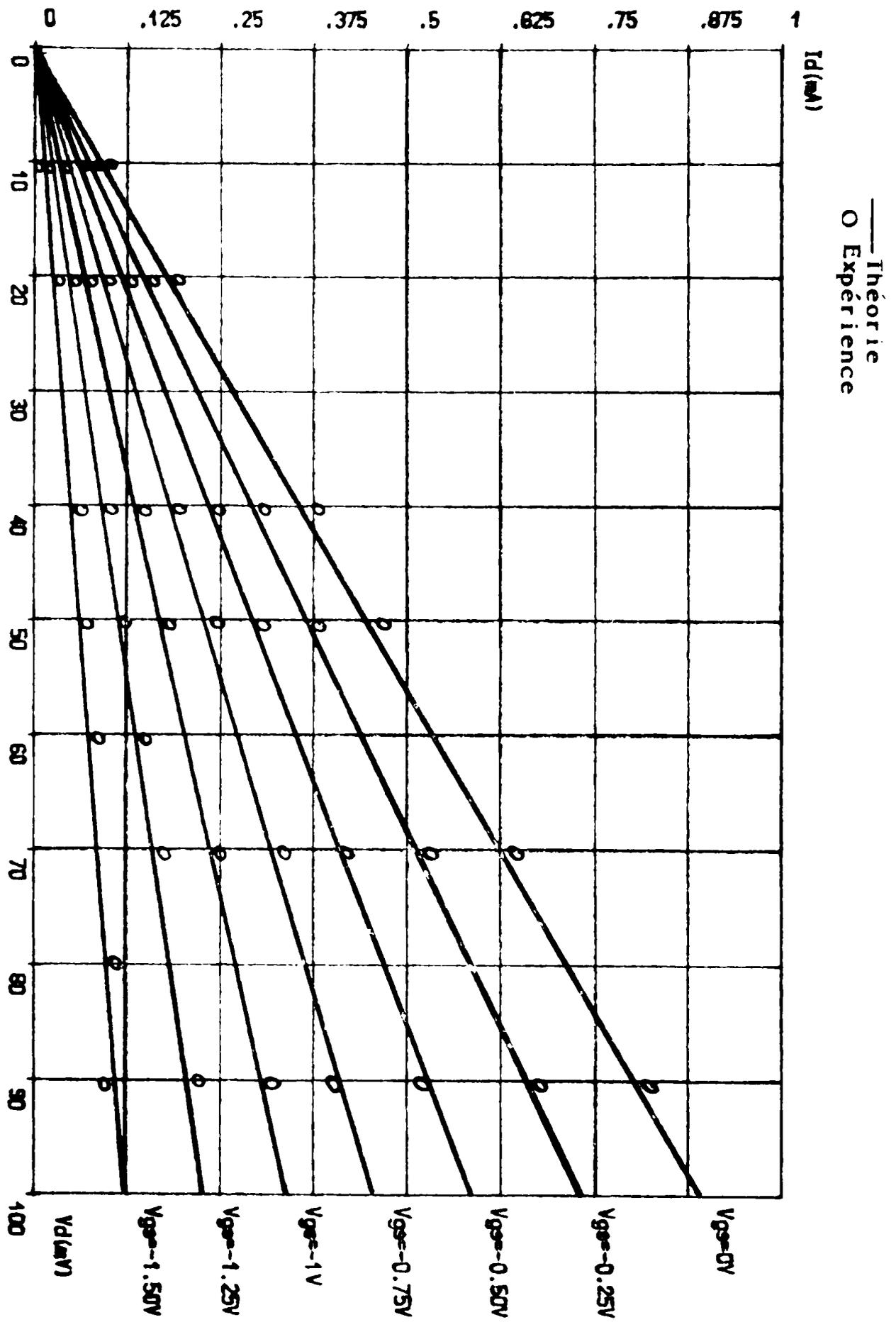


Figure.27.b: CARACTERISTIQUE $I_D(V_D)$ EN ZONE NON SATURÉE. TRANSISTOR A.67
COMPARAISON ENTRE THEORIE-EXPERIENCE.

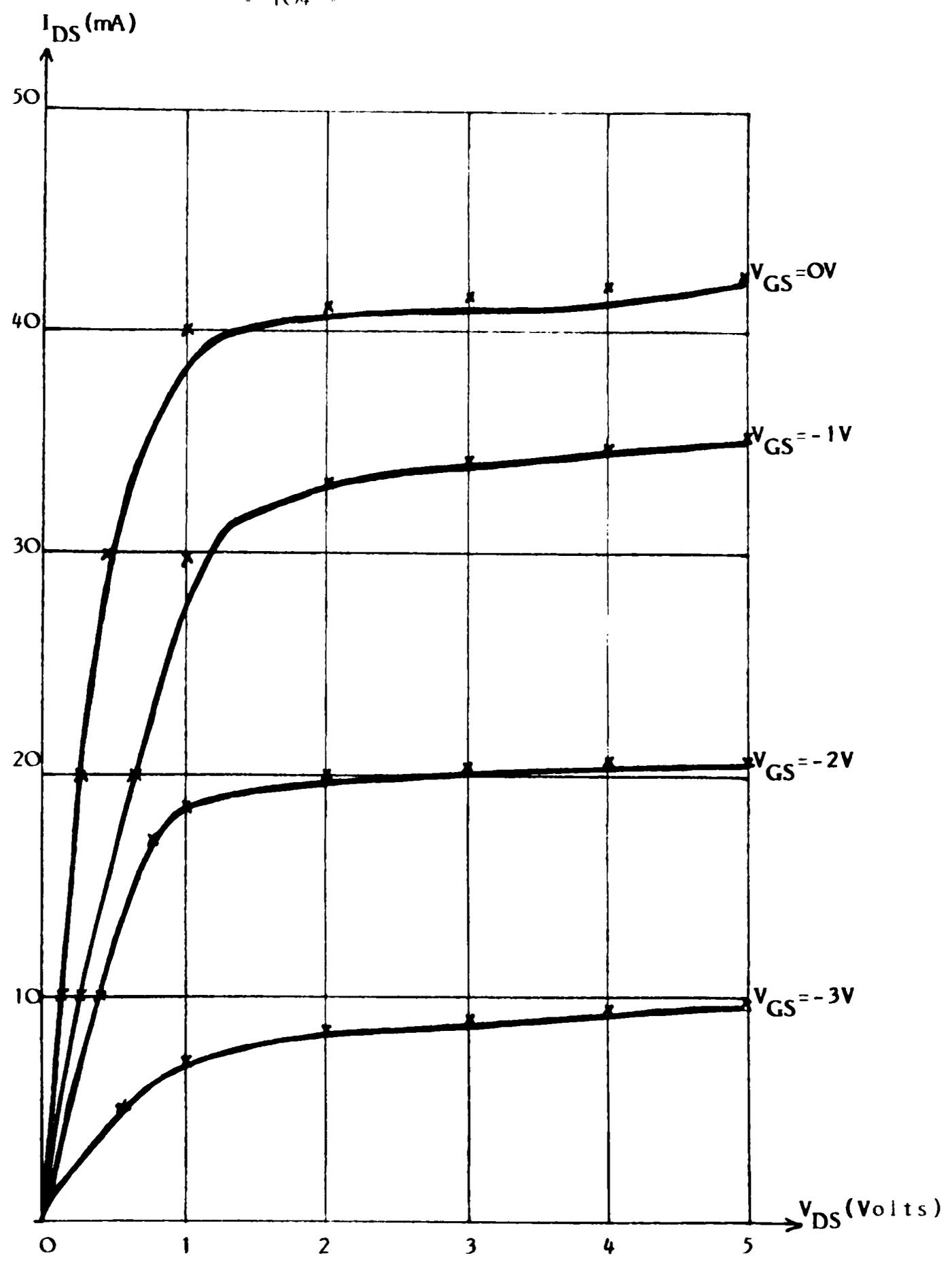


Figure .28 a: Caractéristiques statiques de sorties $I_{DS}(V_{DS})$, mesurées (traits pleins) calculées (croix). Transistor GAT1.36.C.63.

