

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE  
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR  
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MENTOURI -CONSTANTINE  
FACULTE DES SCIENCES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre : ...

Série :.....

MEMOIRE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE  
MAGISTER EN SCIENCES DES MATERIAUX

OPTION : SEMICONDUCTEUR

INTITULE :

ETUDE DES PROPRIETES DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A  
GRILLE SHOTTKY A L'ARSENURE DE GALLIUM.

Par

Mme ALIOUAT WASSILA née SAIDI

Soutenue le ...../...../2006

devant la commission d'examen :

<b><u>Président :</u></b>	N.ATTAF	M.C. Univ. de Constantine
<b><u>Rapporteur :</u></b>	C. KENZAI	Prof. Univ. de Constantine
<b><u>Examineurs:</u></b>	A. NOURI	M.C Univ. de Constantine
	M. ZAABAT	M.C C.U Oum Bouaghi
	M.MERABTINE	M.C Univ. de Constantine

## **Introduction générale :**

Depuis l'avènement des circuits intégrés au silicium au début des années 60, leur évolution s'est fait dans le sens d'une plus grande vitesse et d'une plus grande complexité. C'est dans ce contexte que l'on a envisagé, dès le début des années 70 et surtout à partir de 1974, d'utiliser des semiconducteur III-V pour aller au-delà des performances en vitesse des circuits intégrés au silicium. Parmi les semiconducteurs III-V, l'arséniure de gallium (GaAs) s'est rapidement imposé par ses caractéristiques, haute mobilité électronique, existence d'un substrat semi-isolant [1]. On a su de plus maîtriser rapidement la technologie d'un composant actif exploitant au mieux les avantages intrinsèques du GaAs, le transistor à effet de champ à grille Schottky noté MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistors) proposé pour la première fois par Mead en 1966 [2], puis réalisé par Hooper et Leher [3]. Depuis cette date de nombreux travaux principalement technologiques ont été effectués pour réaliser des composants de plus en plus performants.

William Shockley dans, un article célèbre, en 1952 [4] avait introduit le principe du transistor à effet de champ et a proposé le nom d'unipolaire par opposition au transistor bipolaire. Il repose sur la modulation du courant passant entre les électrodes de drain et de source. Cette modulation est commandée par la tension appliquée sur l'électrode latérale de grille.

Avec cet avantage, le transistor MESFET GaAs est utilisé pour mettre à profit la rapidité de la réponse de la diode Schottky résultant de l'absence de stockage des porteurs minoritaires [5]. Le transistor MESFET GaAs est désormais le composant de base de l'amplification micro-onde, et avec les progrès technologiques il est utilisé dans les systèmes hyperfréquences, ces transistors présentent alors des fréquences supérieures à 50GHz, avec un facteur de bruit très faible.

Les transistors à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs sont les dispositifs actifs les plus utilisés dans les circuits micro-ondes. En fait, jusqu'à la fin des années 1980, presque tous les circuits intégrés micro-ondes utilisaient les MESFET GaAs bien que des dispositifs plus compliqués dans certaines applications aient été proposées, le MESFET est toujours le dispositif actif dominant pour les amplificateurs de puissance et les circuits de commutation rapide.

Pour mieux exploiter les qualités de ces transistors (fréquences de fonctionnement élevées, niveau de puissance de sortie important, circuits intégrés logiques rapides), il est nécessaire de mettre au point des techniques de conception des systèmes utilisant ce dispositif. Ces techniques seront basées sur des méthodes de calcul numérique sophistiquées utilisant en particulier la dépendance entre les caractéristiques électriques, statiques et dynamiques des dispositifs et les paramètres géométriques et technologiques des composants.

Le travail qui fait l'objet de notre mémoire est de faire une étude sur le transistor MESFET GaAs et de déterminer l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés physiques des transistors à effet de champ à grille Schottky, ce travail comportera les chapitres suivants :

- **Le premier chapitre** présente une description des propriétés principales du matériau GaAs, du contact Schottky ainsi que les paramètres essentiels qui interviennent dans le fonctionnement du **MESFET**
- **le deuxième chapitre** décrit les propriétés statiques du **MESFET** ; il est consacré à la caractérisation de tous les éléments constituant le composant ainsi que l'effet des paramètres physiques et géométriques, en proposant un modèle simplifié où on suppose que la zone de charge d'espace est parfaitement dépeuplée prenant en compte l'effet des résistances parasites et des tensions de bords sur les caractéristiques de sortie.
- **Dans le troisième chapitre** et à l'aide d'un logiciel que nous avons élaboré nous déterminons les caractéristiques I-V ainsi que l'effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de sortie du MESFET GaAs .
- **Dans le quatrième chapitre** nous présentons une comparaison entre notre modèle établi et les différents modèles analytiques de la littérature .



## I-1 Introduction

Le comportement du **MESFET** dépend essentiellement de ce qui se passe à la zone du canal comprise entre les deux jonctions et aux effets liés au contact Schottky spécifique au **MESFET**.

Dans cette partie qui est consacrée aux caractéristiques statiques du **MESFET GaAs** nous raisonnerons sur une structure idéalisée représentée sur la figure (I-1a). Nous nous limiterons à l'analyse d'une structure à canal **n** dopée de manière uniforme, les résultats obtenus pourront être transposés au cas des transistors à canal **p** par simple inversion des sens de référence des tensions et courant, et permutation des indices relatifs aux électrons et aux trous.

Dans ce chapitre nous décrirons le principe de fonctionnement du **MESFET GaAs** ainsi que les phénomènes physiques internes au composant qui régissent son fonctionnement.

### I-1-1 Structure du MESFET GaAs

La structure d'un transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky (MESFET GaAs) sous sa forme la plus classique est illustrée sur la figure (I-1.a) : il est constitué par un substrat semi-isolant de GaAs dopé au Cr (chrome) sur lequel on fait croître une couche épitaxiée de type *n* d'arséniure de gallium, d'épaisseur comprise entre 0.3 et 0.6 microns. Ensuite une métallisation d'aluminium de longueur  $L$  comprise entre 0.5 et 4 microns est déposée. Elle constitue le contact Schottky qui forme l'électrode de grille. Par métallisation d'un alliage or-germanium (*Au-Ge*) on réalise des contacts ohmiques sur la région *n* de chaque côté de la grille ; ce sont les connexions de source et de drain, la distance entre ces deux électrodes peut varier suivant les structures entre 3 et 10 microns. Enfin pour assurer un bon contact ohmique entre le canal *n* et les électrodes de source et de drain, il est nécessaire d'augmenter la concentration des porteurs aux extrémités des contacts.

Le canal conducteur de type *n* est généralement réalisé par un dopage uniforme au moyen de soufre ou quelquefois de sélénium ou d'étain. La croissance de la couche active est réalisée par diverses technologies [6] :

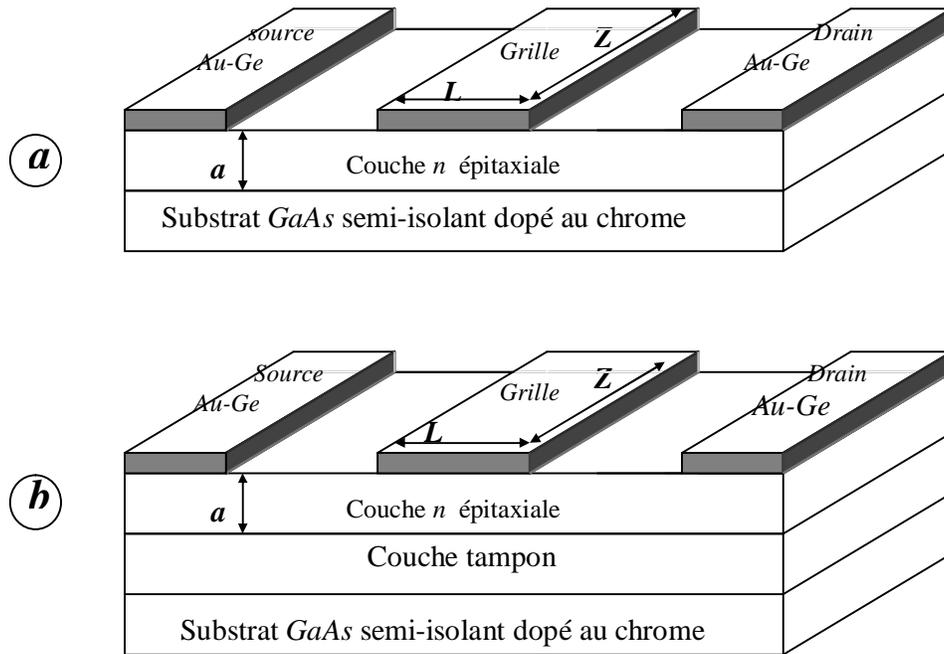


Figure (I-1) : Coupe schématique d'un MESFET GaAs

a - Sans couche tampon

b - Avec couche tampon.

- Par épitaxie en phase liquide. Mais cette technique ne permet pas le contrôle de l'épaisseur  $a$  de la couche active.
- Par épitaxie en jet moléculaire, elle permet de bien contrôler l'épaisseur de la couche active, et est généralement utilisée pour la réalisation des MESFETS normalement bloqués dits "normally - off".
- Par implantation ionique, permet de réaliser des couches ayant des propriétés semblables à celles obtenues par épitaxie ; elle est utilisée pour le dopage du semi-conducteur et assure une homogénéité excellente pour les structures réalisées par cette technique.
- Par épitaxie en phase vapeur par organométalliques ou par chlorure, elle constitue la technique la plus utilisée dans l'industrie des composants discrets.

Le semi - isolant ( $s - i$ ) GaAs utilisé comme substrat pour le MESFET GaAs est un monocristal orienté suivant le plan (001) et de type  $n$ , il est tiré suivant plusieurs techniques.

La résistivité de ce semi-isolant est de l'ordre de  $10^6$  à  $10^8 \Omega \cdot \text{cm}$  avec une densité d'électrons libres de l'ordre de  $10^7$  atomes/cm<sup>3</sup>. L'utilisation de ce substrat semi-isolant permet d'isoler électriquement les différents composants d'un circuit intégré.

Les performances des premiers transistors réalisés avec ce genre de substrat étaient affectées par des effets d'hystérésis qui apparaissent sur la caractéristique courant tension  $I-V$ . Afin de remédier à ce problème il est primordial d'intercaler une couche dite tampon entre la couche active  $n$  et le substrat semi-isolant, cette couche peu dopée ( $\sim 10^{12}$  à  $10^{14}$  atomes/cm<sup>3</sup>) a une épaisseur moyenne de l'ordre de 10 microns (figure (I-1.b)) elle est quasi intrinsèque et aussi résistive que le substrat semi-isolant GaAs.

**I-2 Principe de fonctionnement .**

Le principe de fonctionnement du **MESFET** GaAs est identique à celui du transistor à effet de champ à jonction classique *JFET* [7]. Il est basé sur l'effet de transport des porteurs majoritaires sous l'action d'un champ électrique longitudinal dans un barreau conducteur appelé canal, dont les deux extrémités sont le drain et la source portés respectivement à des tensions  $V_d$  et  $V_s$  (on suppose que la source est portée à la masse  $V_s=0$ ). L'épaisseur du canal est modulée par l'application d'un champ électrique transversal entre la grille et le canal. La diode Schottky de grille pour les **MESFETS** est polarisée en inverse, elle module la section transversale disponible pour le flux du courant. Cette diminution est plus accentuée coté drain que coté source en raison de la forte polarisation du drain (figure (I-2)).

Lorsque les conditions de polarisation normales pour le **MESFET** sont vérifiées (l'application par rapport à la source d'une tension négative sur la grille et d'une tension positive sur le drain) on constate que le courant  $I_d$  qui passe par le drain est équivalent au courant  $I_s$  qui passe par la source, ceci est dû au fait que le contact Schottky grille – canal étant sous tension inverse, le courant le traversant est négligeable devant  $I_d$  : autrement dit, le courant drain  $I_d$  est le courant traversant le canal.

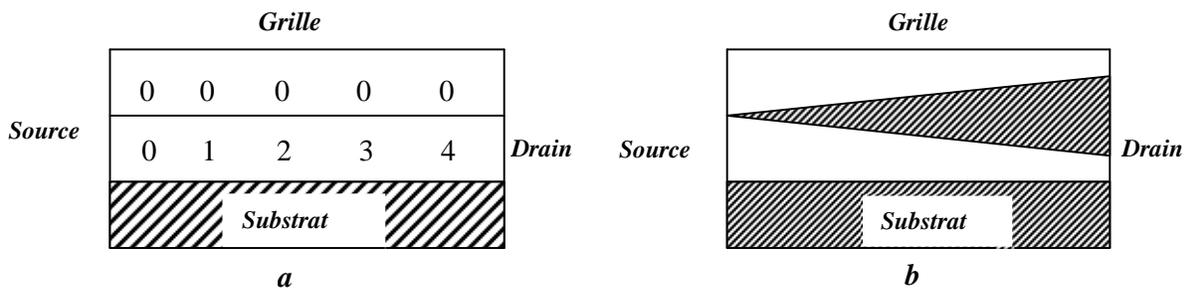


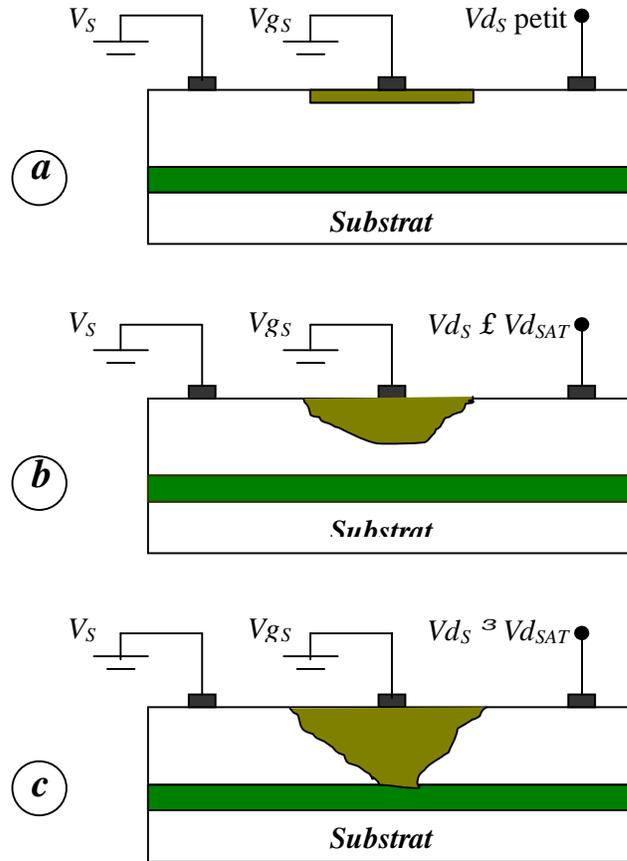
Figure (I-2) : Tension inverse le long du canal  
 $V_{ds} = 4V, V_{gs} = 0V$

Pour mieux comprendre le principe de fonctionnement du MESFET, trois cas intéressants sont schématisés sur la figure (I-3) ; ils représentent la zone active du transistor sous différents régimes de polarisations [8] :

- $V_{ds} \ll V_{d_{sat}}$ , la tension drain source est faible, le canal peut être considéré comme équipotentiel et l'extension de la zone de charge d'espace est indépendante de l'abscisse  $x$  de position ; il ne se produit rien de particulier, le canal se comporte comme une résistance réalisée en semi-conducteur : on dit que le transistor fonctionne en régime linéaire.
- $V_{ds} \approx V_{d_{sat}}$ , lorsqu'on fait croître la tension drain source, le canal ne peut plus être considéré comme équipotentiel. La tension en un point d'abscisse  $x$  varie de  $V_s$  pour  $x=0$  (généralement on prend  $V_s=0$ ) à  $V_{ds}$  pour  $x=L$ , ainsi que la polarisation de la grille n'est plus uniforme, variant de  $V_g = V_{g_s}$  pour  $x=0$  à  $V_g = V_{gd} = V_{g_s} - V_{ds}$  pour  $x=L$ . L'extension de la zone de charge d'espace évolue tout au long du canal, elle est plus importante sous la grille du côté drain que du côté source, ce qui entraîne une augmentation de la résistance du canal  $n$  et une faible variation du courant de drain avec la tension drain-source appliquée : Le régime dit de saturation ou de pincement à  $V_d = V_{d_{sat}}$  est ainsi atteint. Notons que pour les MESFETS à canal court le champ électrique longitudinal a une valeur très importante, ce qui conduit à une dépendance entre celui-ci et la mobilité des porteurs lorsque ce champ électrique atteint une certaine valeur critique  $E_C = 5 \cdot 10^4 \text{ v.cm}^{-1}$ , la vitesse des porteurs atteint sa valeur de saturation  $v_s$  qui est de l'ordre de  $2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ .