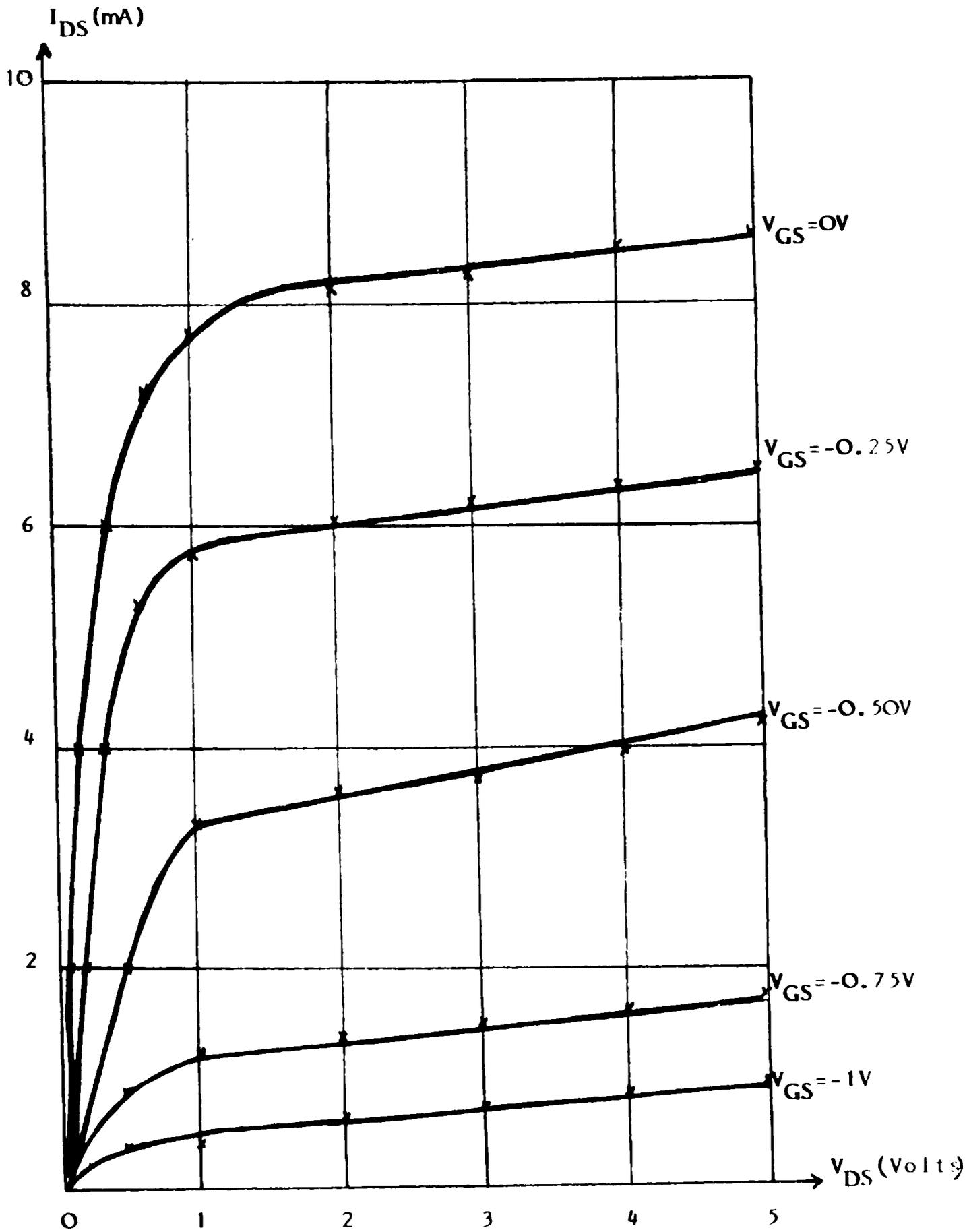


Figure 28.b: Caractéristiques statiques de sortie $I_{DS}(V_{DS})$, mesurées (traits pleins) calculées (croix).

Transistor A.67.

Transistor	Z (μm)	L (μm)	a (μm)	V_T (v)	$R_S + R_D$ (Ω)	G_o (Ω^{-1})	N_D (cm^{-3})	u_o ($\text{m}^2 \text{v}^{-1} \text{s}^{-1}$)
GAT 1	360	4	0,42	-2,2	34	0,056	$2,3 \cdot 10^{16}$	0,39
36.C.63								
A.67	360	4	0,45	-1,6	20	0,020	$1,6 \cdot 10^{16}$	0,18

T ABLEAU 3 :

Valeurs des paramètres physiques et géométriques des composants étudiés.

- (1) Données du constructeur .
- (2) Mesures directes .
- (3) Calculés .

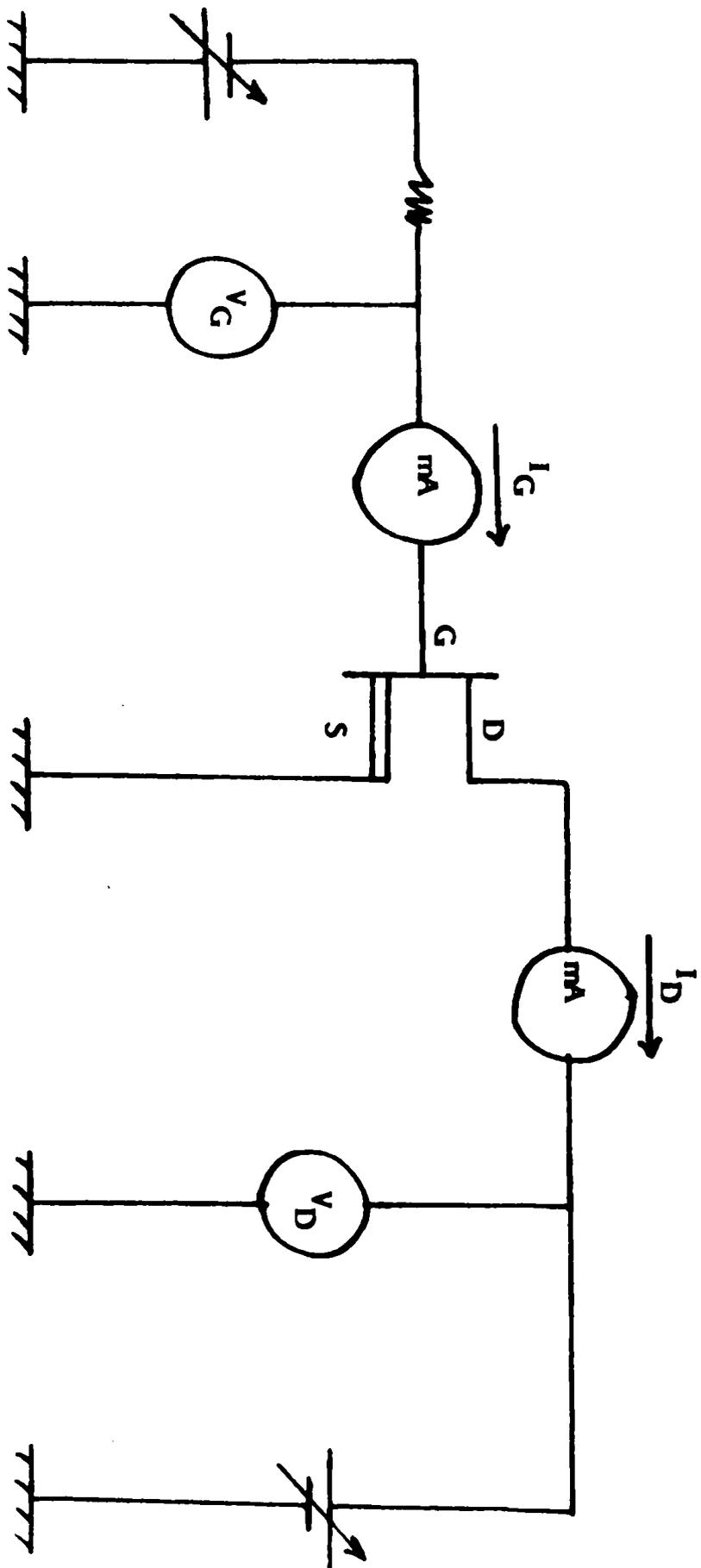


Figure 29 : Dispositif de tracé des caractéristiques I_D (V_D) V_G

III - 2 ANALYSE EN REGIME SATURE

III - 2.1. Position du problème.

Les modèles d'approximation graduelle ne sont valables que si les tensions de polarisation sont telles que la condition d'unidimensionnalité soit respectée en tout point. Cependant la limite de validité de ces modèles est impossible à exprimer de manière rigoureuse et on distingue traditionnellement deux zones de fonctionnement : la zone ohmique et la zone saturée dont la transition est continue et la tension de drain correspondante ne peut être définie expérimentalement avec précision. Par contre, cette manière d'opérer ne fournit aucun renseignement sur la conductance de drain en régime saturé. Afin de combler cette lacune deux voies d'approches ont été principalement suivies [32].

- a) Partition du canal en deux régions .
- b) Intégration bidimensionnelle des équations des semi-conducteurs.

III-2-. Equations dans les régions I et II .

Le régime saturé débute lorsque la tension drain-source est suffisante pour que la valeur de la vitesse de saturation soit juste atteinte par les porteurs à l'extrémité du canal côté drain. Ensuite la région à vitesse saturée s'étend sous la grille vers le côté source jusqu'à ce qu'elle occupe toute la majorité de la longueur de grille.

Les porteurs traversent donc une région de longueur L_1 où le champ électrique reste inférieur en tout point à E_s , puis une région L_2 où leur vitesse est maximale ($V = V_{sat}$).

On a donc une partition du canal en deux zones comme indiqué sur la figure 24.

Dans la région I, qui correspond à un comportement graduel, on peut appliquer toutes les relations du paragraphe précédent à condition de remplacer la longueur L par L_1 [19] et de supposer que x reste inférieur ou égal à L_1 . On peut donc ainsi déterminer les potentiels relatifs à la première région de manière similaire à celle du paragraphe précédent.

Dans la région II, les potentiels sont solutions de l'équation de Poisson bidimensionnelle:

$$\frac{\partial^2 V(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V(x,y)}{\partial y^2} = -q \frac{n(y)}{\epsilon} \quad (3.48)$$

L'obtention d'une solution rapide nécessite l'utilisation d'hypothèses simplificatrices. La méthode la plus couramment employée est celle de Grebene et Ghandi [18]. Elle consiste à utiliser une solution approchée de l'équation de Poisson quand les conditions aux limites suivantes sont satisfaites:

- Le gradient longitudinal de potentiel est maximum à l'interface avec le substrat ($y = a$)

$$\frac{\partial V(x,a)}{\partial x} = \text{Max}_y \left[\frac{\partial V(x,y)}{\partial x} \right]$$

- Le gradient longitudinal de potentiel le long de la grille est nul .

$$\frac{\partial V(x,0)}{\partial x} = 0$$

- Le gradient longitudinal de potentiel à l'interface des régions I et II et près de l'interface ($y = a$) doit être égal au champ électrique de seuil E_s .

$$\left[\frac{\partial V (x, a)}{\partial x} \right]_{x=L_1} = E_s^2$$

- Le gradient transversal de potentiel est nul le long de la ligne $y = a$.

$$\left[\frac{\partial V (x, y)}{\partial y} \right]_{y=a} = 0$$

Pour vérifier ces conditions, il est indispensable, dans le cas des profils de dopage non uniformes, de définir dans la zone saturée une " épaisseur équivalente ", de la couche active a_s [31]. Pour calculer cette grandeur, on part de l'hypothèse que l'épaisseur δ_s du canal dans la région II est suffisamment faible pour que le dopage puisse y être considéré comme constant :

$$\text{On pose } a_s = y_2 + \delta_s$$

$$\text{et } N_D (a_s) = N_D (y_2)$$

Par analogie avec les dispositifs à dopage uniforme, on peut écrire :

$$a_s = \frac{I_{DS}}{q V_{sat} Z N_D (y_2)} + y_2$$

Connaissant a_s nous pouvons calculer la chute de potentiel dans la région II d'après la solution de Grebene et Ghandi :

$$V (L) - V (L_1) = \frac{2 a_s E_s}{\pi} \text{Sh} \frac{\pi (L - L_1)}{2 a_s} \quad (3.49)$$

Le potentiel total drain-source se décompose comme suit :

$$V_{DS} = (R_S + R_D) I_{DS} + [V(L_1) - V(0)] + [V(L) - V(L_1)] \quad (3.50)$$

En reportant dans (3.50) les expressions (3.8) et (3.49) on obtient finalement :

$$V_{DS} - (R_S + R_D) I_{DS} = \frac{q}{\epsilon} \int_{y_1}^{y_2} N_D(y) y dy + \frac{2 as E_s}{\pi} \operatorname{Sh} \frac{\pi (L - L_1)}{2 as} \quad (3.51)$$

Le courant I_{DS} est calculé d'après la densité de porteurs présente dans la région II . On a donc :

$$I_{DS} = qZ V_{sat} \int_{y_2}^a N_D(y) dy \quad (3.52)$$

Ainsi, le régime saturé est décrit par le système de ces équations.

III.2.3. Expression du courant en régime saturé :

Les phénomènes physiques à l'origine de la saturation du courant dépendent de la longueur de la grille du transistor .On distingue donc les grilles longues ($L =$ quelques microns), des grilles courtes ($L \ll 2 \mu m$) ou des grilles submicroniques.

a) grille longue .

Pour une grille longue, le champ sous la grille reste inférieur à sa valeur critique ($E < E_c$), ce qui se traduit par une mobilité constante. Pour une tension grille donnée, le courant se sature par pincement du canal et la tension drain-source, pour laquelle

la couche conductrice sous la grille se trouve complètement dépeuplée du côté drain est appelée tension de saturation $V_{S \text{ sat}}$. La tension de pincement V_p s'écrit [33] :

$$V_p = V_{D \text{ sat}} - V_{GS} + V_{bi}$$

dans l'expression (3.41), le rapport $\frac{(V_{DS} + V_{bi} - V_{GS})^{3/2}}{V_p^{1/2}}$

prend la valeur limite, V_p pour $V_{DS} = V_{D \text{ sat}}$; I_D s'écrit alors :

$$I_{D \text{ sat}} = G_o \left[V_{D \text{ sat}} - \frac{2}{3} V_p + \frac{2}{3} \frac{(V_{bi} - V_{GS})^{3/2}}{V_p^{1/2}} \right] \quad (3.53)$$

où $I_{D \text{ sat}}$ est le courant de saturation .