On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal : La saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour les MESFETS à canal court, et le pincement du canal pour les MESFETS à canal long.

En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique  $E_C$  et amorce la saturation du MESFET. Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long, le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique  $E_C$  avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation



Figure(I-3) : Principe de fonctionnement du MESFET

- a-  $V_{dS} \ll V_{dSAT}$ , régime de fonctionnement linéaire.
- b-  $V_{dS} < V_{dSAT}$ , régime sous linéaire.
- c-  $V_{dS} > V_{dSAT}$ , régime de saturation.

- $V_{ds} > V_{dsat}$ , à cette polarisation le long du canal correspond un courant de drain  $I_d$  sensiblement constant, sa faible variation est essentiellement dû au flux des porteurs à travers le substrat.

On peut ainsi diminuer la largeur de la zone conductrice du canal par l'application d'une tension grille source importante. A partir d'une certaine valeur de  $V_g$  le canal est complètement déserté quelque soit la valeur de  $V_d$ ; on se trouve en régime de blocage ou " sous le seuil " et la tension de grille correspondante est la tension de seuil.

Lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct [9].

1-3 Contact métal – semi-conducteur

Tout dispositif à jonction doit être raccordé à un circuit extérieur, d'où la nécessité de mettre en place des contacts électriques sur différentes régions semi-conductrices . La figure (I-4) représente le schéma des bandes d'énergies et de la différence des travaux de sortie des deux jonctions métal – semi-conducteur type  $n$  à l'équilibre thermodynamique : l'énergie de fermi est une constante dans l'ensemble de la structure .On voit que selon la différence du travail de sortie  $f$  ( $f=f_m-f_s$ ), avec  $\phi_m$  et  $\phi_s$  sont respectivement les travaux de sortie du métal et du semi-conducteur, il peut apparaître dans le semi-conducteur  $n$  une zone d'accumulation, figure (I-4.b) (contact ohmique ) ou de dépeuplement, figure (I-4.a) (contact redresseur ).

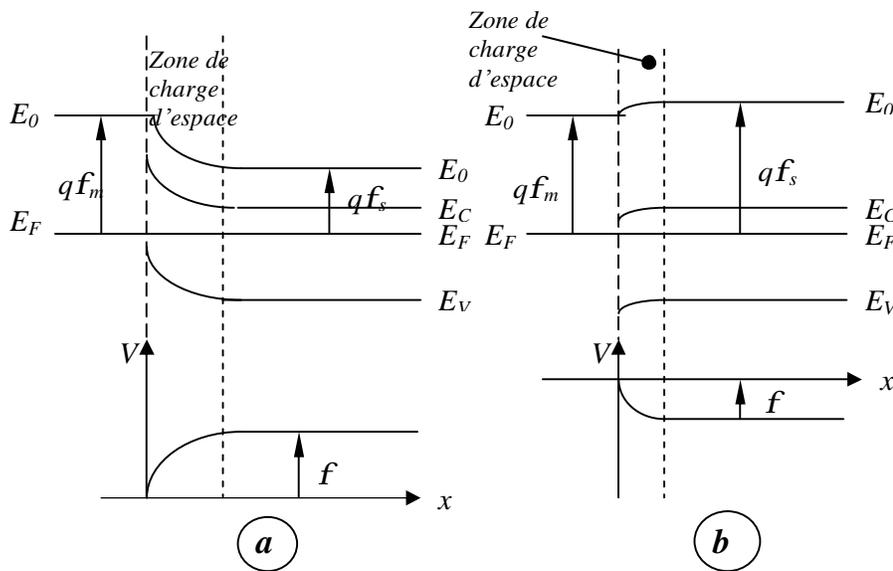


Figure (I-4) : bande d'énergie et diagramme de potentiel d'un contact métal – semi-conducteur.

a- Contact redresseur .

b- Contact ohmique .

a/ Contact ohmique

Il est schématisé sur la figure (I-4.b) qui correspond à une différence de travail de sortie  $\phi_m - \phi_s < 0$ . L'intérêt d'un tel contact est de mettre à profit les propriétés d'une homojonction, puisque les contacts ainsi réalisés ne jouent aucun rôle passif et ne masque pas les effets qu'on désire exploiter.

Ces contacts sont dits ohmiques puisqu'ils ne rajoutent aucune impédance parasite en série avec la jonction proprement dite ; la différence de potentiel supporté par la charge d'espace ne varie presque pas lorsqu'il y a passage d'un courant à travers la structure.

### b/ Contact Schottky

C'est le cas de la figure (I-4.a), il correspond à une différence de travail de sortie  $f_m - f_s > 0$ . Les contacts redresseurs dits communément contact Schottky bénéficient actuellement d'un regain d'intérêt, le progrès de la technologie permet de mieux exploiter ce contact.

Nous supposons pour simplifier l'étude de ce contact que le semi-conducteur est homogène avec une densité de porteurs que nous appellerons  $Nd$  pour alléger l'écriture. Nous admettons ainsi que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'états d'interface est négligeable. Nous supposons ainsi que la zone de charge d'espace est vide de porteurs et nous appelons  $h$  la largeur de cette zone.

La densité de charge dans le semi-conducteur s'écrit :

$$\begin{aligned} r(y) &= qNd && \text{pour } 0 < y < h \\ r(y) &= 0 && \text{pour } y > h \end{aligned}$$

L'équation de poisson s'écrit dans la première zone :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qNd}{\varepsilon} \quad (\text{I-1})$$

Avec  $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{GaAs}}$

Après une première intégration, nous obtenons, avec la condition  $E=0$  pour  $y = h$  :

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = \frac{qNd}{\varepsilon}(y - h) \quad (\text{I-2})$$

Le champ électrique est donc linéaire dans la zone de charge d'espace, sa valeur à l'interface est :

$$E_s = \frac{qNd}{\varepsilon} h$$

La répartition du potentiel s'obtient par intégration, une deuxième fois, en prenant l'origine des potentiels à l'interface, on obtient :

$$V(y) = \frac{-qNd}{e} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{I-3})$$

Le potentiel à une variation parabolique, il prend sa valeur maximale qui est la tension de diffusion  $V_{bi}$  (*built in voltage*) à  $y = h$ . Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur :

$$qV_{bi} = q(f_m - f_s) \quad (\text{I-4})$$

Elle correspond à la différence de potentiel entre les deux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur

$$\begin{aligned} V_{bi} &= V(y = h) - V(y = 0) \\ &= \frac{qN_D}{2e} h^2 \end{aligned} \quad (\text{I-5})$$

D'ou l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre

$$\begin{aligned} h &= \left[ \frac{2e}{qN_D} V_{bi} \right]^{\frac{1}{2}} \\ &= \left[ \frac{2e}{qN_D} (f_m - f_s) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (\text{I-6})$$

Pour une structure polarisée par une tension  $V$ , la barrière de potentiel devient  $V_{bi} - V$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h(V) = \left[ \frac{2e}{qN_D} (V_{bi} - V) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I-7})$$

Revenons maintenant sur la densité des électrons qui est donnée en un point  $y$  par l'expression :

$$n(y) = N_C \text{EXP} \left[ -\frac{(E_C(y) - E_F)}{KT} \right] \quad (\text{I-8})$$

avec

$$N_C = 2 \left( \frac{2p m_e KT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad \text{pour l'arséniure de gallium}$$

Dans la partie neutre du semi-conducteur, cette densité devient, en tenant compte de ce que  $E_C(Y) = E_C$  :

$$n = N_d = N_c \text{EXP} \left( -\frac{(E_c - E_F)}{KT} \right) \quad (\text{I-9})$$

Dans la partie chargée du semi-conducteur, la densité des électrons s'écrit :

$$n(y) = N_c \text{EXP} \left( -\frac{(E_c - qV(y) - E_F)}{KT} \right) \quad (\text{I-10})$$

Ce qui donne en combinant (I-9) et (I-10) :

$$n(y) = N_d \text{EXP} \left( \frac{qV(y)}{KT} \right) \quad (\text{I-11})$$

En explicitant  $V(y)$  dans cette expression, on obtient :

$$n(y) = N_d \text{EXP} \left( \frac{q^2 N_d}{2eKT} (y-h)^2 \right) \quad (\text{I-12})$$

En posant  $l_{Dn} = \left( \frac{2eKT}{q^2 N_d} \right)$  qui est la longueur de DEBYE :

$$n(y) = N_d \text{EXP} \left( -\left( \frac{y-h}{l_{Dn}} \right)^2 \right) \quad (\text{I-13})$$

On voit clairement que la longueur de debye correspond à la longueur pour laquelle la densité des électrons libres passe de  $N_d$  à  $N_d/e$ . En d'autre terme cette longueur mesure la profondeur de pénétration des électrons dans la zone de charge d'espace.

### Remarque

La nature d'un contact semi-conducteur ( $p$ ) – Métal, est tout à fait différente de celle d'un contact avec un semi-conducteur ( $n$ ) :

Il est redresseur si  $f_m - f_s > 0$

Ohmique si  $f_m - f_s < 0$

### I-4 Mécanismes de transport des charges

Pour des cristaux semi-conducteurs isothermes où les flux de chaleurs sont négligeables et en tenant compte des gradients de potentiel et de concentration des porteurs, deux mécanismes peuvent être à l'origine du déplacement des porteurs de charges, c'est – à – dire des courants : la conduction et la diffusion.

- Pour un champ électrique  $E$  qui règne dans le semi-conducteur , il existe une densité de courant  $J_n(J_p)$  relative aux électrons et aux trous :

$$J_n = q\mu_n n E \quad (\text{I-14})$$

$$J_p = q\mu_p p E \quad (\text{I-15})$$

- Lorsque les porteurs libres ne sont pas uniformément distribués dans le cristal, ils subissent un processus de diffusion caractérisé par un gradient de concentration des porteurs. Les densités de courant des électrons et des trous qui leur sont associées sont données par :

$$J_n = qD_n \nabla n \quad (\text{I-16})$$

$$J_p = -qD_p \nabla p \quad (\text{I-17})$$

$D_n$  et  $D_p$  sont les constantes de diffusion des électrons et des trous.

Lorsque dans un semi-conducteur les deux mécanismes sont présents, le courant total s'écrit :

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n \quad (\text{I-18})$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \nabla p \quad (\text{I-19})$$

Avec

$$D_n = \frac{KTm_n}{q} \quad , \quad D_p = \frac{KTm_p}{q}$$

Ainsi les équations de transport des porteurs de charge sont données par les équations de continuité :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - qG \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{I-20})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla J_p - qG \quad \text{pour les trous} \quad (\text{I-21})$$

$G$  est le taux de génération recombinaison supposé identique pour les électrons et les trous : c'est la différence entre le nombre de porteurs générés ou créés et ceux qui disparaissent ou capturés pendant l'unité de temps et dans l'unité de volume :

$$G = g_n(p) - r_n(p) \quad (\text{I-22})$$

Dans un contact Schottky dit unipolaire, le courant est assuré par un seul type de porteurs qui sont les électrons.

En effet, si on se limite à un système unidimensionnel on peut obtenir à partir des équations (I-18) et (I-20) :

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\overline{D_n} \int_J^C p \, dy}{\overline{D_p} \int_J^C n \, dy} \quad (\text{I-23})$$

$\overline{D_n}$  et  $\overline{D_p}$  sont les constantes de diffusion "effective" définies par :

$$\overline{D_p} = \frac{\int_N n \, dy}{\int_N \frac{n}{D_p} \, dy} \quad (\text{I-24})$$

L'intégrale est étendue sur toute la région  $n$ .

$$\overline{D_n} = \frac{\int_P p \, dy}{\int_P \frac{p}{D_n} \, dy} \quad (\text{I-25})$$

L'intégrale est étendue sur toute la région  $p$

On voit clairement d'après l'équation (I-23) que  $J_p \ll J_n$  pour un contact Schottky sur substrat  $n$  ;  $C$  est le courant d'électrons qui constitue l'essentiel du courant total.

### 1-5 Le substrat semi- isolant

La technologie très avancée des circuits logiques à base de **MESFET** a atteint aujourd'hui des taux d'intégration de 20 à 30000 composants par puce. Une des limitations de l'intégration vient du phénomène d'interaction entre les différents éléments du circuit intégrés. La nécessité de l'isolation électrique entre différents composants actifs constituant le circuit intégré fait l'objet de la technologie semi-conductrice actuelle. Afin de supprimer cette interaction on fait croître la couche active des **MESFETS** sur un substrat semi – isolant, ce dernier est soit compensé par du chrome, soit intrinsèque (compensé par un défaut natif dit  $EL_2$ ) [10].

Le substrat semi isolant nécessaire à la réalisation des dispositifs peut être réalisé par cristallisation à partir d'une phase liquide suivant deux méthodes principales : la méthode de **BRIDGMAN** et celle de **CZOCHRALSKI** . Dans les deux méthodes on utilise un germe pré orienté  $\langle 100 \rangle$  dans l'arséniure de gallium liquide à la température de fusion 1240°C .

L'état semi isolant du matériau *GaAs* est obtenu par compensation des impuretés peu profondes, par un ou plusieurs centres en densités plus élevées au milieu de la bande interdite.

### 1-5-1 Substrat compensé " chrome "

Généralement ce type de substrat est tiré par la méthode de *BRIDGMAN*. Un dopage au chrome en concentration adéquate introduit un niveau profond au milieu de la bande interdite de nature accepteur, il permet de compenser les niveaux résiduelle (Si, Se, ... ) et donne au matériau le caractère semi isolant.

L'inconvénient de ce genre de substrat est l'important coefficient de diffusion du chrome.

### 1-5-2 Substrat non intentionnellement dopé .

Tiré suivant la méthode de *CZOCHRALSKI* ce type de semi-isolant est caractérisé par cette famille de donneurs  $EL_2$  qui compensent les accepteurs résiduels peu profonds.

Le centre  $EL_2$  est d'origine physico-chimique, il peut être introduit suivant plusieurs techniques ; l'irradiation par un faisceau d'électrons ou de neutrons rapides et l'une de ces méthodes, crée des antisites de densité allant jusqu'à  $10^{11}$  atomes / $cm^3$ .

Rappelons que le *GaAs* est un semi-conducteur univalent (un seul minimum de la bande de conduction situé en  $k=0$  au point  $G$  ) et à gap direct (le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au même point de l'espace  $k$  ).

La figure (I-5) représente la structure des bandes d'énergie suivant les directions de plus haute symétrie de l'espace réciproque, c'est-à-dire suivant les directions  $\Delta(001)$  et  $\Lambda(111)$ , la bande interdite est hachurée. Sur le tableau (I-1) on trouve quelque caractéristique du *GaAs*.

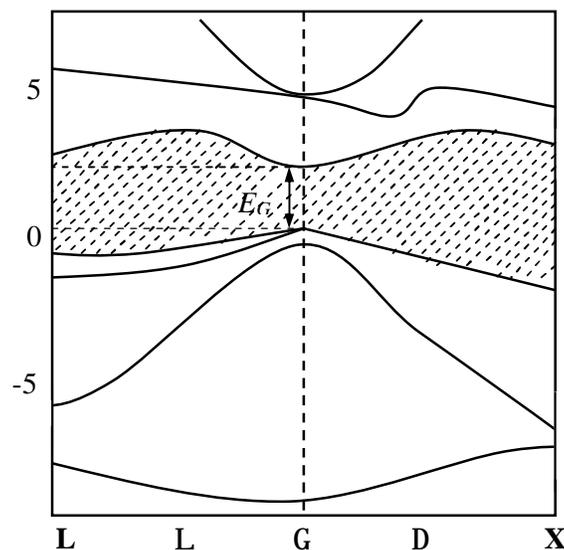


Figure (I-5) : Structure de bande d'énergie de *GaAs* dans la direction de haute symétrie  $\Delta$  et  $\Lambda$ . Echelle des énergie en  $eV$  .

Propriétés	GaAs
Nombre d'atome( $s/cm^3$ )	$4.42 \cdot 10^{22}$
Poids atomique ( $gr/mole$ )	144.63
Structure cristalline	Zinc blinde
Densité ( $gr/cm^3$ )	5.32
Constante diélectrique	13.1
Densité effective d'états dans B.C. ( $cm^{-3}$ )	$N_C = 4.7 \cdot 10^{17}$
Densité effective d'états dans B.V. ( $cm^{-3}$ )	$N_V = 6 \cdot 10^{18}$
Affinité électronique (V)	4.07
Largeur de la bande interdite (eV)	1.424
Concentration intrinsèque des porteurs ( $cm^{-3}$ )	$1.79 \cdot 10^6$
Résistivité intrinsèque ( $W \cdot Cm$ )	$10^8$
Température de fusion ( $^{\circ}C$ )	1238
Durée de vie des porteurs minoritaires (s)	$\sim 10^{-8}$
Mobilité d'entraînement ( $Cm^2/V.s$ )	
Trous	400
Electrons	8500
Vitesse d'entraînement ( $Cm/s$ )	$2 \cdot 10^7$

**Tableau (I-1) :** propriétés du GaAs à 300 °K

**I-6 Amélioration de la structure du MESFET.**

Afin d'améliorer les performances du composant, plusieurs techniques de réalisation ont été proposées. Nous allons présenter quelques unes.