Pour des tensions drain-source $V_D > V_{D \text{ sat}}$ (seuil de saturation), le courant conserve pratiquement la valeur $I_{D \text{ sat}}$. En effet, pour les MESFET comme pour les MOSFET à grille longue, l'extension de la zone pincée reste faible et modifie peu la résistance de la zone conductrice du canal, conduisant à un courant drain indépendant de la tension drain-source.

b) grille courte :

Pour une grille suffisamment courte, lorsque la tension drain augmente, le champ électrique peut atteindre sa valeur critique à la sortie de la grille du côté drain ($E_c \approx 3 \text{ KV/cm}$), alors que la quantité $V_{DS} + V_{bi} - V_{GS}$ reste inférieure à la tension de pincement V_p .

La valeur du courant est égale dans ce régime dit de vitesse saturée à :

$$I_{D \text{ sat}} = q n(x) V_S Z [a - w(x)]$$

Où $n(x)$ représente la densité de porteurs libres en x . la condition de conservation du courant dans la région saturée sous la grille, conduit à un produit $n(x) \cdot [a - w(x)]$ constant [6]. Les hypothèses considérées au début de ce paragraphe imposent $n(x) = N_D$ constante, ce qui conduit à prendre $[a - w(x)] = \text{constante}$. Pour une tension grille donnée et quelle que soit la tension drain appliquée ($V_D \gg V_{Dsat}$), la section du canal reste constante et la vitesse n'augmente pas $v = v_S$.

On remplace $w(x)$ par sa valeur maximale, qui vaut côté drain:

$$W(x) = a \left(\frac{V_{Dsat} + V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2}$$

et I_{Dsat} s'écrit :

$$I_{Dsat} = q N_D v_S Z a \left[1 - \left(\frac{V_{Dsat} + V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (3.54)$$

Remarquons que I_{Dsat} est indépendant de la tension appliquée .

III. 2.4 Influence des résistances d'accès .

Les résistances d'accès correspondent aux zones résistives séparant les contacts de source et de drain de l'entrée et de la sortie du canal respectivement. Ces résistances d'accès ne sont pas modulées par la tension grille et n'ont qu'un rôle parasite . Elles limitent le courant drain si elles sont importantes par rapport à la résistance R_{CS} du canal conducteur. La résistance totale du transistor s'écrit:

$$R_T = R_d + R_{CS}$$

Où R_a est la somme des résistances d'accès .

L'expression de la résistance R_{cs} du canal pour une faible tension V_{DS} s'écrit .

$$R_{cs} = \frac{L}{q N_D \mu \cdot a \cdot Z} \cdot \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right]} \quad (3.55)$$

En tenant compte des résistances d'accès, l'expression de I_D devient.

$$I_D = \frac{V_{DS}}{R_a + \frac{L}{q N_D \mu \cdot a \cdot Z} \cdot \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{V_{bi} - V_{GS}}{V_p} \right)^{1/2} \right]}} \quad (3.56)$$

Un tracé de I_D en fonction de $\sqrt{V_{bi} - V_{GS}}$ à faible V_{DS} , montre l'influence des résistances d'accès sur la forme de la courbe et la valeur du courant . figure 30 .

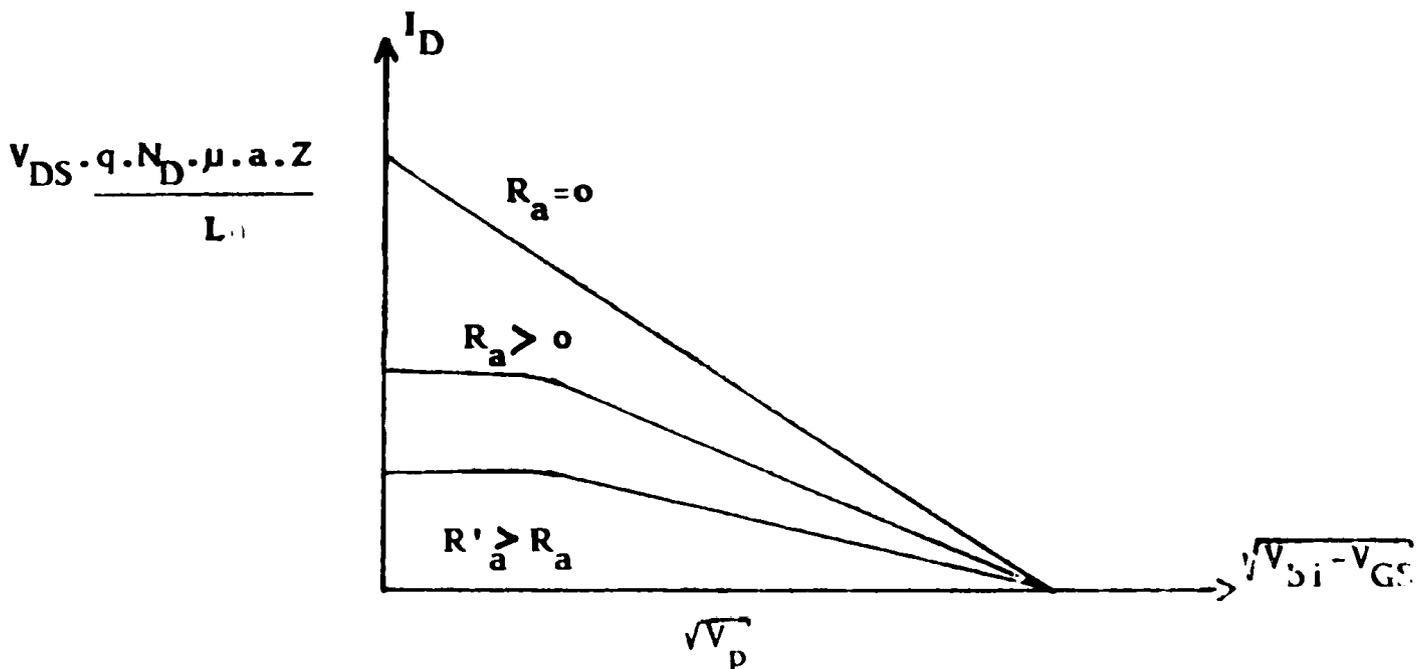


Figure .30 : Influence des résistances d'accès sur le courant.

Pour une résistance d'accès nulle $I_D = f(\sqrt{V_{bi} - V_{GS}})$ est une droite. Quand la résistance d'accès augmente $I_D (V_{GS}=0)$ diminue, et la courbe se déforme pour les valeurs de $(V_{bi} - V_{GS})$ faibles, présentant une pente de plus en plus petite.

III.2.5. Caractérisation expérimentale de l'impédance de sortie en régime de saturation .

L'étude précise du comportement en régime saturé des transistors à effet de champ à l'arséniure de gallium nécessite la mesure de la conductance de sortie du composant; la simple analyse des caractéristiques $I_D (V_D)$ et la dérivation graphique ne peuvent fournir tout au plus que les indications qualitatives.

Pour effectuer cette mesure, nous avons utilisé un banc de mesure dont l'appareillage est représenté par le schéma en bloc de la figure 31. [29] . Ce dispositif permet d'accéder à la mesure des parties réelle et imaginaire de l'admittance de sortie pour tout point de fonctionnement continu (I_D, V_D, V_G) .

Les principaux résultats expérimentaux que nous avons observé sur les composants à l'arséniure de gallium sont les suivants:

- Pour un point de polarisation V_D, V_G, I_D fixés, le module de l'impédance de sortie Z_D est une fonction décroissante de la fréquence .

- Dans un diagramme d'admittance où les axes sont d'une part la partie réelle de l'admittance de sortie et d'autre part, la partie imaginaire de cette admittance :

$$Y_D = R_e (Y_D) + j I_m (Y_D) = \frac{1}{Z_D}.$$

Le lieu géométrique de l'admittance de sortie, paramétré en fonction de la fréquence est un cercle centré sur l'axe des abscisses. Le diamètre et la position du centre évoluent en fonction des conditions de polarisations continues.

Ces relevés expérimentaux sont représentés sur la figure 32. Dans ce diagramme R_0 et R_{DS} désignent les valeurs de la résistance de sortie respectivement à la fréquence nulle et aux hautes fréquences.

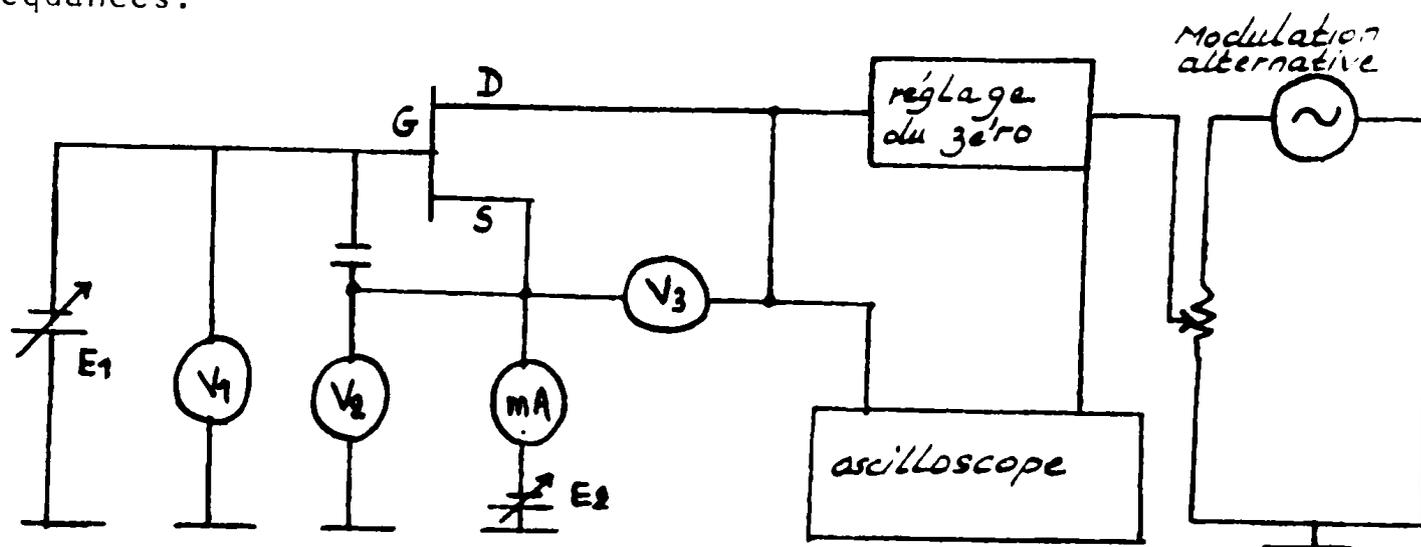


Figure .31: Mesure de l'admittance de sortie du MESFET.

- Les variations de la résistance R_{DS} , précédemment définie, en fonction de la tension de drain V_D et pour diverses valeurs de la tension de grille sont représentées sur la figure 33.

- Un exemple expérimental des variations du produit $(R_{DS} I_D)^2$ en fonction de la tension drain est tracé sur la figure 34. Ces variations présentent la particularité d'être une fonction linéaire de cette tension quelle que soit la tension de grille.

- Les pentes m de ces droites $(R_{DS} I_D)^2 = f(V_D)$ sont elles aussi fonctions linéaires du courant drain, pour les fortes valeurs de ce dernier. La figure 35 est un exemple de ces propriétés.

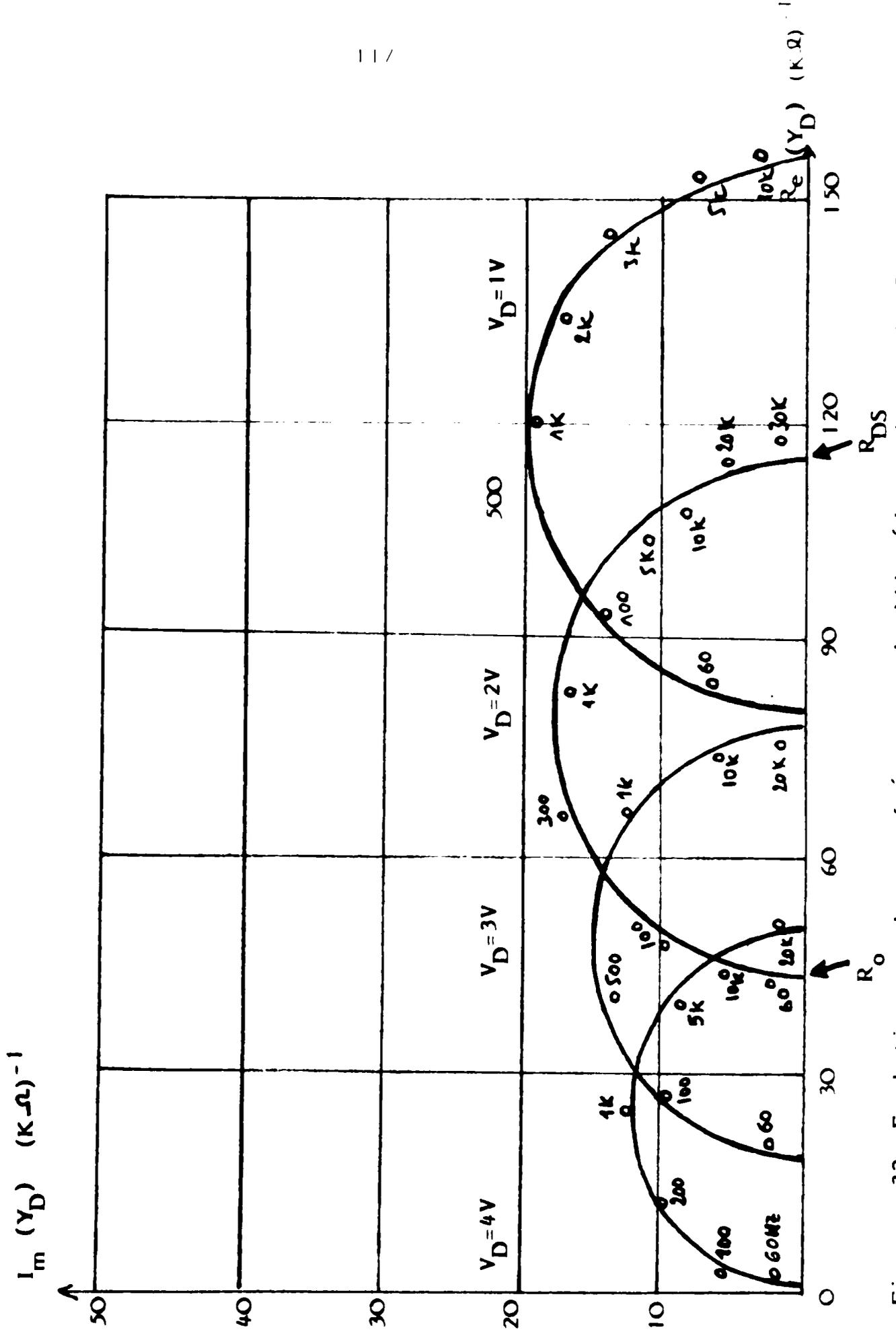


Figure .32: Evolutions en basses fréquences de l'impédance de sortie. Transistor GAT1.36.C.63.