**I-6-1 Le MESFET à grille creusée ou « enterrée ».**

Dans le GaAs et pour une surface libre, il existe une barrière de potentiel voisine de celle de surface. Cette dernière se traduit par l'existence d'une densité de charge d'espace, s'étendant dans l'espace grille-drain et grille-source. Il en résulte une sensible augmentation des résistances d'accès. Ces dernières limitent le courant qui est alors mal contrôlé par la grille (surtout pour une polarisation de grille faible ou légèrement positive).

Pour améliorer la commande du transistor, on réalise une grille enterrée [11] ; cette structure est réalisée en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma, une tranchée dans le semi-conducteur entre les contacts de source et de drain. Ensuite le métal de grille est pulvérisé au fond de cette tranchée (Figure( I-6)).

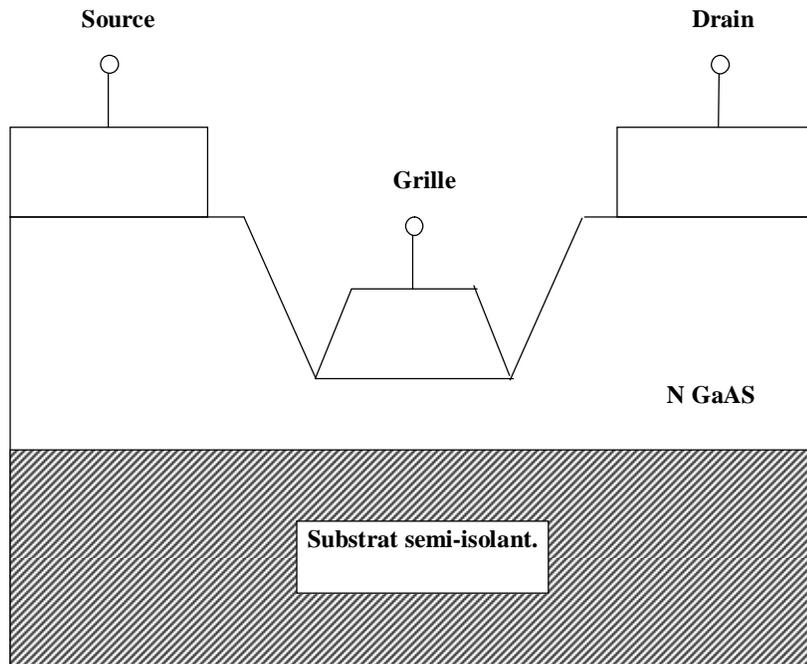


Figure I-6 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.  
( appelée « Recess »)

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 ionique localisée qui permet de surdoper les zones inter - électrodes et par conséquent de diminuer les résistances d'accès en augmentant sélectivement la densité des donneurs (cas du semi-conducteur type N) Nd sous les zones latérales [11].

### I-6-2 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 à faible bruit, il est important de la diminuer. Ainsi, la structure à grille champignon a été mise au point où la résistance  $R_G$  est calculée par la relation [11] :

$$R_G = \frac{r_G Z}{3H_G L_{eff}} \quad (I-25)$$

$\rho_G$ : est la résistance du métal de grille exprimée en  $\Omega m$  ;

$H_G$ : est l'épaisseur de métallisation (Fig. I-7).

La forme de la grille en champignon permet donc de différencier la longueur  $L_{eff}$ , correspondant à la résistance  $R_G$  sans affecter les performances du composant. Pour réaliser cette forme, on utilise deux couches de résines photosensibles.

### I-6-3 La grille divisée en plusieurs doigts.

Cette amélioration a pour but de diminuer la résistance de grille. Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts (Fig.I-8). On peut ainsi réaliser plusieurs doigts de grille en "Π" ou en "T".

Si  $N_k$  est le nombre de doigts de grille en "Π" ou en "T", on obtient [11] :

$$R_g = \frac{R_{gi}}{(N_k)^2} \quad (I-26)$$

où :

$R_{gi}$  étant la résistance de grille d'un doigt calculée par la relation(I-25) .

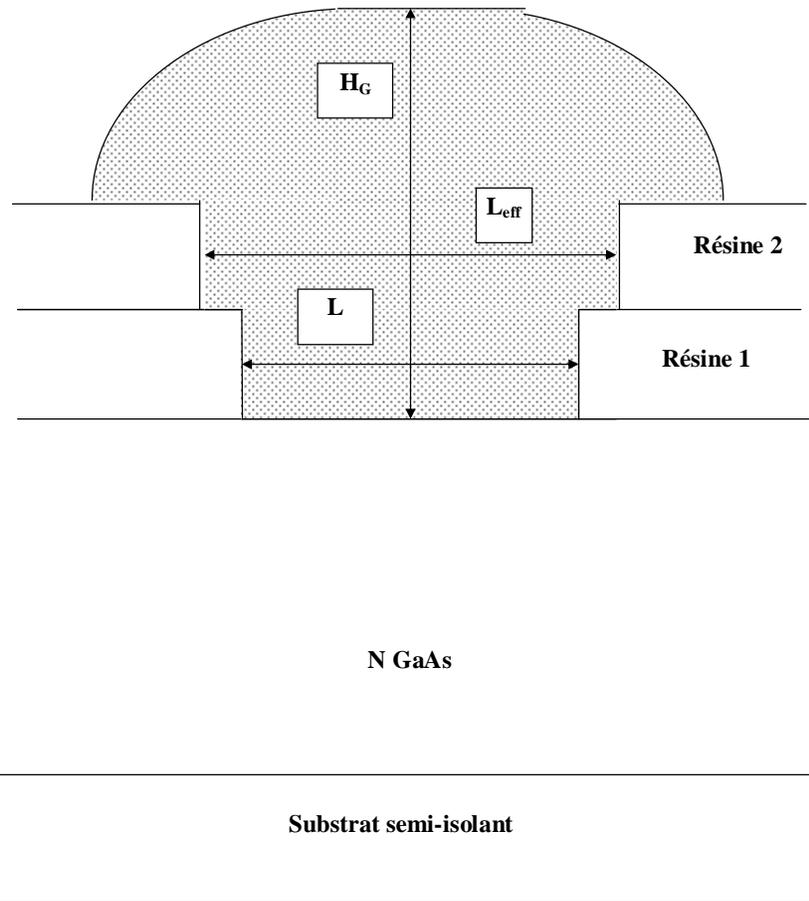
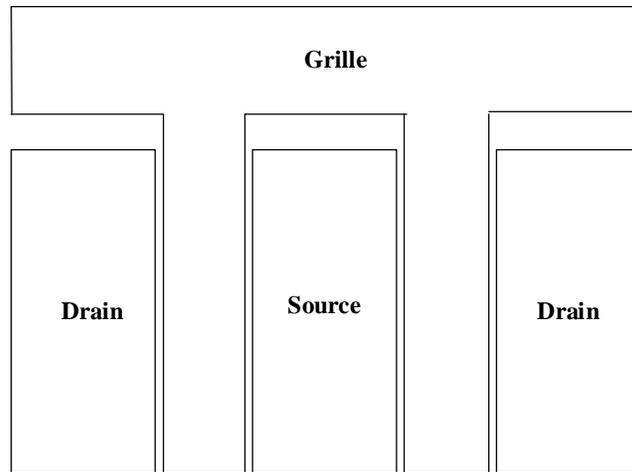
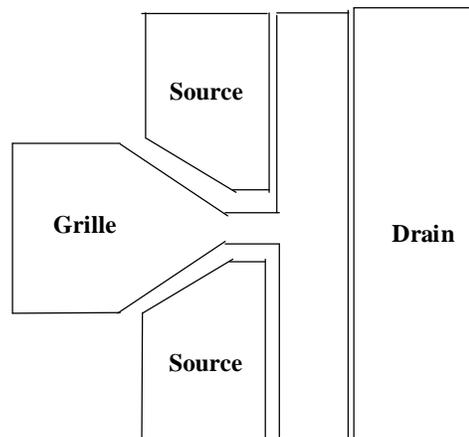


Figure I-7 : Coupe d'une grille « Champignon » réalisée par double photogravure.



- a -



- b -

Figure I-8 : Exemples de métallisation de grille à deux doigts ( $N_K=2$ ).

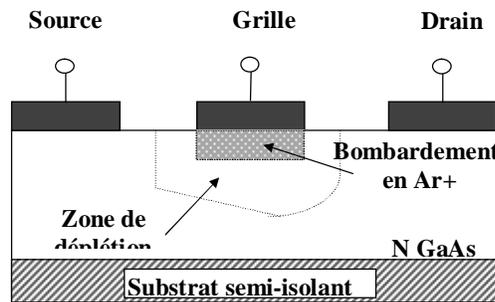
a- Structure en «  $\Pi$  ».

b- Structure en « T ».

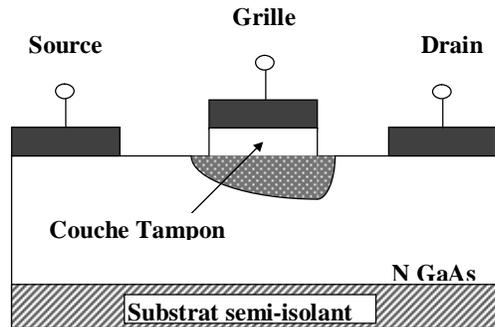
**I-6-4 Autres structures.**

Pour augmenter les fréquences micro-ondes et baisser le bruit, plusieurs configurations de grille sont considérées. La figure (I-9.a) montre une structure avec une grille semi-isolante, fabriquée par bombardement en  $\text{Ar}^+$  de la région de la grille. Le dispositif peut réduire la capacité de grille, diminuer le courant de fuite de grille et augmenter la tension de claquage.

La figure (I-9.b) montre une structure similaire avec une grille en couche tampon. Cette couche est insérée entre le métal de grille et la couche active. La technique de l'auto-alignement a été utilisée pour réaliser des composants avec une longueur de grille submicronique.



- a -



- b -

Figure I-9 : Différentes configurations de grille pour améliorer les performances du MESFET.  
a) bombardement de la grille avec les ions d'argon  
b) couche Tampon de grille.

### II-1 Introduction :

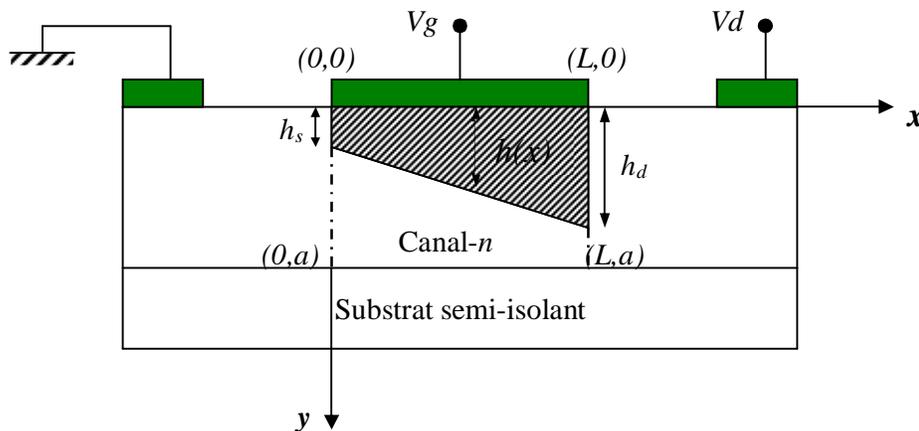
L'objectif de ce chapitre est de déterminer en première partie la caractéristique statique du MESFET, afin d'étudier son comportement physique, qui donne la variation du courant de drain en fonction de la tension drain source pour diverses valeurs de la tension grille source, représenté par la loi  $I_d=f(V_g, V_d)$  et voir l'influence des effets de bords sur les caractéristiques (I-V)..

Nous raisonnerons sur la structure représentée sur la figure (II-1) , ce qui nous permettra par la suite de caractériser le MESFET.

### II-2 Calcul du potentiel et du champ électrique :

Dans le cadre de la modélisation des MESFETS plusieurs hypothèses simplificatrices sont introduites à cause des difficultés imposées par les conditions de bord. En effet, on ne tient pas compte des effets de bords, ce qui revient à dire qu'on restreint notre étude à la région active du canal.

Pour calculer le potentiel et le champ électrique, on raisonne sur la structure schématisée sur la figure (II-1), l'axe  $x$  représente la direction longitudinale suivant le canal. L'axe  $y$  représente la direction transversale de la surface.



Figure(II-1) :Structure idéalisée du MESFET

Le potentiel  $\psi(x,y,z)$  sous la grille s'obtient en intégrant l'équation de poisson donnée par :

$$\nabla^2 \psi = \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\frac{r(x, y, z)}{e} \quad (\text{II-1})$$

Pour simplifier l'étude, on cherche toujours à avoir un dopage homogène du canal. Et pour des raisons liées aux techniques de fabrication ceci est impossible de sorte qu'on a  $N_d = N_d(y)$ . On admet en outre que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante. Ainsi la densité de charge dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit :

$$y > h(x) \quad r(x, y) = qN_d(x, y) = q(N_d(y) - n(x, y)) \quad (\text{II-1.a})$$

$$y < h(x) \quad r(x, y) = 0 \quad (\text{II-1.b})$$

$n(x, y)$  est la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace sous la grille.

Pour des raisons de symétrie le potentiel est constant suivant la direction  $z$ , de sorte qu'on peut écrire :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{II-1.c})$$

En outre, si on admet que la longueur du canal est beaucoup plus importante que l'épaisseur de la zone de charge d'espace, la variation du champ électrique suivant la direction perpendiculaire à la structure est beaucoup plus importante que dans la direction longitudinale. L'équation de poisson se ramène à :

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{q}{e} N_d(x, y) \quad (\text{II-2})$$

On intègre les deux membres de (II-2) entre  $h(x)$  et  $y$  avec la condition  $\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$  en

$y = h(x)$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{e} \left( \int_0^{h(x)} qN_d(x, y) dy - \int_0^y qN_d(x, y') dy' \right) \\ &= \frac{1}{e} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad (\text{II-3})$$

Intégrons encore une fois de  $h(x)$  à  $y$  l'équation (II-3). le premier membre s'écrit ainsi :

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y d\psi(x, y) &= \int_0^y d\psi(x, y) - \int_0^{h(x)} d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, h(x)) \end{aligned} \quad (\text{II-4})$$

Et le second membre s'écrit

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{e} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy = \\
 & = \frac{1}{e} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' - \frac{1}{e} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \\
 & = \frac{1}{e} \int_0^y [Q(y) - Q(y')] dy' + \frac{1}{e} \int_0^y [Q(h(x)) - Q(y)] dy' - \frac{1}{e} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \quad (\text{II-5})
 \end{aligned}$$

On utilise le passage :

$$\int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy = \int_0^{h(x)} y r(y) dy \quad (\text{II-6})$$

Pour le premier et le dernier terme, le second terme est simple, il vient :

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{e} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' = \\
 & = \frac{1}{e} \int_0^y qN_d(x, y') y' dy' + \frac{1}{e} y \int_y^{h(x)} qN_d(x, y') dy' - \frac{1}{e} \int_0^{h(x)} qN_d(x, y) y dy \\
 & = \frac{1}{e} \int_0^y qN_d(x, y') y' dy' + \frac{1}{e} y \int_y^{h(x)} qN_d(x, y') dy' - y(x, h(x)) + y(x, y=0) \quad (\text{II-7})
 \end{aligned}$$

Par identification entre (II-4) et (II-7) avec la condition  $y(x, 0, z) = V_g - V_{bi}$ , on obtient :

$$y(x, y) = \frac{1}{e} \int_0^y qN_d(x, y') y' dy' + \frac{1}{e} y \int_y^{h(x)} qN_d(x, y') dy' + V_g - V_{bi} \quad (\text{II-8})$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant  $y=h(x)$  soit :

$$y_c(x, y) = \frac{1}{e} \int_0^{h(x)} qN_d(x, y') y' dy' + V_g - V_{bi} \quad (\text{II-9})$$

Pour un dopage uniforme, et pour une zone de charge d'espace vide de porteurs, on a

$Nd(x, y) = Nd$  :

$$y(x, y) = -\frac{qNd y^2}{2e} + \frac{qN_d y}{e} h(x) + V_g - V_{bi} \quad (\text{II-10})$$

Et par conséquent :

$$y_c(x, y) = \frac{qN_d h^2(x)}{2e} + V_g - V_{bi} \quad (\text{II-11})$$

Le champ électrique se déduit par, dans la zone de déplétion :

$$\vec{E}(x, y) = -\frac{Ndy}{e} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_d}{e} [h(x) - y] \vec{j} \quad (\text{II-12})$$

Et dans le canal conducteur on a pour  $h(x) = y$  :

$$E = E_x(x) = \frac{qN_D h(x)}{e} \frac{dh(x)}{dx} \quad (\text{II-13})$$

Pour expliciter le champ électrique et le potentiel, il faut connaître l'expression de  $h(x)$ . Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous permettra de calculer son expression en fonction de  $h_s$  et  $h_d$ , ses valeurs côté source et côté drain respectivement [12]:

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (\text{II-14})$$

### II-3 Courant de drain dans le canal .

Pour trouver l'expression du courant de drain en fonction de la tension, nous utilisons les approximations suivantes:

- une jonction abrupte à barrière de Schottky.
- le courant se limite dans la couche dite active du canal.
- un canal de dopage uniforme  $N_d(x, y) = N_d = \text{constant}$ .
- on néglige les effets de bords, le débordement de la zone dépeuplée sur les côtés de la grille.
- L >> a connu sous le nom "approximation du canal graduel" qui permet la séparation des variables dans l'équation de Poisson, à l'intérieur de la région de déplétion  $E_y \gg E_x$  et à l'extérieur (dans le canal)  $E_x \gg E_y$ , la direction du courant de drain  $I_D$  est suivant la direction ox, c'est-à-dire que la densité du courant totale J est essentiellement constitué par sa composante  $J_{nx}$  (a l'épaisseur de la zone active et L la longueur du canal).