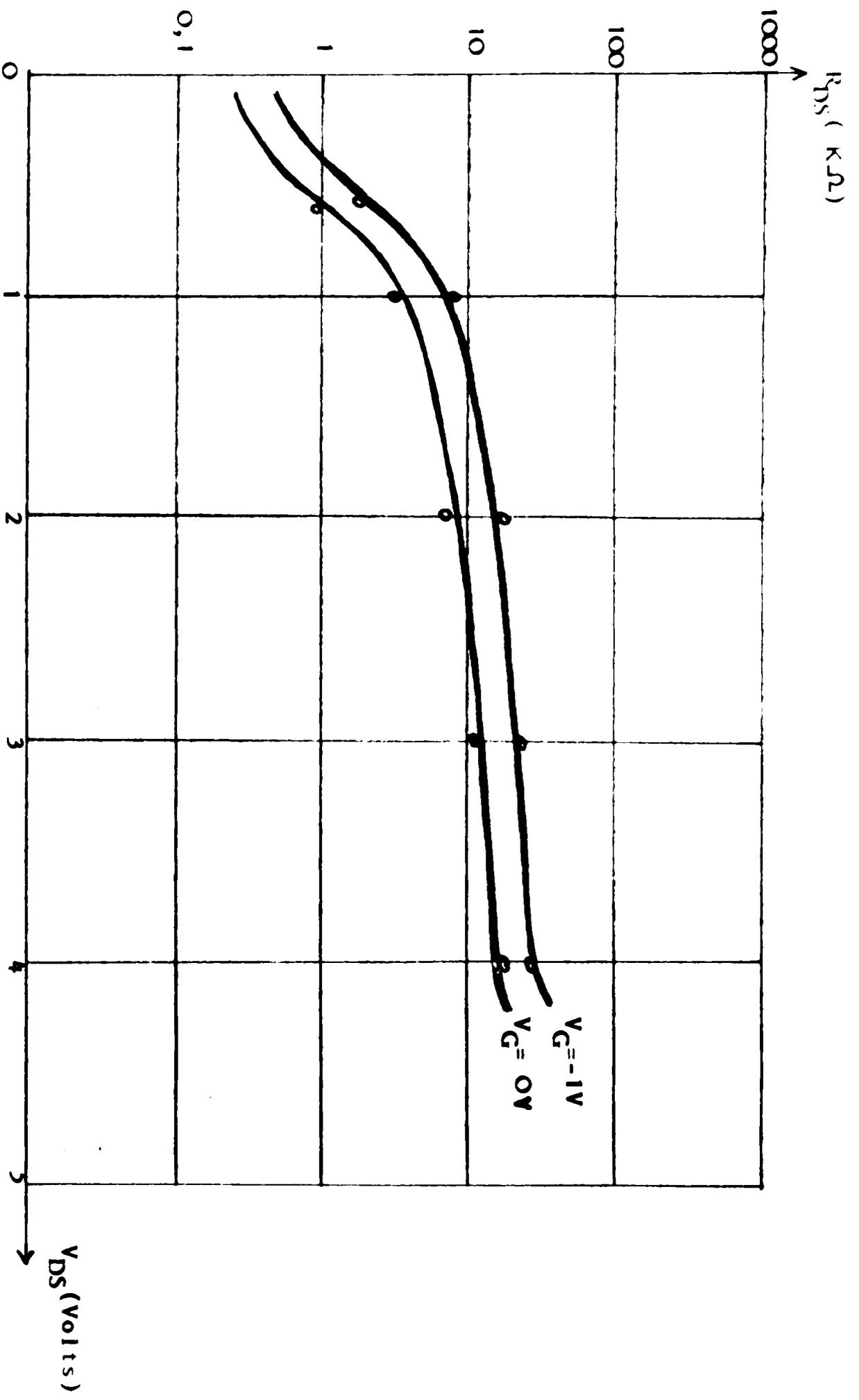


Figure .33 : Variations expérimentales de la résistance de sortie en fonction des tensions de drain et de grille. Transistor CAT1.36.C.63.

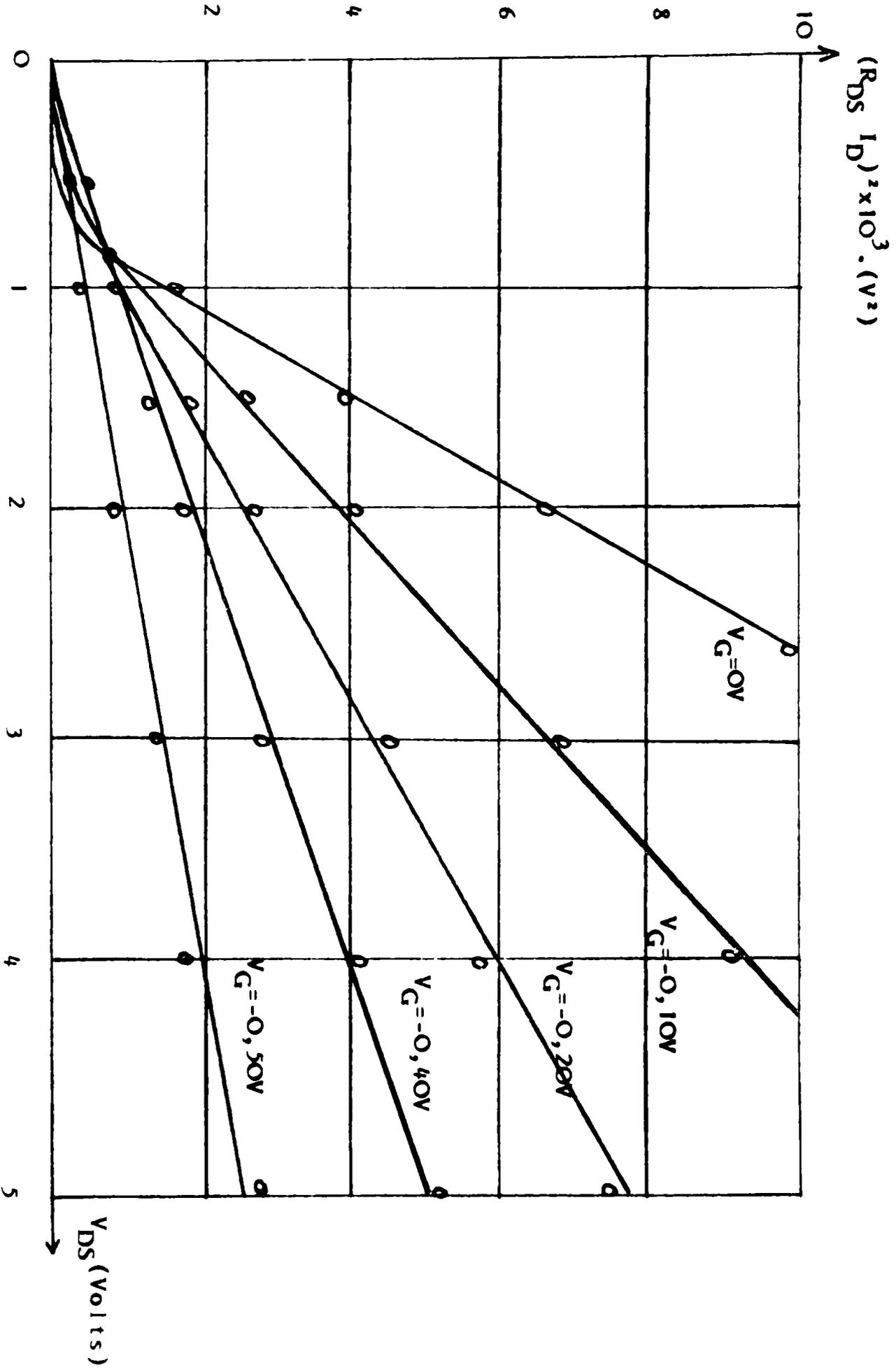


Figure 34 : Variations expérimentales du produit $(R_{DS} I_D)^2$ en fonction des tensions de grille et de drain. Transistor GAT1.36.C.63.

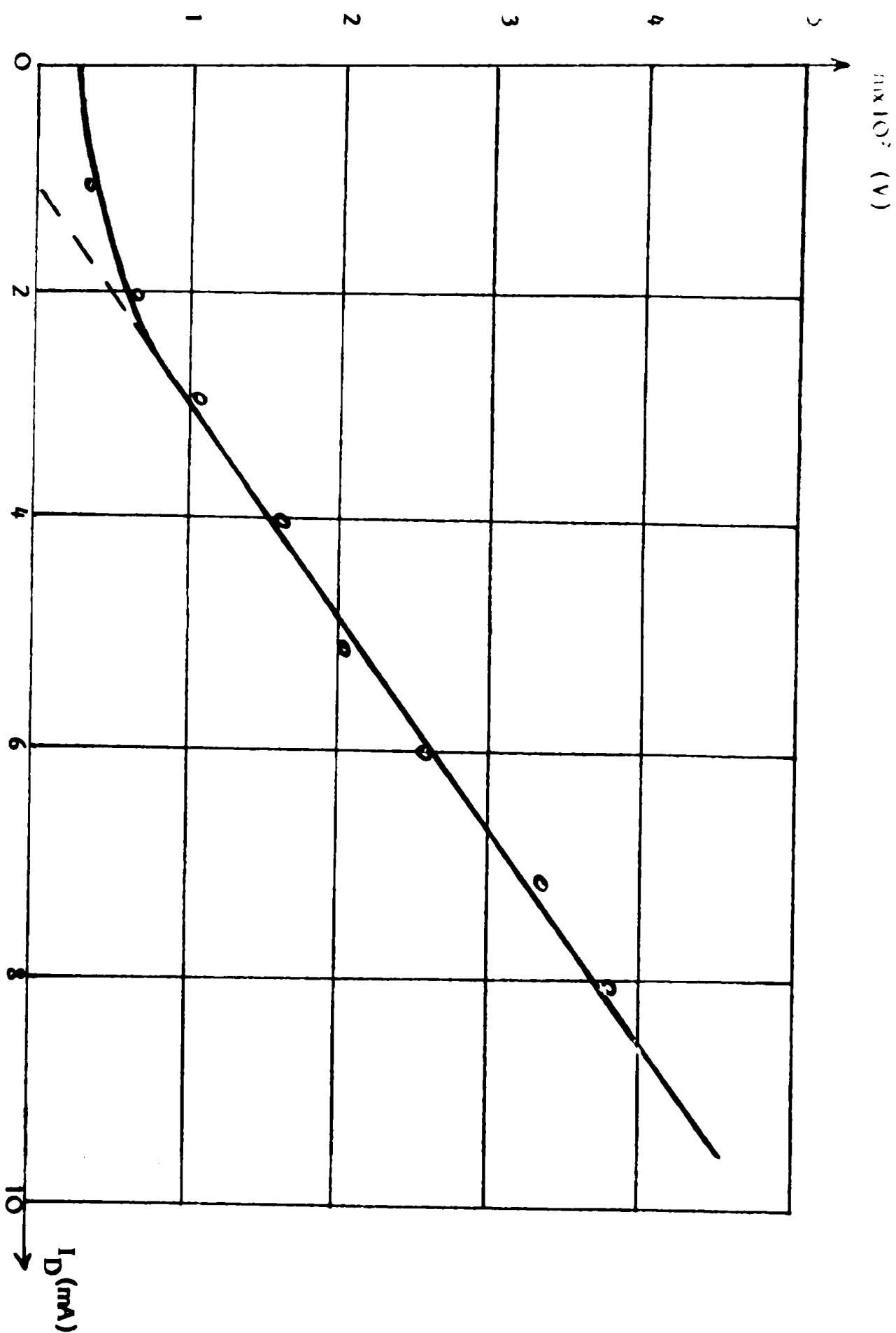


Figure .35 : Variations expérimentales de la pente m en fonction du courant moyen I_D .

CONCLUSION DU TROISIEME CHAPITRE

Dans ce chapitre, nous avons fait l'étude du comportement du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky en régime statique. Nous avons rappelé les méthodes de détermination des paramètres statiques du composant en régime ohmique et saturé. La relation courant drain en fonction de la tension de grille pour des tensions drain faibles est mise à profit pour la détermination des paramètres des composants étudiés tels que la tension de seuil, la somme et la différence des résistances parasites, la mobilité et le dopage. Ensuite nous avons déterminé l'évolution de la résistance de sortie en fonction de la tension drain pour diverses valeurs de la tension de grille et nous avons fait apparaître des propriétés expérimentales spécifiques de cette résistance: évolutions fréquentielles de celle-ci aux basses fréquences et propriétés remarquables du produit $(R_{DS} I_D)^2$ en hautes fréquences.

Dans cette étude, notre travail est structuré en trois chapitres. Au premier chapitre nous présentons un état de l'art des composants à effet de champ et plus particulièrement du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium. Après avoir rappelé la structure et le principe de fonctionnement de ce type de composant, les régions principales sont très détaillées : la couche active, les contacts ohmiques, et le contact Schottky qui présente la spécificité de ce dispositif. Une attention particulière est donnée au substrat semi-isolant qui joue un rôle majeur et qui doit être maîtrisé si on veut améliorer les performances du transistor. Ainsi, nous avons expliqué pourquoi l'implantation ionique constitue la technologie la plus adaptée pour la réalisation des MESFET et des circuits intégrés rapides. Enfin, une description détaillée des différents modèles permettant de simuler les performances électriques à partir des caractéristiques physiques des MESFET existants à profils de dopage uniforme ou non est effectuée.

Au second chapitre, une étude approfondie de la diode Schottky de grille en régime saturé est faite à partir de l'équation de transport en considérant un seul type de porteurs, lorsque le semi-conducteur est supposé non dégénéré et les effets de force image sont négligés. Une comparaison entre la jonction P.N et la diode Schottky montre les avantages potentiels certains de la diode Schottky. A partir des courbes expérimentales courant-tension et pour diverses températures, nous avons pu obtenir les paramètres caractéristiques de la diode à savoir le facteur d'idéalité n , le potentiel interne V_{bi} , le courant de saturation I_s , et le potentiel de surface ϕ_{bn} pour les deux types de transistor étudiés.