A l'intérieur du canal, la composante de la densité de courant  $J_{nx}$  (pour un transistor à canal n) est donnée par la loi d'Ohm, en négligeant le courant de diffusion:

$$J_x = S(x, y) \cdot E_x \quad (\text{II-15})$$

$$S(x, y) = r(y) m_n(E_x)$$

$$J_x = qN_D m_n E_x = -q m_n N_d \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-16})$$

$\mu_n(E_x)$  est la mobilité des électrons qui dépend du champ électrique.

Le courant de drain  $I_D$  compté positivement dans le sens drain source, est obtenu en intégrant  $-J_x$  sur toute la section conductrice du canal:

$$I_D = -\int_0^Z \int_{h(x)}^a J_x dy dz = -Z \int_{h(x)}^a J_x dy$$

$$I_D = qZ m_n N_D (a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-17})$$

$$I_D = qZN_D v_x(E_x) [a - h(x)] \quad (\text{II-18})$$

Avec  $v_x(E_x) = m_n \cdot E_x(x)$

La continuité et l'intégration du courant de drain  $I_D$  sur la longueur du canal  $L$  exigent que  $I_D$  soit constant [13].

$$\int_0^L I_D dx = I_D L = \int_0^{V_p} qZ m_n N_D a \left(1 - \frac{h(x)}{a}\right) dV(x) \quad (\text{II-19})$$

A partir de la solution approximative de l'équation de Poisson, l'épaisseur de la largeur de la zone de charge d'espace  $h(x)$  est donnée par:

$$h(x) = \left[ \frac{2e}{qN_D} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-20})$$

$V(x)$  est le potentiel au point considéré, on définit la tension de pincement  $V_p = V_{bi} - V_g$  lorsque la valeur maximale de  $h(x)$  est l'épaisseur de la zone active  $a$  ( $h(x) = a$ ):

$$a = \left[ \frac{2e}{qN_D} (V_{bi} - V_g) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-21})$$

De l'équation (II-20) et (II-21) on trouve:

$$\frac{h(x)}{a} = \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_{bi} - V_g} \right] \quad (\text{II-22})$$

On substitue la valeur de  $\frac{h(x)}{a}$  donnée par (II-22) dans l'expression (II-19):

$$I_D L = qZ m_n N_D a \int_0^{V_p} \left(1 - \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_p} \right]^{\frac{1}{2}}\right) dV(x) \quad (\text{II-23})$$

Intégrant l'équation (II-23), le courant de drain s'écrit alors:

$$I_d = \frac{qZm_n N_D a}{L} \left\{ V_D - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II-25})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu la contribution de la ZCE se situant sous la surface libre dans le potentiel [12].

En posant :

$$I_p = \frac{(qNd)^2 m_n Z a^3}{2Le} \quad \text{et} \quad V_p = \frac{qNda^2}{2e} = V_{bi} - V_g$$

Ainsi, l'expression finale du courant  $I_d$  est :

$$I_D(V_d, V_g) = I_p \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II-26})$$

Cependant, cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation se réécrit différemment, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain  $V_d$ . Ces régimes sont :

**n** le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain  $V_d$ .

**n** et dans le deuxième cas, le courant se sature à la valeur  $I_{dsat}$ . Cette région de caractéristiques est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (II-26), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

*Régime linéaire*

La tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante :

$$V_d \leq V_{bi} - V_g$$

Ainsi, l'équation (II-26) se réécrit :

$$I_D(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} V_d \quad (\text{II-27})$$

On voit clairement que le courant  $I_d$  varie linéairement en fonction de la tension  $V_d$ .

### Régime saturé

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (II-26), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :  $V_p = V_{bi} - V_g$ .

$$I_{dSAT} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \quad (\text{II-28})$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par :

$$V_{dsat} = V_p - V_g - V_{bi}. \quad (\text{II-29})$$

### II-3-1 La transconductance $G_m$ et la conductance $G_d$ .

#### a) La transconductance.

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor: c'est la variation du courant de drain en fonction de la polarisation de grille, à tension drain source constante. Elle n'est pas constante avec  $V_g$ .

La transconductance d'un transistor est définie par l'équation :

$$G_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} / V_d = \text{constante} \quad (\text{II-30})$$

Dans la région linéaire,  $G_m$  est obtenue à partir de l'équation (II-27):

$$G_m = \frac{2q m_n Z N_D a}{L} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} + \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{II-31.a})$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (II-28):

$$G_m = \frac{q m_n N_D Z a}{L} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{II-31.b})$$

**b) Conductance Gd**

La conductance traduit la variation du courant de drain en fonction de la tension  $V_D$  à polarisation de grille constante.

$$Gd = \frac{\partial I_d}{\partial Vd} / Vg \text{ constante} \quad (\text{II-32})$$

De l'équation (II-28) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$Gd = \frac{qm_n N_D Z a}{L} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{Vd + V_{bi} - Vg}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-32 .a})$$

La conductance du canal dans le régime de saturation est parfaitement nulle, et le courant  $I_{dsat}$  ne dépend pas de la tension de drain  $Vd$ .

$$Gd = 0 \quad (\text{II-32 .b})$$

**II-3-2 Effet des résistances parasites.**

Les caractéristiques obtenues par les mesures sont celles des grandeurs externes ou extrinsèques ( $I_{ds}$ ,  $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ) du transistor. Or, les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques ( $I_d$ ,  $V_d$ ,  $V_g$ ) où l'on a assimilé le transistor à un générateur de courant '  $I_d$  ', commandé par deux tensions qui sont effectivement appliquées au droit du canal et auquel sont connectées des impédances de nature différentes (inductances, impédances)[14].

Cependant, lors d'une caractérisation quasi - statique, les impédances réactives n'interviennent pas. On peut alors déduire la caractéristique interne  $I_d(V_d, V_g)$  de la caractéristique externe  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  en incluant l'effet des résistances d'accès de source  $R_s$  et de drain  $R_d$  (figure II- 2), soit en tenant compte des relations suivantes :

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d & (\text{II- 33a}) \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d & (\text{II-33.b}) \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d & (\text{II-33.c}) \end{cases}$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

**n** l'équation générale :

$$I_d = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{II- 34})$$

n régime linéaire :

$$I_d = I_p \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left[ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{V_p} \right] \quad (II-35)$$

n régime saturé :

$$I_d = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (II-36)$$

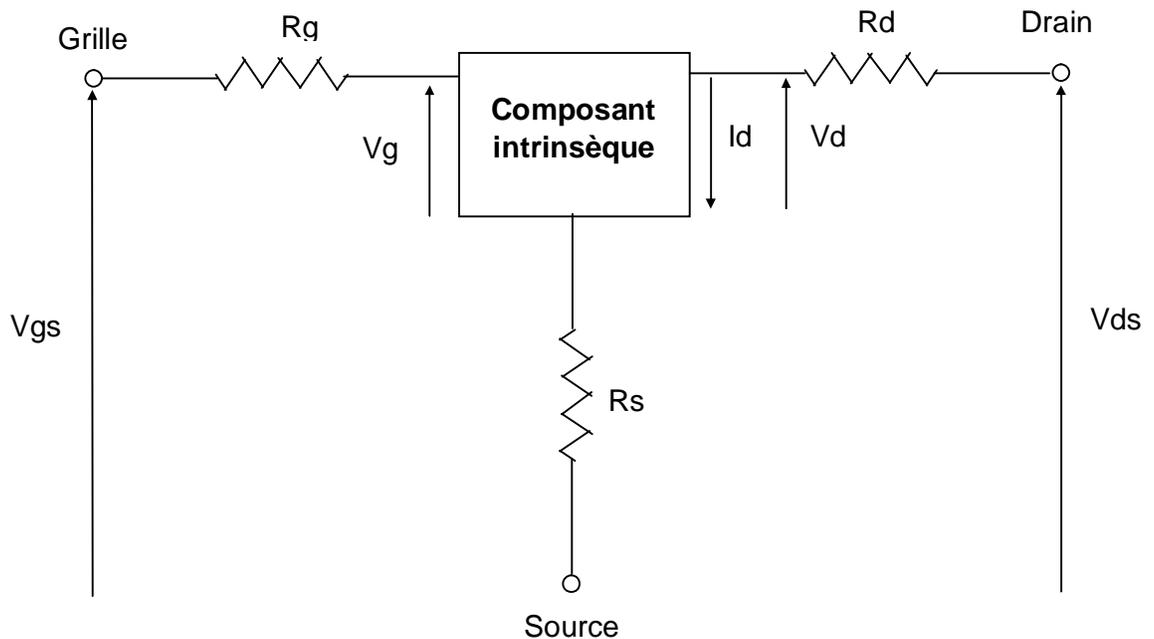


Figure (II-2) : Influence des résistances d'accès sur la caractéristique courant - tension.

### II-3-3 Effet de la mobilité variable

Les caractéristiques courant - tensions dépendent de la loi de mobilité des porteurs en fonction du champ électrique. Le choix d'une loi de mobilité est important pour une description correcte des phénomènes physiques dans **les MESFETS** à grille submicronique .

Dans le domaine des champs électriques faibles, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique :

$$V(E) = \mu_0 E. \tag{II-37}$$

$\mu_n$  est la mobilité des électrons à faible champ électrique.

Lorsque le champ électrique est élevé, le transfert intervalles des électrons induit dans le GaAs, une décroissance de la vitesse des porteurs et entraîne une mobilité différentielle fortement négative. Cependant, il n'existe pas une loi qui traduit réellement les variations de cette mobilité avec le champ électrique et plusieurs expressions analytiques approchées ont été proposées pour cette fonction.

Notre choix s'est porté sur les lois suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1(E) = m_1(E)E = \frac{\mu_n E}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} [24] \\ v_2(E) = m_2(E)E = \frac{\mu_n E + v_s \left(\frac{E}{Ec}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)^4} [15,16] \end{array} \right. \tag{II-38}$$

d'où les expressions des mobilités :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \\ m_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{Ec^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)^4} \end{array} \right. \tag{II-40}$$

$Ec = v_s / \mu_n$  où  $\mu_n$  est la mobilité des électrons à faible champ électrique, et  $v_s$  leur vitesse de saturation.

Nous remarquons que l'expression de  $v_1(E)$  est plus simple que celle de  $v_2(E)$ .

En reportant successivement ces deux lois dans les équations (II-34), (II-35) et (II-36), nous obtenons :

Première loi :

n l'équation générale :

$$Id = IpA1 \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} - \frac{2}{3} \left( \frac{Vds + Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-42})$$

n régime linéaire:

$$Id = IpA2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{Vbi - Vgs}{Vp}} \right\} \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} \right\} \quad (\text{II-42. a})$$

n régime saturé:

$$Id = IpA3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} + \frac{2}{3} \left( \frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-42. b})$$

où :

$$\left\{ \begin{array}{l} A1 = \frac{1}{1 + \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{LEc}} \\ A2 = 1 \\ A3 = A1. \end{array} \right.$$

Deuxième loi :

n L'équation générale:

$$Id = IpB1 \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} - \frac{2}{3} \left( \frac{Vds + Vbi - Vgs - RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{Vbi + Vgs - RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\}. \quad (\text{II-43})$$

**n** régime linéaire:

$$I_d = I_p B_2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad (\text{II-43.a})$$

**n** régime saturé:

$$I_d = I_p B_3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-43.b})$$

où :

$$B_1 = \frac{1 + \frac{v_s (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d)^3}{m L^3 E c^4}}{1 + \left( \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{L E c} \right)};$$

$$B_2 = 1;$$

$$B_3 = B_1.$$

### II-3-4 Effet des tensions de bords :

La tension bidimensionnelle du canal sous la grille s'écrit en tenant compte des effet des tensions de bords comme suit :

$$V_c(x, y) = y_c(x, y) + V_l(x, y) \dots \quad (\text{II - 44})$$

Où :  $y_c(x, y)$  est la tension dans le canal défini précédemment (équation (II-9)) :

$$y_c(x, y) = \frac{1}{e} \int_0^{h(x)} q N d(x, y) y dy + V_{bi} - V_g$$

$V_l(x, y)$  est la tension due au débordement côté source et côté drain, elle est donnée par :

$$V_l(x, y) = \left[ A_1^s \frac{\text{Sin}h(k_1(L-x))}{\text{Sin}h(k_1L)} + A_1^d \frac{\text{Sin}h(k_1x)}{\text{Sin}h(k_1L)} \right] \text{Sin}(k_1y) \dots \quad (\text{II - 45})$$

$$\text{Avec : } A_1^s = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(0, y) - V_q(0, y)] \sin(k_1 y) dy \dots \quad (\text{II-46.a})$$

$$\text{Et : } A_1^d = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(L, y) - V_q(L, y)] \sin(k_1 y) dy \dots \quad (\text{II-46.b})$$

$A_1^d$  et  $A_1^s$  : sont des coefficients de Fourier pour la tension supplémentaire de grille côtés drain et source respectivement [12].

$$\text{Et : } k_1 = \frac{p}{2a}$$

L'expression de la tension totale dans le canal devient :

$$V_c(x, y) = \int_0^{h(x)} \frac{qNd(x, y)}{e} y dy + V_1(x, y) - V_g + V_{bi} \dots \quad (\text{II-47})$$

L'effet de la tension  $V_1(x, y)$  est pris en considération dans les expressions de la tension de drain et de grille suivantes :

$$V_d \rightarrow V_d + V_{ld} \text{ et } V_g \rightarrow V_g + V_{ls}$$

Où  $V_{ls}$  et  $V_{ld}$  sont les composantes de  $V_1(x, y)$  côtés source et drain respectivement, elles sont calculées à partir des équations suivantes :

$$V_{ls} = V_1(0, h_s) = A_1^s \sin\left(\frac{h_s p}{2a}\right) \dots \quad (\text{II-48.a})$$

$$V_{ld} = V_1(L, h_d) = A_1^d \sin\left(\frac{h_d p}{2a}\right) \dots \quad (\text{II-48.b})$$

Les expressions des coefficients  $A_1^s$  et  $A_1^d$  sont très complexes, Elles sont liées essentiellement aux tensions de polarisations  $V_d$  et  $V_g$ , et aux tensions  $V_{bi}$  et  $V_p$ .

$$A_1^s = V_p \left[ a_1 + b_1 \left( \frac{V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right] \dots \quad (\text{II-49.a})$$

$$A_1^d = V_p \left[ a_1 + b_1 \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right] \dots \quad (\text{II-49.b})$$

Pour un dopage uniforme les coefficients  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$  et  $V_l$  sont des constantes.

Pour obtenir les expressions réelles des caractéristiques  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ), il suffit de remplacer les termes intrinsèques par les termes extrinsèques dans toutes les relations précédentes en tenant compte des tensions  $V_{ld}$  et  $V_{ls}$ .

Donc :

$$V_d = V_{ds} + V_{ld} - (R_s + R_d) I_d \dots \quad (\text{II-50.a})$$

$$V_g = V_{gs} + V_{ls} - R_s I_d \quad \dots \quad (\text{II-50.b})$$

$$I_d = I_{ds} \quad \dots \quad (\text{II-50.c})$$

L'expression de la mobilité utilisée dans ce cas [17 ,18] est :

$$\mu_b = \frac{\mu_h}{\left[ 1 + \left( \frac{E - E_0}{Ec} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

#### II-4 Caractérisation des éléments non linéaire (Paramètres géométriques, physiques et technologiques) .

Dans le modèle proposé, figurent intrinsèquement dans les expressions des divers éléments, des paramètres physiques, technologiques et géométriques. Nous allons cependant proposer les différentes techniques d'obtention de ces quantités.

##### II- 4-1 Détermination des résistances parasites $R_s$ et $R_d$ .

Les valeurs de ces résistances sont obtenues à partir de la connaissance des paramètres  $L_{gs}$  et  $L_{gd}$  distance entre la grille et la source ,et la grille et le drain et la forme de la zone de charge d'espace .

$$R_s = \frac{L_{gs}}{qN_D \mu_n Z a} \quad (\text{II - 51.a})$$

$$R_d = \frac{L_{gd}}{qN_D \mu_n Z a} \quad (\text{II - 51b})$$

On détermine la somme de ces résistances ( $R_s + R_d$ ) à partir de la connaissance de la résistance de sortie  $R_{dso}$  du transistor lorsque la tension de drain est faible. Quand cette dernière tend vers zéro , l'équation du courant s'écrit :

$$I_d(V_{ds}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} (V_{ds} - (R_s + R_d) I_d) \left( 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_{bi} - V_t}} \right) \quad (\text{II - 51c})$$

La résistance de sortie est alors égale à:

$$R_{dso}(V_{gs}) = \frac{V_{ds}}{I_d} = \frac{V_p}{I_p} \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_{bi} - V_t}}} + (R_s + R_d) \quad (\text{II-52})$$

$$\text{en posant : } x = \frac{1}{1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}}}$$

l'équation (II-150) redevient :

$$R_{dso}(x) = \frac{V_p}{I_p} x + (R_s + R_d) \quad (\text{II-53})$$

Si nous traçons la fonction  $R_{dso} = f(x)$ , nous obtenons une droite dont l'ordonnée à l'origine fournit la valeur globale  $R_s + R_d$ .

La relation qui peut être mise à profit pour proposer une méthode de détermination de l'écart entre la résistance parasite de source  $R_s$  et la résistance du drain  $R_d$ , est celle qui lie les quantités  $I_D$ ,  $I_g$ ,  $V_d$  et la tension  $V_g$ [19] :

$$I_g(I_g + 2I_d) = \frac{2n_2 U_T I_s}{R_1 L} e^{\left(\frac{V_G - R_G I_g}{n_2 U_T}\right)} \left\{ e^{\left(\frac{-R_s(I_d + I_g)}{n_2 U_T}\right)} - e^{\left(\frac{R_d I_d - V_d}{n_2 U_T}\right)} \right\} \quad (\text{II-54})$$

Où :

$R_1$  : est la résistance du canal où il n'y a plus de zone de charge d'espace sous la grille et égale à :

$$\frac{1}{q m_0 N_d Z a} = \frac{1}{L G_0} \quad (\text{II-55})$$

Dans un premier temps, la source est prise comme une référence des potentiels et le drain est en circuit ouvert, d'où  $I_{d1} = 0$ . La relation liant le courant de grille aux tensions de polarisation  $V_{g1}$  et  $V_{d1}$  s'écrit :

$$I_{g1}^2 = \frac{2n_2 U_T I_s}{R_1 L} e^{\left(\frac{V_{g1} - (R_g + R_s) I_{g1}}{n_2 U_T}\right)} \left\{ 1 - e^{\left(\frac{R_s I_{g1} - V_{d1}}{n_2 U_T}\right)} \right\} \quad (\text{II-56})$$

De la même manière, si nous inversons le rôle de la source et du drain, nous obtenons une relation analogue à la précédente, à condition de changer  $I_{g1}$  en  $I_{g2}$ ,  $V_{d1}$  en  $V_{d2}$ ,  $V_{g1}$  en  $V_{g2}$  et enfin  $R_s$  par  $R_d$ . Nous obtenons la relation suivante :

$$I_{g2}^2 = \frac{2n_2 U_T I_s}{R_1 L} e^{\left( \frac{V_{G2} - (R_g + R_d) I_{g2}}{n_2 U_T} \right)} \left\{ 1 - e^{\left( \frac{R_d I_{g2} - V_{d2}}{n_2 U_T} \right)} \right\} \quad (\text{II-57})$$

En maintenant  $I_g$  constant ( $I_{g1} = I_{g2}$ ), l'égalité entre les deux équations permet d'obtenir une relation liant  $R_s$  et  $R_d$ , en tenant compte du fait que :

$$1 - e^{\left( \frac{R_s I_{g2} - V_{d1}}{n_2 U_T} \right)} \approx 1 - e^{\left( \frac{R_d I_{g2} - V_{d2}}{n_2 U_T} \right)} \quad (\text{II-58})$$

Nous déduisons donc :

$$V_{G2} - V_{G1} \approx I_g (R_s + R_d) \quad (\text{II-59})$$

En calculant la somme ( $R_s + R_d$ ) et l'écart ( $R_s - R_d$ ), nous obtenons la valeur de  $R_s$  et celle de  $R_d$ .

#### II-4- 2 Paramètres physiques et technologiques .

Ces paramètres sont la densité des donneurs de la couche active  $N_d$  ; le facteur  $G_0$  de pente des caractéristiques  $I_d(V_d, V_g)$  ; la barrière de potentiel du contact Schottky  $V_{bi}$  ; la tension de pincement  $V_p$  ; la mobilité à champ nul  $m_n$  et enfin le facteur d'idéalité de la diode Schottky  $n$ .

#### A- Détermination de la densité $N_d$ et de la tension $V_{bi}$

La densité des donneurs dans la couche active ainsi que la barrière de potentiel  $V_{bi}$  sont déterminées à partir des caractéristiques de la capacité d'entrée du contact Schottky du MESFET. En traçant la caractéristique  $C^{-2} = f(V_g)$ , donnée par l'expression :

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{qN_d e_0 \epsilon_{GaAs}} (V_{bi} - V_g) \quad (\text{II-60})$$

nous obtenons une droite dont la pente fournit la valeur de  $N_d$  et l'intersection avec l'axe des tensions donne la tension  $V_{bi}$ .

**B- Détermination du  $G_0$** 

Ce facteur est égal à :

$$G_0 = \frac{I_p}{V_p} = \frac{qNdZm_n a}{L} \quad (\text{II-61})$$

La détermination de ce paramètre est déduite, comme dans le cas de la somme des résistances parasites  $R_s$  et  $R_d$ , des propriétés du courant de drain lorsque la tension de drain tend vers zéro. En traçant alors la courbe de variation de la résistance de sortie (voir l'expression (II-151)), on obtient une droite dont la pente est égale à l'inverse de  $G_0$ , ce qui mène à une méthode de détermination du facteur de pente  $G_0$ .

**C- Détermination de la tension  $V_t$  .**

Ce paramètre physique représente la tension de grille pour laquelle l'extension de la zone de charge d'espace s'effectue tout le long de l'épaisseur du semi - conducteur.

Ainsi, en traçant la caractéristique qui lie le courant de drain à la tension de grille  $I_d = f(V_g)$  à une tension de drain constante, on en déduit la valeur de  $V_t$  qui est égale à la tension  $V_g$  lorsque le courant s'annule, ce qui permet de mesurer de façon précise cette tension de seuil.

**D- Détermination de la tension  $V_p$  .**

Cette tension représente l'écart entre la barrière de potentiel  $V_{bi}$  du contact Schottky et la tension de seuil  $V_t$  :

$$V_{bi} - V_t = V_p = \frac{qa^2 Nd}{2e_0 e_{GaAs}} \quad (\text{II-62})$$

Donc, en déterminant expérimentalement les deux tensions  $V_{bi}$  et  $V_t$ , on en déduit la valeur de  $V_p$  ou bien nous la calculons directement à partir de son expression en fonction de  $Nd$  et  $a$ .

**E- Détermination de la mobilité  $m_n$  .**

La méthode de détermination de  $\mu_n$  est basée sur les relations suivantes :

$$\begin{cases} G_0 = \frac{qNd\mu_0 Z a}{L} \\ V_{bi} - V_t = \frac{q a^2 N d}{2 e_0 e_{GaAs}} \end{cases}$$

La valeur de la mobilité à champ nul est :

$$\mu_0 = \frac{G_0}{2 e_0 e_{GaAs}} \frac{L a}{Z} \frac{1}{V_{bi} - V_t} \tag{II-63}$$

Dans le tableau suivant nous résumons les différentes méthodes d'obtention des paramètres physiques et technologiques du MESFET GaAs.

Paramètre	Techniques de modélisation
Rs + Rd	Ordonnée à l'origine de la caractéristique $rdso = f\left(1 - \frac{1}{\sqrt{x}}\right)$ .
Rs - Rd	
Rg	Caractéristique $I_g = f(V_g)$ lorsque la grille est en polarisation directe. $Rg = \frac{R}{3}$ .
L, Z, a	Dimensions géométriques : mesurées soit par microscope, soit données par le constructeur.
Nd	
G0	La pente de la caractéristique $(1/C^2) = f(V_{bi} - V_g)$
Vp	De la pente de la caractéristique $rdso = f\left(1 - \frac{1}{\sqrt{x}}\right)$ .
Vbi	Variation thermique du courant de grille .
n	A partir des expressions de G0 et de Vp
	La caractéristique directe $I_g = f(V_g)$

**II-5 L'effet de la température .**

Les caractéristiques en courant sont fortement liées à la température .Cependant la majorité des simulations supposent que la température du composant est constante, usuellement égale à la température ambiante (300°k). Un modèle thermique rigoureux exige la résolution de l'équation de l'échauffement :

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(K_R \nabla T_R) + H_S \quad (\text{II-64})$$

$C_R$  : chaleur spécifique du réseau ,  $\rho_R$ : densité du réseau ,  $K_R$  : température du réseau.

$T_R$  : conductivité thermique du réseau,  $H_S$ : génération thermique du réseau.

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température [19]:

$$m = m(300^0 K) \left[ \frac{300}{T_R} \right]^{0.6} \quad (\text{II-65})$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme[20] :

$$n_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T/600)} \text{ms}^{-1} \quad (\text{II-66})$$

Selon Conger la dépendance de la tension seuil peut être approximativement donnée par :

$$V_{TH} = V_{TH}(300^0 K) - a_{VT} T \quad (\text{II-67})$$

La valeur de  $a_{VT}$  est de l'ordre de 1.2mV/°C.

**II-5-1 Résistance thermique**

La largeur de la bande interdite du GaAs comparée à celle du Si fait du GaAs le plus utilisé dans une large gamme de température(de -50 à 125 °C) et le plus important pour les circuits digitaux .Notre modèle à pris en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante ainsi l'effet de la température sur les paramètres du composant.

Dans ce modèle par analogie électrique on détermine la résistance thermique  $R_{TH}$  comme le rapport de l'écart de la température sur la dissipation thermique.

$$T - T_a = R_{TH}P \tag{II-68}$$

T : température du composant.

T<sub>a</sub> : température ambiante.

P : Puissance dissipée.

Wachutka [20] a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semi-conducteur. Dans le cas des MESFETS la figure II-8 montre une estimation approximative de la répartition de la chaleur dans un MESFET de  $L = 0,5 \mu\text{m}$ ,  $I_d = 216 \text{ mA/mm}$  et  $V_{ds} = 4 \text{ V}$ . On remarque que l'échauffement est généré sur une distance plus petite que la longueur de grille du côté du drain et il n'y a presque pas de dissipation de puissance sous les contacts de source et de drain.

Des modèles analytiques ont été développés pour étudier l'équation de la résistance thermique en fonction des paramètres physiques des MESFETs et HEMTs, ils aboutissent aux résultats suivants :

Variation non significative de  $R_{TH}$  en fonction de la longueur de grille  $L$  ; exemple :  $R_{TH} = 55, 48, 38 \text{ }^\circ\text{C/W/mm}$  pour  $L = 0,2, 0,5$  et  $2 \mu\text{m}$  respectivement pour un doigt de grille (petit transistor),  $R_{TH}$  augmente légèrement en fonction de la largeur de grille  $Z$ , exemple :  $R_{TH} = 44$  et  $64 \text{ }^\circ\text{C/W/mm}$  pour  $Z = 50 \mu\text{m}$  et  $1 \text{ mm}$  respectivement. L'influence de l'épaisseur du substrat sur  $R_{TH}$  devient significative au fur et à mesure que l'on augmente le nombre de doigts.

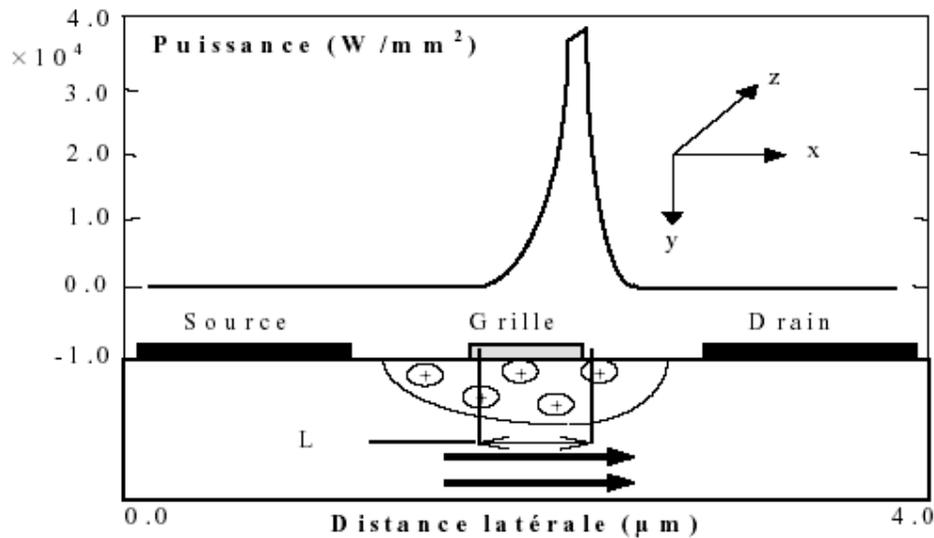


Figure II-8 Puissance dissipée selon la distance latérale dans un MESFET



**III-1 Résultats et interprétations.**

Dans ce chapitre , nous présentons les résultats des propriétés statiques du transistor MESFET GaAs. Le logiciel de simulation développé , est décrit en langage Fortran version 4 à partir des expressions obtenus dans le chapitre II . les résultats numériques obtenus sont regroupés dans des fichiers , puis utilisés pour tracer les différents courbes .

A partir du logiciel établi nous avons déterminé ce qui suit :

- n** les caractéristiques I-V du courant de drain aux régimes linéaire et saturé .
- n** la vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique .
- n** la conductance et la transconductance .
- n** les caractéristiques I-V en tenant compte des résistances parasites ainsi que l'effet des tensions de bords .
- n** les caractéristiques I-V en tenant compte de l'effet des paramètres physiques et géométriques sur ces caractéristiques .
- n** l'effet de la température sur les caractéristiques I-V

**III- 2 Caractéristiques I-V**

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation, nous avons fait appel aux expressions déjà établies dans le chapitre II. L'algorithme de calcul est schématisé sur la figure (III- 1).