Au troisième chapitre nous avons étudié le comportement du transistor en régime statique. Tout d'abord, une analyse est effectuée en zone ohmique, moyennant l'hypothèse du canal graduel, l'approximation abrupte entre zone déserte sous la grille et le canal conducteur et du dopage constant, aboutissant à une expression analytique du courant drain en fonction de la tension de grille pour des tensions faibles. Cette relation est mise à profit pour la détermination des paramètres des composants à savoir la tension de seuil V_T ; la conductance G_0 ; la somme des résistances parasites $R_S + R_D$, leur différence $R_S - R_D$; la mobilité μ_0 et le dopage N_D . A partir de là, ces paramètres sont utilisés dans l'étude théorique et une simulation théorie-expérience est réalisée sur les composants d'étude. Ensuite, l'étude du régime saturé est effectuée dans le cadre de la répartition du canal en deux régions lorsque les résistances d'accès sont prises en considération.

L'étude expérimentale du régime de saturation a été réalisée par la mesure de la conductance de sortie en fonction de la fréquence. Les résultats originaux obtenus seront utilisés dans une étape ultérieure lors de la détermination du schéma équivalent du composant en régime dynamique.

Parmi les nombreux prolongements envisageables de ces résultats nous en citons principalement deux:

- La recherche de méthodes d'optimisation des composants destinés à l'amplification des petits signaux hyperfréquences par une analyse précise de l'effet de tous les paramètres physiques qui interviennent dans le schéma dynamique élaboré, incluant en plus des sources de bruit.

- Dans le cadre d'une généralisation, l'application à l'établissement de schémas équivalents pour des structures plus complexes tels que les transistors à double grille pour l'amplification hyperfréquence et les cellules logiques élémentaires intégrées à très grande vitesse.

BIBLIOTECA

- 1) - **M.Gibeau, Lacombe**
"Récepteurs à faible bruit et technologies des diodes paramétriques".
Séminaire THOMSON C.S.F - Mai 1976.
- 2) - **J.F. Sauterau**
"Les oscillateurs microondes à TEC Ga As".
Thèse d'état - UPS - 1981.
- 3) - **W. Shockley**
"A unipolar field effect transistor".
Proc . ON IRE - vol.40-1952.
- 4) - **SZE**
" Physics of semiconductor devices".
Ed. John wiley and sons - 1981.
- 5) - **D. Boccon - Gibod**
"Modèle analytique et schéma équivalent du transistor à effet de champ en arséniure de gallium".
Acta Electronica 23,2, 1980,P. 99.
- 6) - **Soares, J. Graffeuil, J. Obergon .**
" Applications des transistors à effet de champ en arséniure de gallium".
Ed. Eyrolles - 1984.
- 7) - **C.Y.Chang, Y.K.Fang, S.M. Sze**
" Specific contact resistance of Metal-Semiconductor barrier".
Sol. St. Elec. Vol. 14, 1971, P.541.

- 8) - **B. Toprasertpong**
" Contribution à l'étude des contacts ohmiques métal-semiconducteur :Cas de l'Au Zn/Ga As (P)".
Thèse Docteur Ingénieur - UPS 1980.
- 9) - **K.Heime, U. König et Al.**
" Very low resistance Ni-Au Ge-Ni contacts to n-Ga'As".
sol. St. Elec. Vol 17, 1974, P. 835.
- 10) - **Y. Todokoro .**
" Double layer resist film for submicrometer Electron-Beam Lithography".
IEEE, ED 27, August 1980, P.1443.
- 11) - **C. Kocot, A. Stolte**
"Backgating in Ga As MESFET'S".
IEEE, ED 29, july 1982, P.1059.
- 12) - **G.P.Li, K.L. Wang**
" Defect formation chemistry of EL2 center at Ec-O,83eV in ion-implanted gallium arsenide".
J. Appl. Phys. 53, Dec. 1982,P. 8653
- 13) - **D.L. Partin, J.W. Chen; A.G. Milnes, L.F. Vassamilet**
" Transition metal deep centers in Ga As, Ga P and Si".
Sol. St. Elec. Vol. 22, 1979, P. 445.
- 14) - **G.M. Martin, G. Jacob, G. Poiblaud**
" Les matériaux Ga As semi-isolants: paramètres essentiels et méthodes de caractérisation".
Acta Electronica, 23, 1980, P.37.
- 15) - **M. Croset, J. Icole, J. Perrocheau**
" Implantation ionique dans le Ga As ".
Revue. Technique Thomson-CSF-Vol. 12, N°4, Dec. 1980.

- 16) - **Y. Yamasaki, K. Asai et Al**
" Self-Align implantation for n^+ -layer technologie (saint) for high-speed Ga As ICs ".
Elect. Letters, vol. 18, N°3, Feb. 1982, p. 119.
- 17) - **B. Carnez, A. Cappy, G. Salmer, E. Constant**
" Modélisation du transistor à effet de champ à grille-courte".
Acta Electronica, 23, 2, 1980.P. 1965.
- 18) - **A.B. Grebene, S.K. Ghandi**
" General theory for pinched operation of the junction-Gate FET".
Sol. St. Elec.-vol. 12, P.573, 1969.
- 19) - **J. Graffeuil.**
" Le transistor hyperfréquence à effet de champ à grille métallique sur Ga As. Propriétés statiques et dynamiques petits signaux-Analyse des phénomènes de bruit de fond".
Thèse d'état - U P S - 1977.
- 20) - **J.A. Higgins**
" Modeling the the influence of carrier profiles on MESFET characteristics".
IEEE, ED-27, June 1980, P. 1066.
- 21) - **J.Graffeuil, P. Rossel .**
" Semiempirical expression for direct transconductance and equivalent saturated velocity in short-gate-length MESFET'S".
IEEE Proc, vol. 129, pt. I. October 1982, P.185.
- 22) - **J.A.Higgins, D.N. Pattanayak.**
" A Numerical approach to modeling the ultrashort-gate MESFET's".
IEEE, ED-29, Febr. 1982, P.179.

- 23) - **G. Taylor, H. Darley, R. Frye, P. Chatterjee**
" A device model for Ion-implanted MESFET".
IEEE; ED-26, March 1979, P.172.
- 24) - **M. Shur, L. Eastman**
" I-V characteristics of Ga As MESFET with Nonuniform Doping Profiles".
IEEE, ED-27, Febr. 1980, P.455.
- 25) - **T.Hariu, K. Takahashi, Y. Shibata**
" New modeling of Ga As MESFET's".
IEEE, ED - 30, Dec 1983, P.1743.
- 26) - **T.H. Chen, M. Shur**
" Analytical models of Ion-implanted Ga As FET's".
IEEE, ED-32, January 1985, P.18.
- 27) - **Mohamed . D.S. ABASSE**
" Contribution à l'étude des diodes schottky à temps de transit ".
Thèse de 3^e cycle - INP Toulouse 1984.
- 28) - **Rhoderick**
" Metal - semiconductor contacts ".
- 29) - **Cherifa . AZIZI**
" Contribution à l'étude des propriétés statiques et dynamiques du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille schottky".
Thèse 3^e cycle - U P S - 1976.
- 30) - **P.DE Santis**
" Extension of Existing Model for Ion-Implanted MESFET's".
IEEE - M T T - N°6 6 June 1980.

31) - **G. Malaussane**

" Modélisation et caractérisation des transistors à effet de champ à l'arséniure de gallium à profil non uniforme".
Thèse 3^e cycle - U P S - 1983. .

32) - **Cherifa . AZIZI**

" Le Transistor hyperfréquence à effet de champ à l'arséniure de gallium : Modèles mathématiques pour la conception assistée par ordinateur des circuits non linéaires".
Thèse d'état - UPS - 1981.

33) - **Touraya BOUMAZA**

" Caractérisation d'un MESFET à grille fendue pour la détection optique ".
Thèse 3^e cycle - Université Paris-Sud - Centre D'ORSAY -1987.