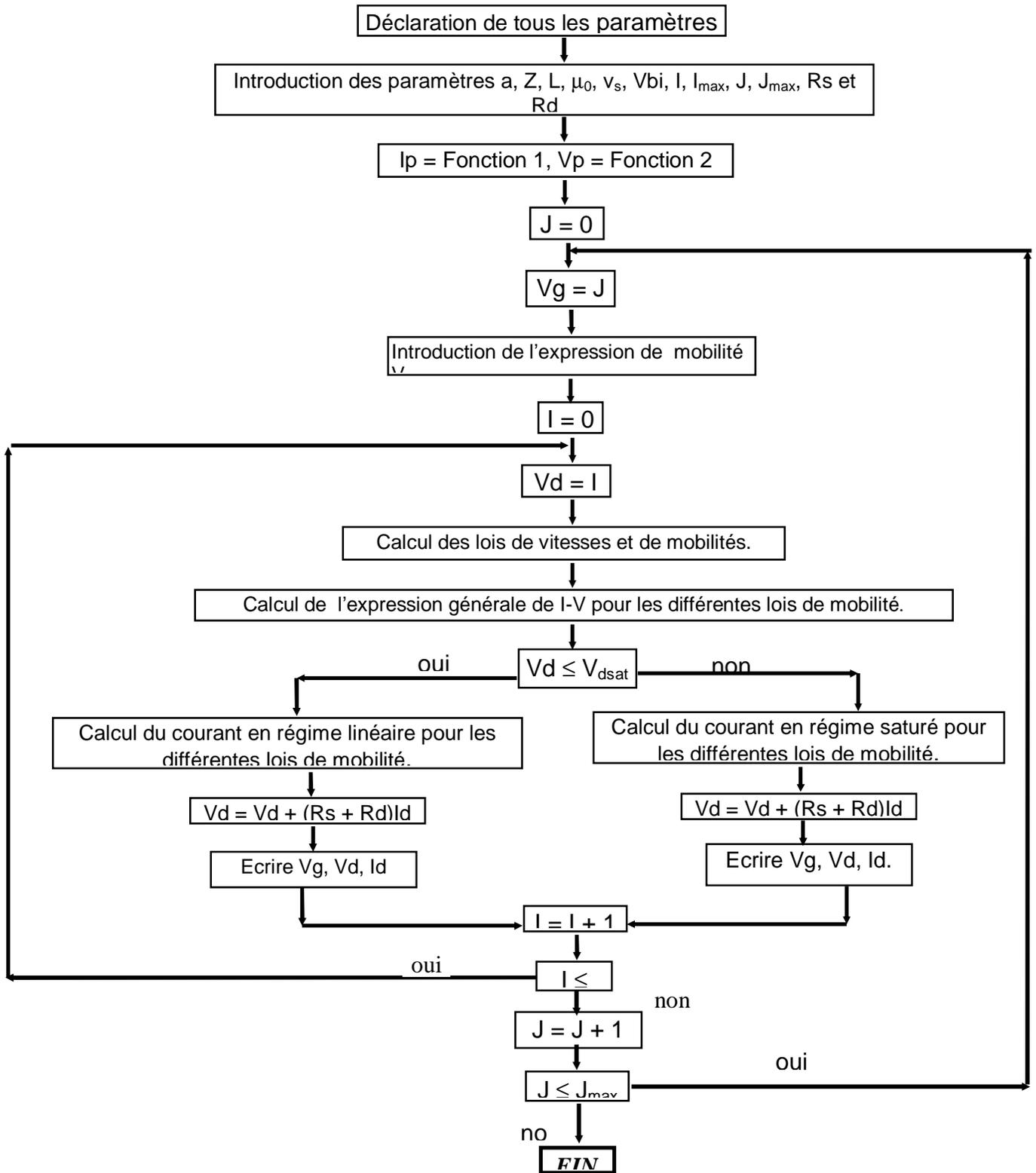


Figure III- 1 : Algorithme de calcul des caractéristiques I-V.

Sur les figures (III- 2), (III- 3) et (III- 4), nous avons présenté dans le cas du transistor GAT1 les caractéristiques I-V dans le cas de la mobilité constante (expression (II-26)) ainsi que les expressions (II- 42) et (II- 43) qui correspondent successivement aux lois de mobilités suivantes :

$$m_1(E) = \frac{m_0}{1 + \frac{E}{Ec}} \quad m_2(E) = \frac{m_0 + v_s \left( \frac{E^3}{Ec_s^4} \right)}{1 + \left( \frac{E}{Ec} \right)^4}$$

Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé.

<b>TRANS.</b>	L ( $\mu\text{m}$ )	a ( $\mu\text{m}$ )	z ( $\mu\text{m}$ )	Vbi (V)	Nd ( $\text{m}^{-3}$ )	$\mu_n$ ( $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ )	$v_s$ ( $\text{m s}^{-1}$ )
<b>GAT1</b>	4	0.3	360	0.8	$6.7 \cdot 10^{22}$	0.3740	$0.9710^5$

Tableau III- 1 : Paramètres du GAT1.

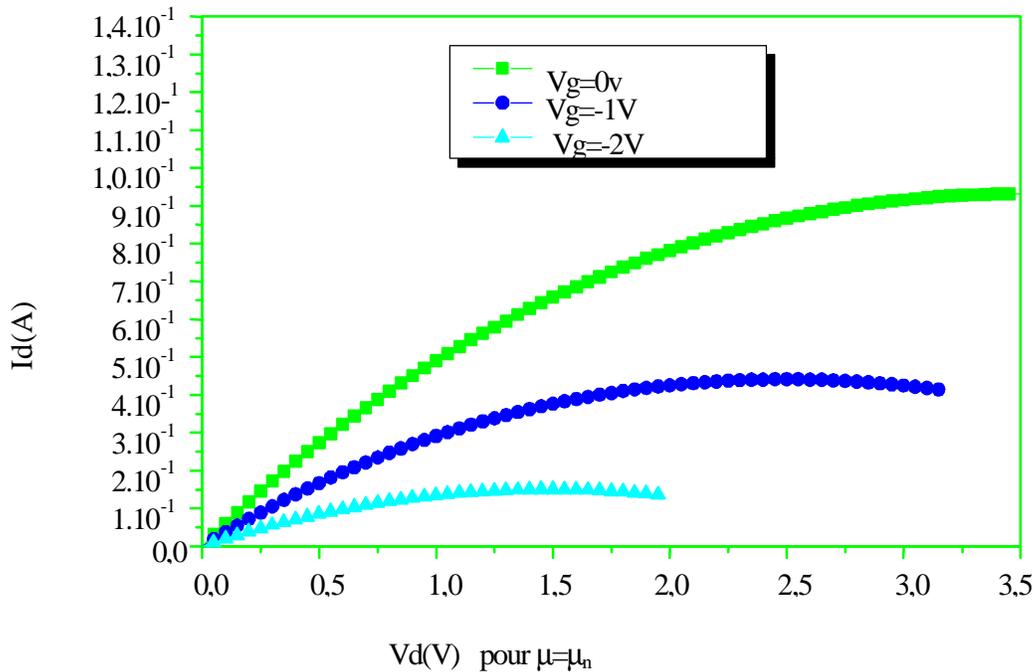


Figure III-2 : Caractéristiques I-V à mobilité constante pour le GAT1.

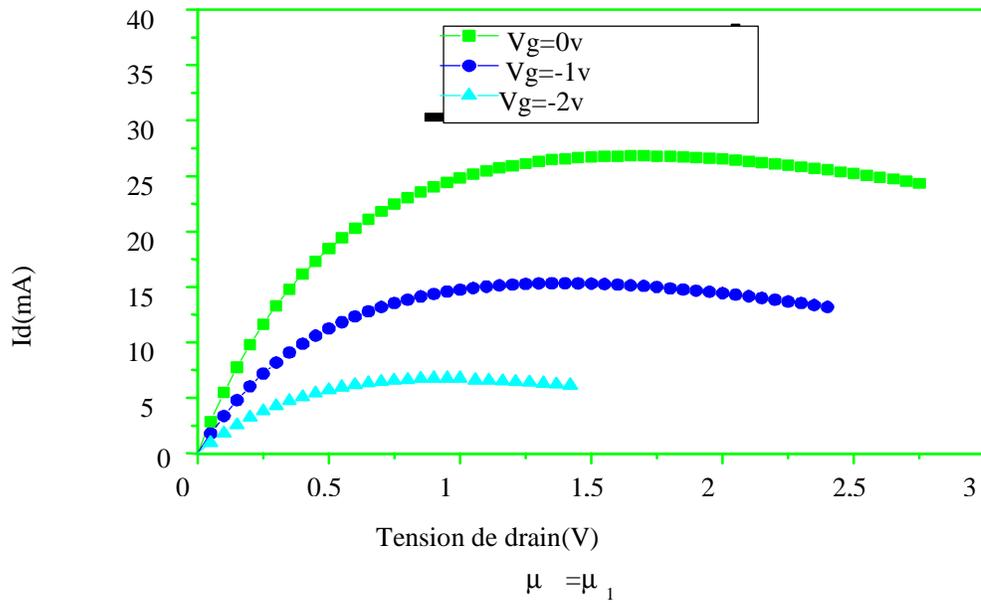


Figure III-3 : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le GAT1.

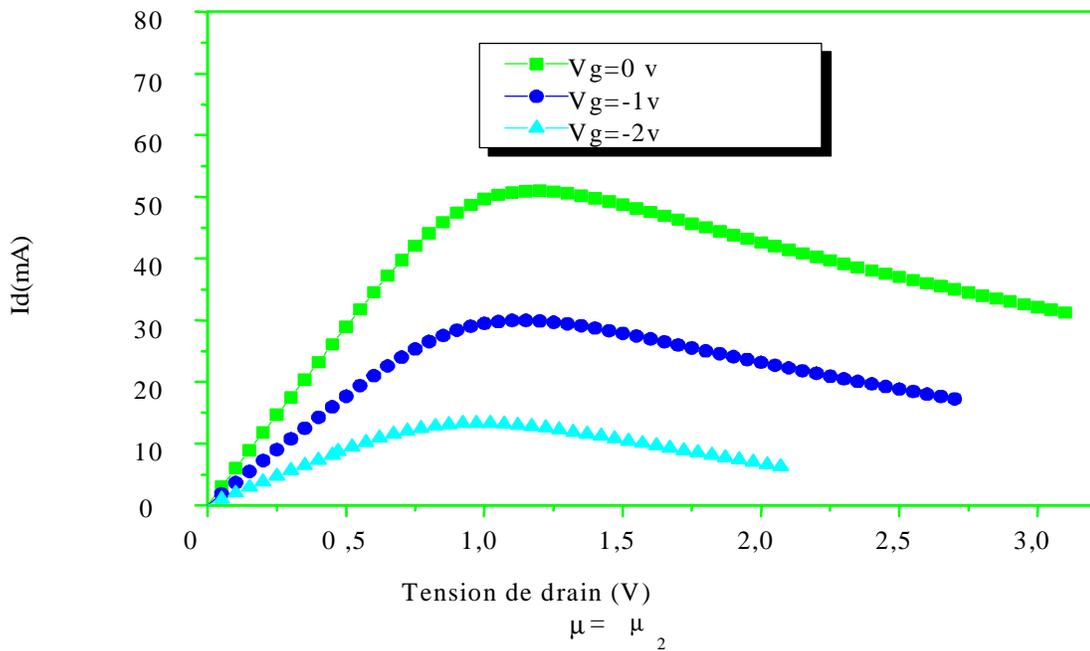
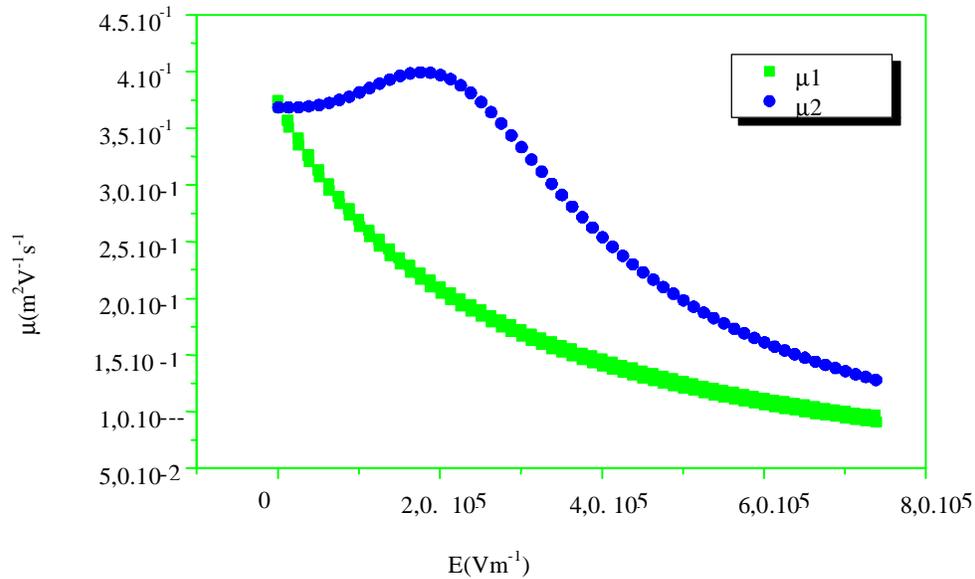
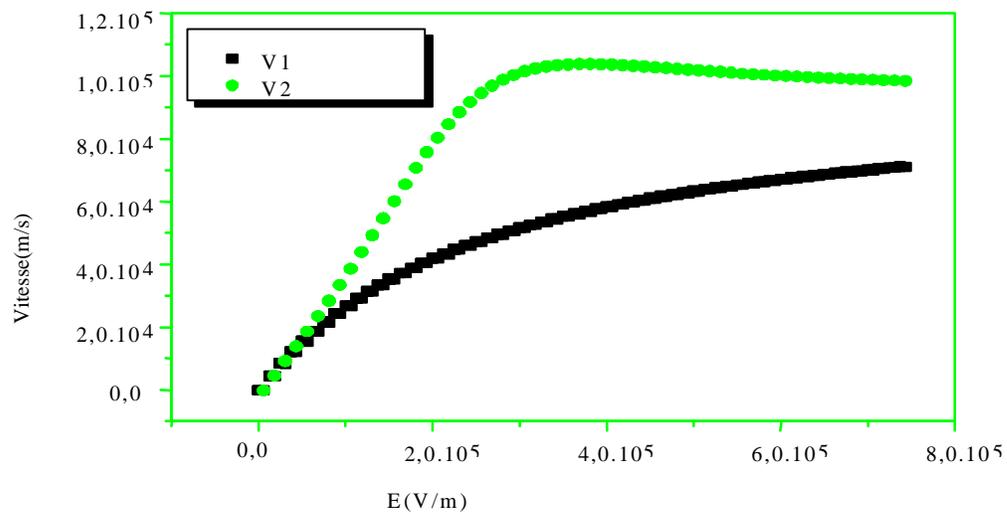


Figure III-4 : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le GAT1.

Ces deux lois sont représentées sur la figure (III- 5). Les variations des lois de vitesse correspondantes sont également représentées sur la figure (III- 6).



III-5 Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour le GAT 1.



III-6 Variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique pour le GAT1. ( $V1 = \mu_1 E$ ;  $V2 = \mu_2 E$ )

Afin de valider ces résultats théoriques, nous avons comparé les deux expressions précédentes du courant, ainsi que celle où nous avons considéré le cas de la mobilité constante avec les mesures expérimentales [21] du même transistor, aux tensions de grille suivantes :  $V_g = 0V$  (figure III- 7) et  $V_g = -1.0V$  (figures III- 8).

En régime linéaire, c'est à dire à faible tension de polarisation de drain, nous remarquons une bonne coïncidence entre les valeurs expérimentales et celles de la théorie et cela, pour les différentes lois de mobilité, notamment dans le cas de la mobilité constante, ce qui montre l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique, aux faibles tensions de drain et aussi la bonne cohérence entre l'expérience et le modèle proposé en régime linéaire. Cependant, lorsque la tension de drain augmente et devient plus importante, nous remarquons un certain écart entre les résultats expérimentaux et les caractéristiques simulées qui augmente au fur et à mesure que la tension de drain devient supérieure à la tension de saturation  $V_{dsat}$ .

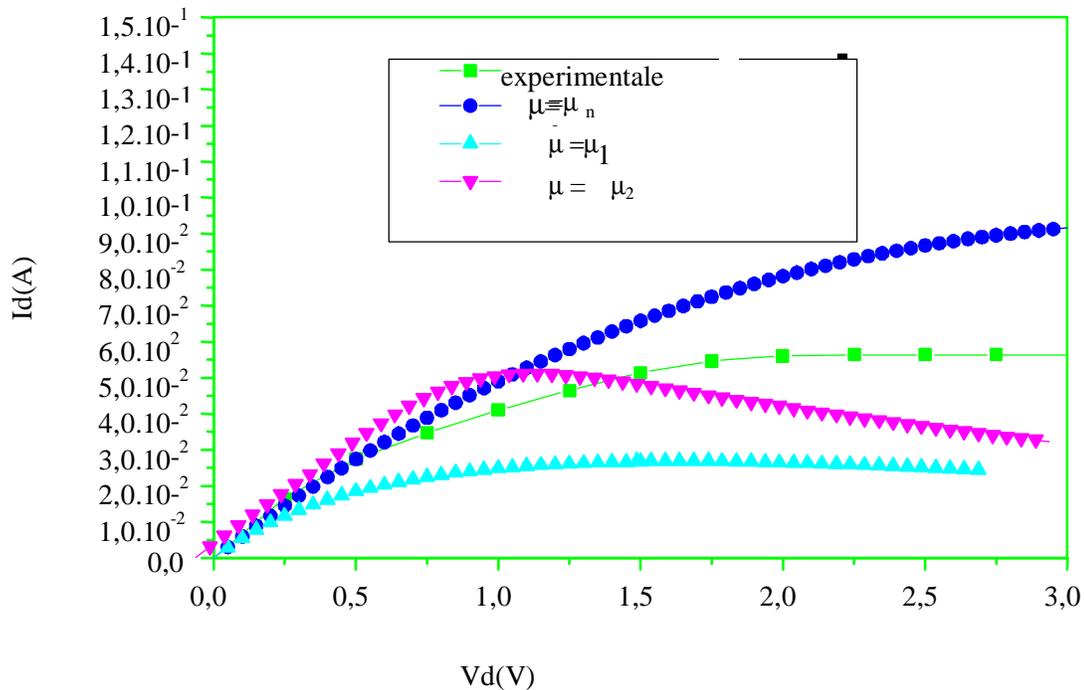


Figure III- 7 : Comparaison théorie - expérience pour le GAT1 ( $V_g = 0V$ ).

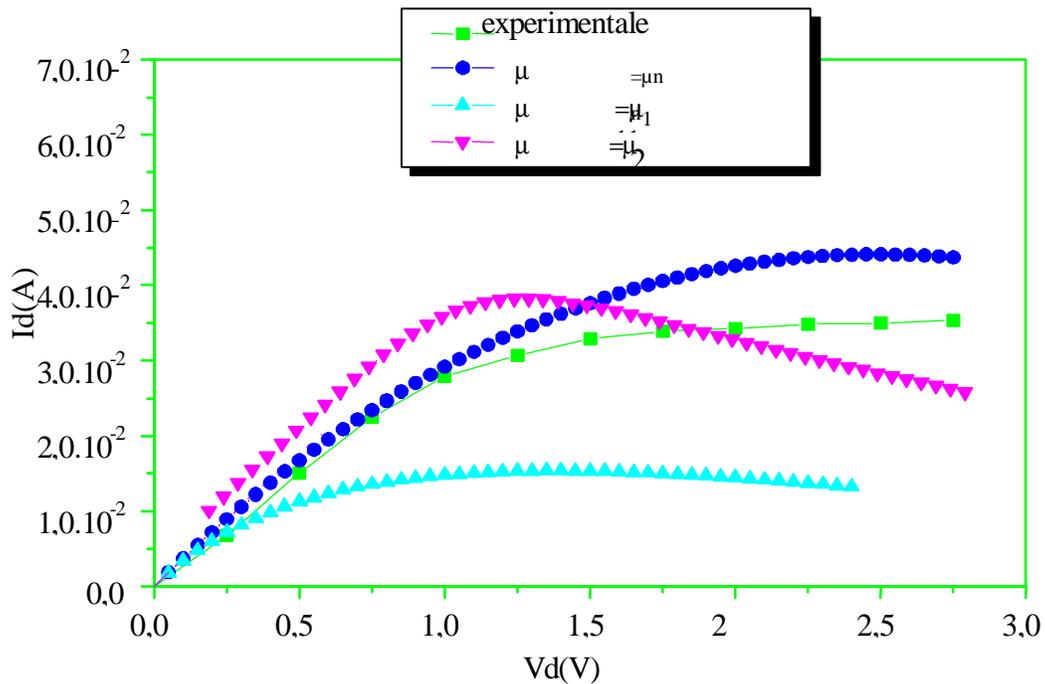


Figure III-8 : Comparaison théorie - expérience pour le GAT1 ( $V_g = -1V$ ).

Cet écart est négatif dans le cas de la mobilité constante. Ceci est du principalement à la variation linéaire de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique qui ne tient pas compte de la valeur limite de la vitesse des porteurs “ vitesse de saturation” que les électrons ne doivent pas dépasser. Dans le cas des deux autres courbes où nous avons considéré la variation de la mobilité, l’écart entre la théorie et l’expérience devient positif, c’est à dire que les valeurs des intensités de courant calculées dans les deux cas deviennent de plus en plus faibles dès que la tension de drain progresse. Ceci montre bien l’insuffisance de ce modèle en régime saturé. C’est là que nous utilisons l’expression qui consiste à mettre  $I_d = I_{dsat}$  pour  $V_d \geq V_{dsat}$  comme il est montré sur la figure (III- 8). Là encore, les valeurs obtenues restent sensiblement faibles par rapport aux valeurs expérimentales.

Nous expliquons cela par le fait que lors du calcul de l'expression du courant de drain, nous n'avons considéré que la composante créée par le passage des électrons à travers le canal conducteur. Mais en réalité, lorsque la tension de drain augmente, cette composante diminue avec l'évolution de la largeur de la zone de charge d'espace au profit de l'épaisseur conductrice ( $a - h(x)$ ) du canal, jusqu'à ce que le pincement de ce dernier s'effectue et l'épaisseur conductrice s'obture devant le passage des électrons. Dans ces conditions, la composante du courant considérée s'annule et c'est là qu'intervient la composante du courant des porteurs à travers la zone de charge d'espace qui devient responsable de la conduction du courant au régime de saturation et dont nous avons tenu compte ultérieurement.

III- 2- 1 Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

Afin de bien illustrer l’effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du MESFET, nous avons présenté sur la figure (III- 9) et dans le cas du GAT1, la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain à une tension de grille nulle, pour une série de valeurs des résistances parasites de source  $R_s$  et de drain  $R_d$  supposés égaux.

Nous remarquons que l’écart entre les cas ( avec et sans l’effet des résistances parasites ) diminue quand la tension  $V_{gs}$  augmente en valeur absolue , ceci est du au fait que la résistance du canal augmente quand  $V_{gs}$  diminue . les effets des résistances  $R_s$  et  $R_d$  sont importants lorsque la tension de grille  $V_{gs}$  augmente.

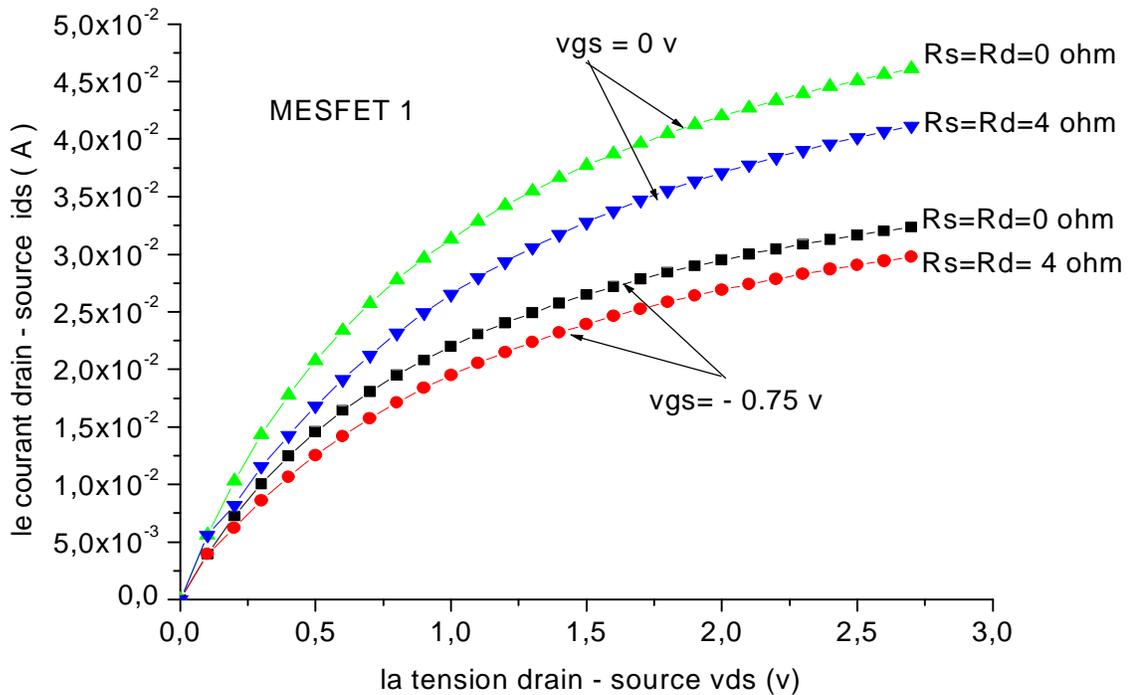


Figure III- 9 : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.

III-2-2 Effet de la tension  $V_l(x,y)$

Nous avons pris en considération deux tensions existant aux bords du canal conducteur  $V_l$ s côté source et  $V_{ld}$  côté drain. Ces tensions malgré leurs valeurs très faibles influent sur les caractéristiques statiques I-V du transistor. Sur la figure (III-10) nous présentons l'effet de ces tensions de bord pour les deux structures que nous avons étudiées

L'étude a été effectuée sur deux transistors le MESFET1 et le MESFET2 [12] dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant (III-2) :

Trans	L( $\mu$ m)	a( $\mu$ m)	Z( $\mu$ m)	$\mu$ n( $m^2/Vcm$ )	Nd( $10^{23}/m$ )	$V_s(m/s)$	$V_{bi}(V)$	$V_p(V)$
MESFET 1	1	0.15 3	300	0.4000	1.17	$3.6.10^5$	0.85	1.93
MESFET 2	0.5	0.14 35	300	0.4000	1.31	$7.3.10^5$	0.85	1.95

Tableau (III-2)

MESFET N°	$a_1$	$b_1$	$C_1$	$V_l/V_p$
1	-0,10	0,10	0,04	0,01
2	-0,14	0,10	0,03	0,01

Tableau (III-3)

Pour calculer les tensions  $V_{ld}$  et  $V_l$ s (expressions 23 a et b), les valeurs des paramètres  $a_1$  ,  $b_1$  ,  $c_1$  et  $V_l/V_p$  utilisés sont regroupées dans le tableau (III-3).

En régime linéaire, c'est à dire à faible tension de polarisation de drain, nous remarquons un bon accord entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation pour les deux transistors.

Lorsque la tension de drain augmente et devient plus importante nous remarquons un certain écart qui augmente au fur et à mesure jusqu'à la saturation. Cet écart est dû aux approximations faites dans le modèle mathématique et dans le logiciel de simulation, de l'effet des paramètres géométriques, ainsi qu'à l'existence des phénomènes quantiques parasites que nous ne n'avons pas pris en considération (négligence du courant dans la Z .C.E)

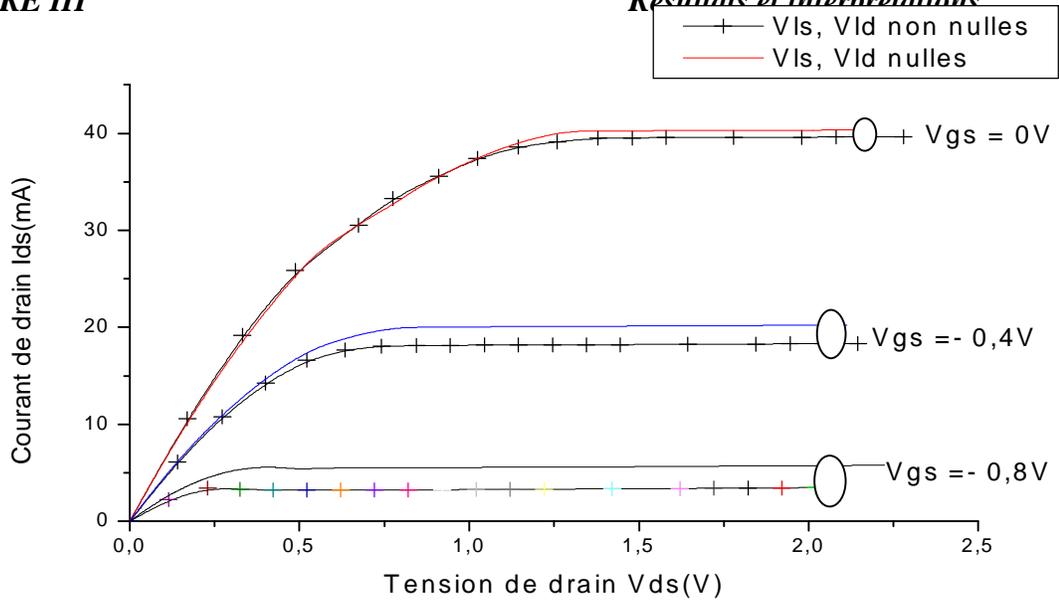


Figure III-10 Effet des tensions de bord  $V_{Is}$  et  $V_{Id}$  sur les caractéristiques I-V du MESFET 1.

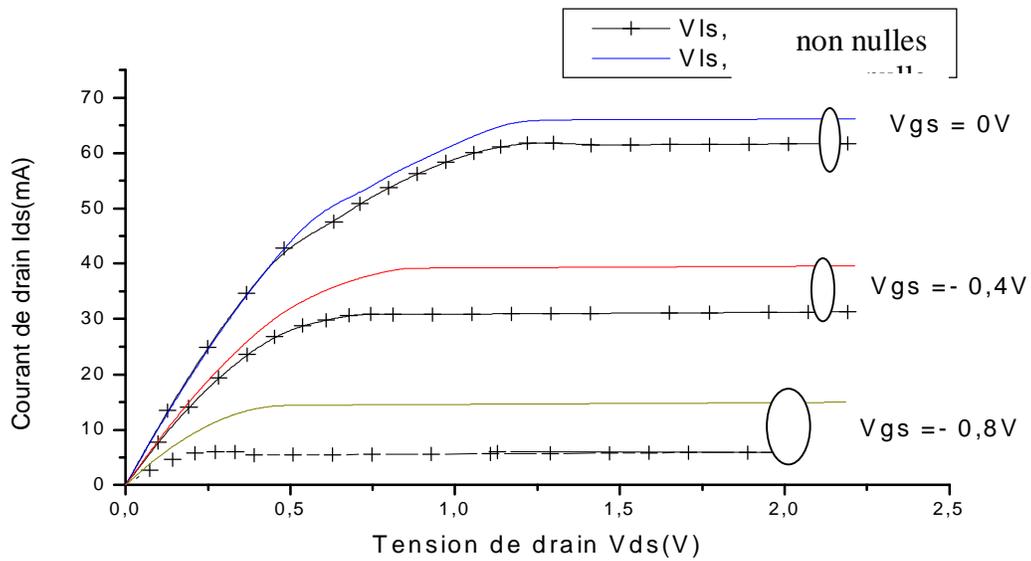


Figure III-11 Effet des tensions de bord  $V_{Is}$  et  $V_{Id}$  sur les caractéristiques I-V MESFET 2.

III-2-3 Transconductance  $G_m$  et Conductance de drain

a) Transconductance  $G_m$ :

Sur la figure (III-12) nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille diminue, et d'autre part l'augmentation de la tension de drain. On note aussi que la transconductance prend la valeur maximale quand la tension de grille est nulle et la tension de drain égale ou supérieure à la tension de saturation, Mais elle nulle quand la tension de grille est égale à la tension de seuil.

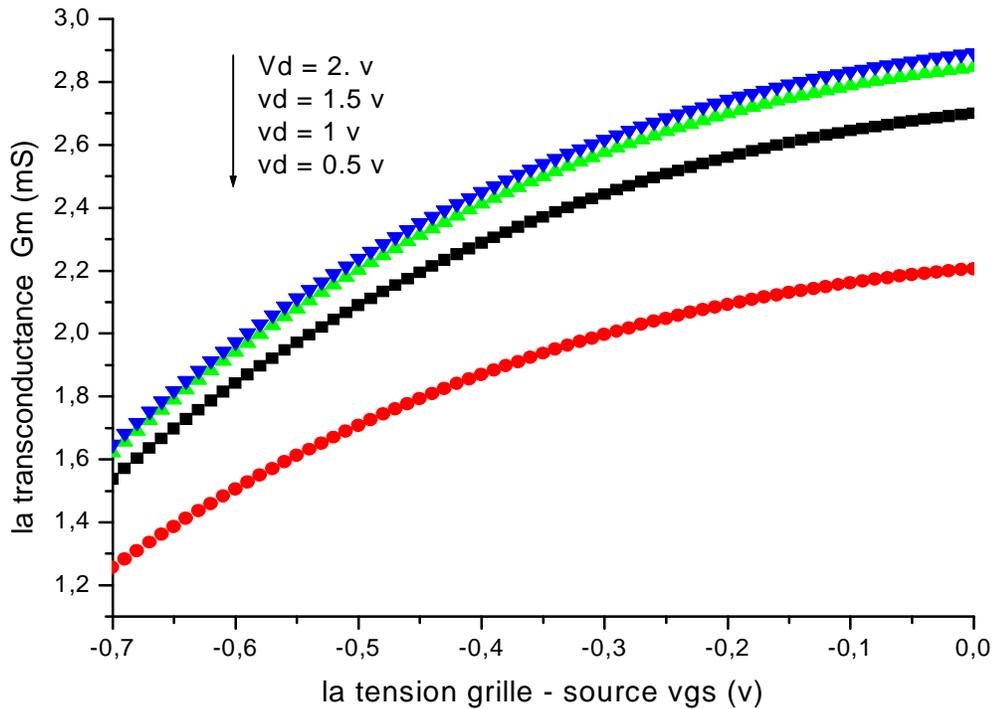


Figure III-12 Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET 1.

**b) Conductance de drain  $G_d$**

Elle représente la résistance interne du canal conducteur. La variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain est représentée sur la figure (III-13) , nous remarquons que la conductance de drain diminue d’une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d’autre part lorsque la valeur absolue de la tension de drain augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s’annule en régime de saturation.

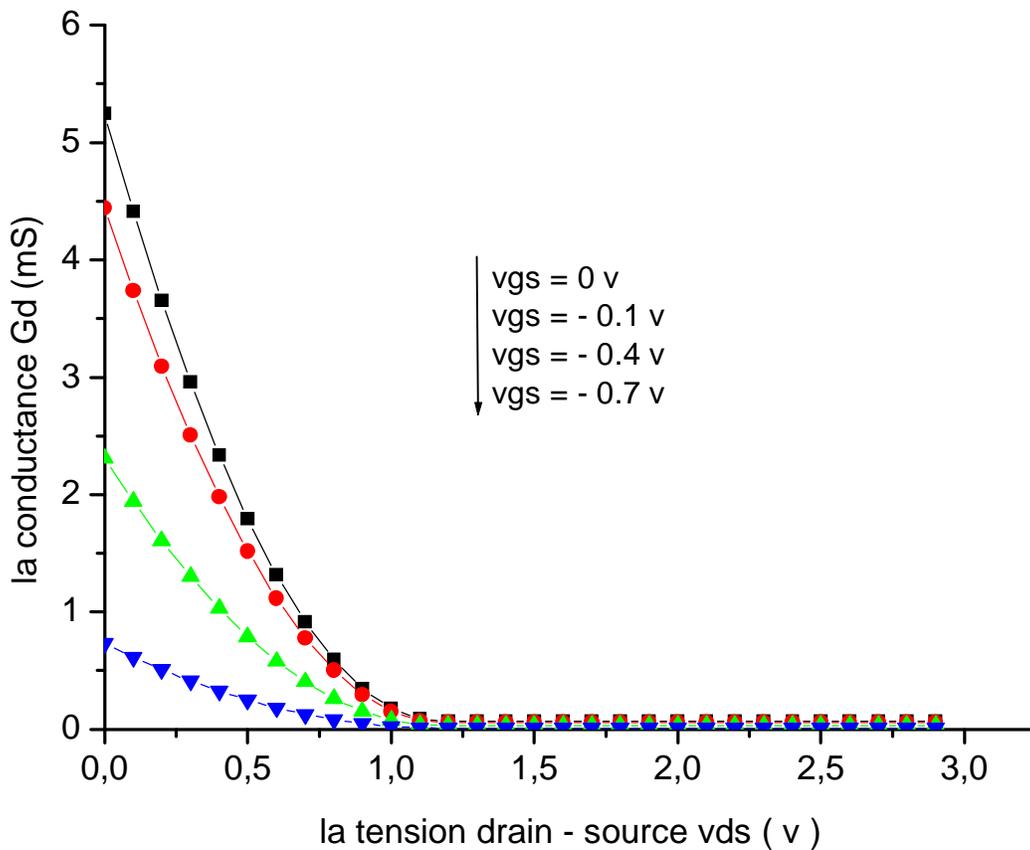


Figure III-13 Variation de la conductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET 1.

**III-3 Effets des paramètres physiques et géométriques.**

Dans notre simulation , nous avons déterminé l’effet des paramètres  $L$ ,  $a$ ,  $Z$  et  $N_d$  sur les caractéristiques (I-V) pour le GAT1, l’expression du courant montre leurs effets, en effet Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

A partir des équations (II- 34) l’augmentation du courant de drain correspond à la diminution de la longueur de grille  $L$ . La figure(III-14) obtenue correspond bien aux prédictions théoriques,nous remarquons qu’il y a une décroissance de  $L$  au fur et à mesure que le courant de drain croit.

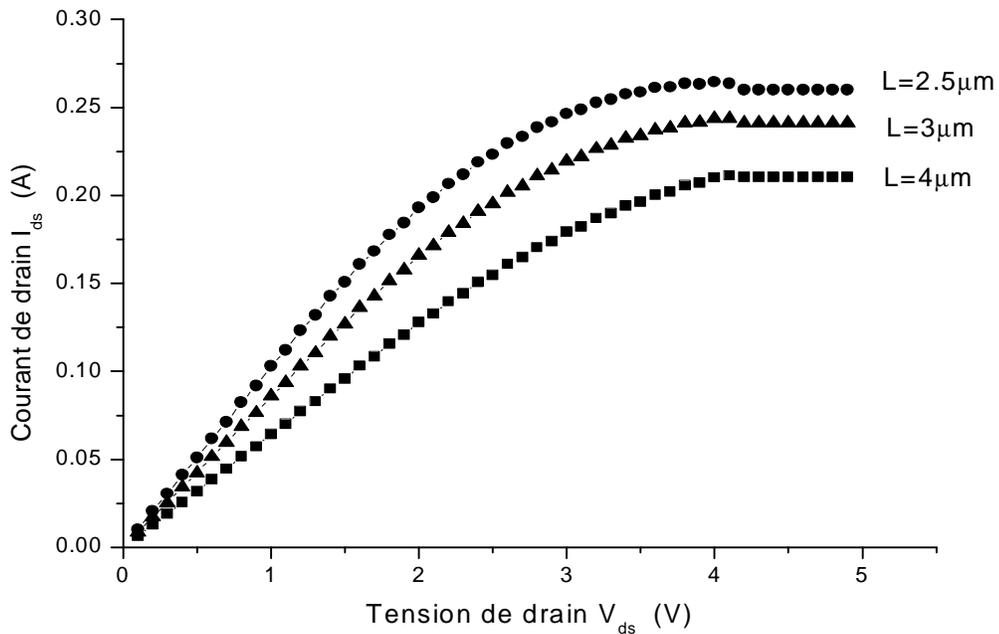


Figure III-14 Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de  $L$  pour le MESFET GAT 1

Les figures (III-15),(III-16) ,(III-17) présentent les variations du courant de drain en fonction de la tension de drain pour différents paramètres  $a$ ,  $Z$  ,  $N_D$  respectivement l'augmentation de ces paramètres augmente le courant de drain.

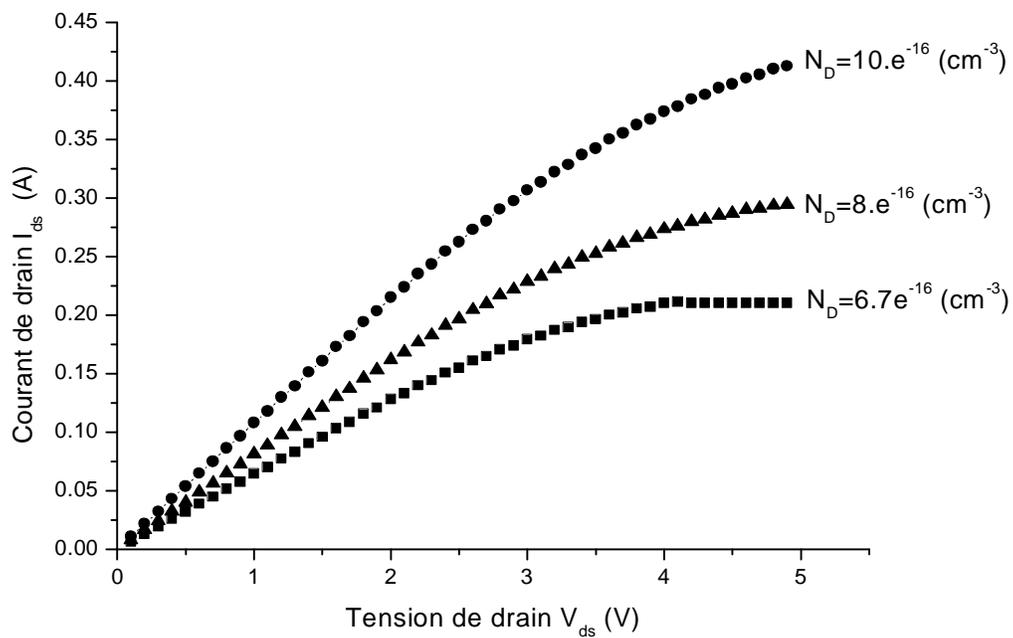


Figure (III-15) : Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de  $N_D$  pour le MESFET GAT1.

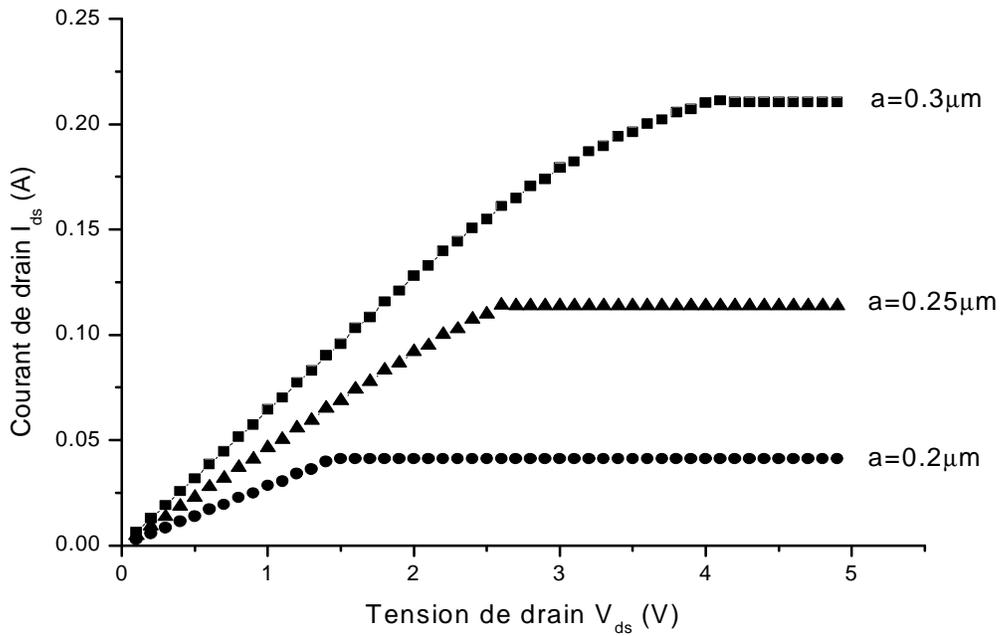


Figure (III-16) : Caractéristiques (I-V) pour différentes Valeurs de a pour le MESFET GAT 1

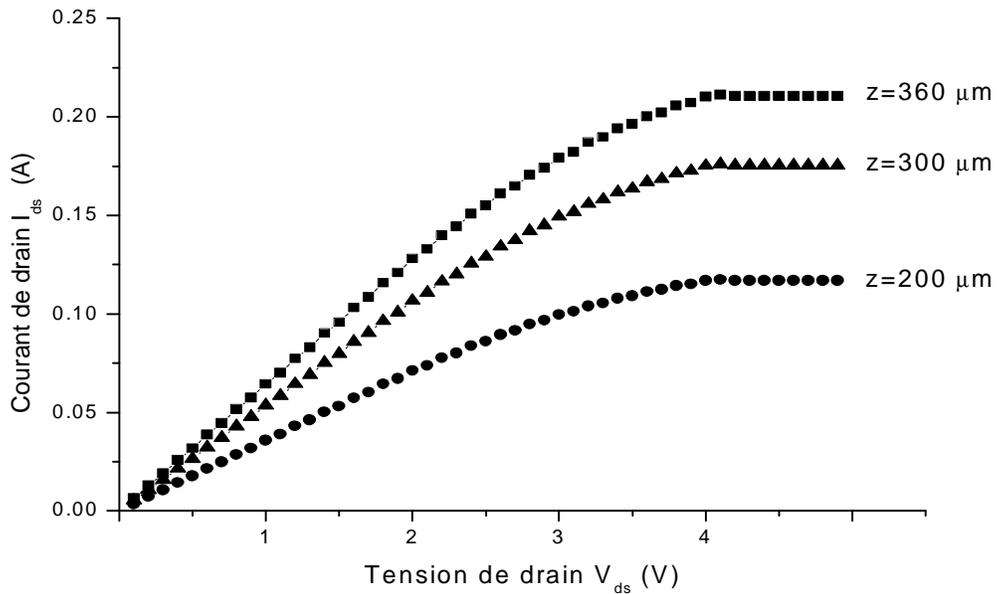


Figure III-17 Caractéristiques (I-V) pour différentes Valeurs de Z pour le MESFET GAT1.

III-4 L'effet de la température .

Du fait de sa structure, le MESFET permet une amélioration très nette de ses performances quand on le fait fonctionner à basse température.

Pour montrer l'effet de la température sur les caractéristiques (I-V) nous effectuons la simulation numérique avec les lois de mobilité, de la vitesse de saturation et de la tension de seuil en fonction de la température :

$$m = m_n (300^0 K) \left[ \frac{300}{T_s} \right]^{0.6}$$

$$n_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)}$$

$$V_{TH} = V_{TH} (300^0 K) - a_{VT} T$$

L'organigramme utilisé pour le calcul est montré sur la figure (III-18)

Les paramètres du composant étudié sont présentés dans le tableau III-5 ci-dessous :

MESFET	L(μm)	a (μm)	Z (μm)	N <sub>D</sub> (cm <sup>-1</sup> )	μ <sub>n</sub> (cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> .v <sup>-1</sup> )	V <sub>BI</sub> (V)
	1	0.18	800	2.E <sup>17</sup>	2060	0.8

Tableau III-5

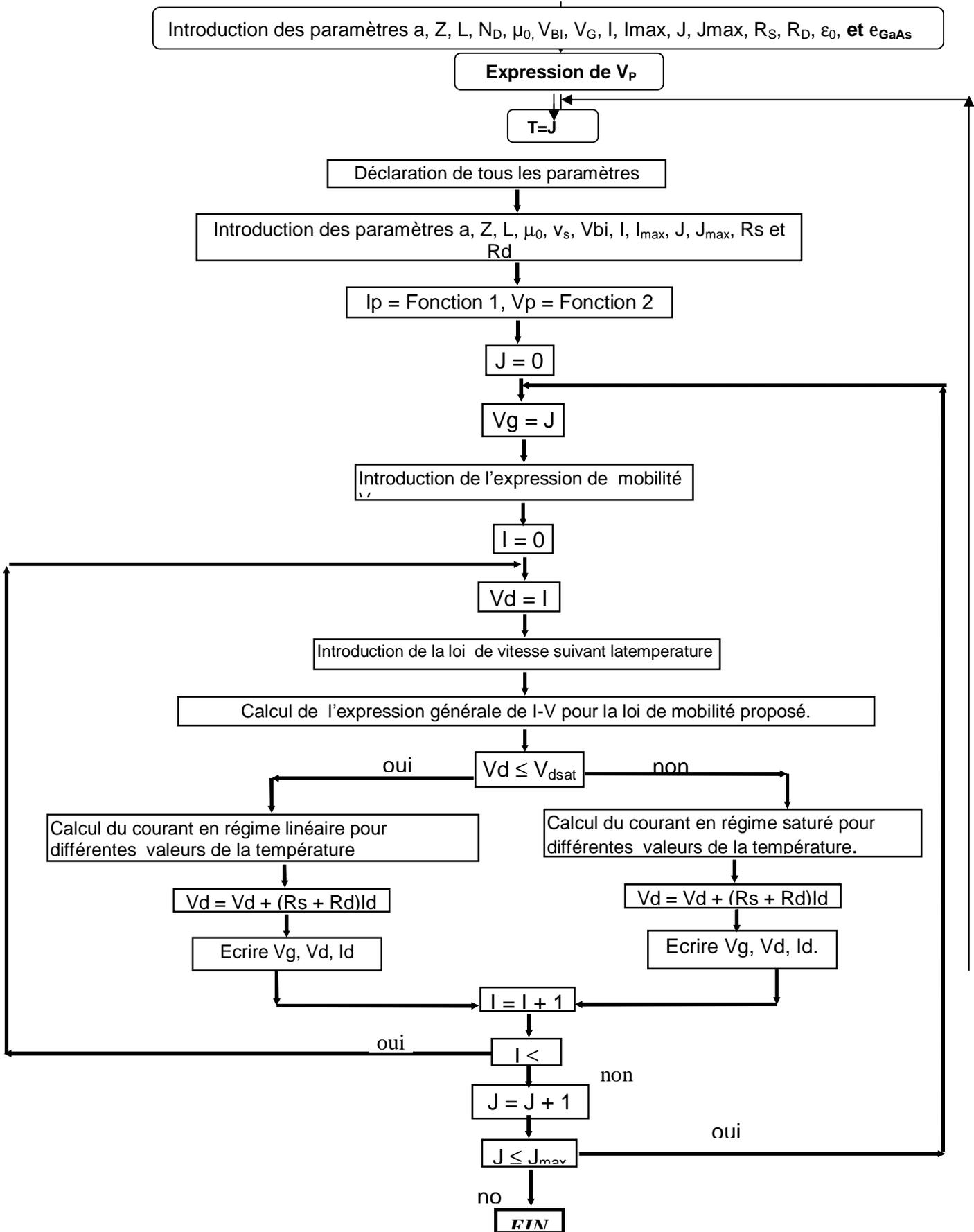


Figure III-18 Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant T différentes

Les figures (III-19) et (III-20) présentent la variation des vitesses des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température, la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

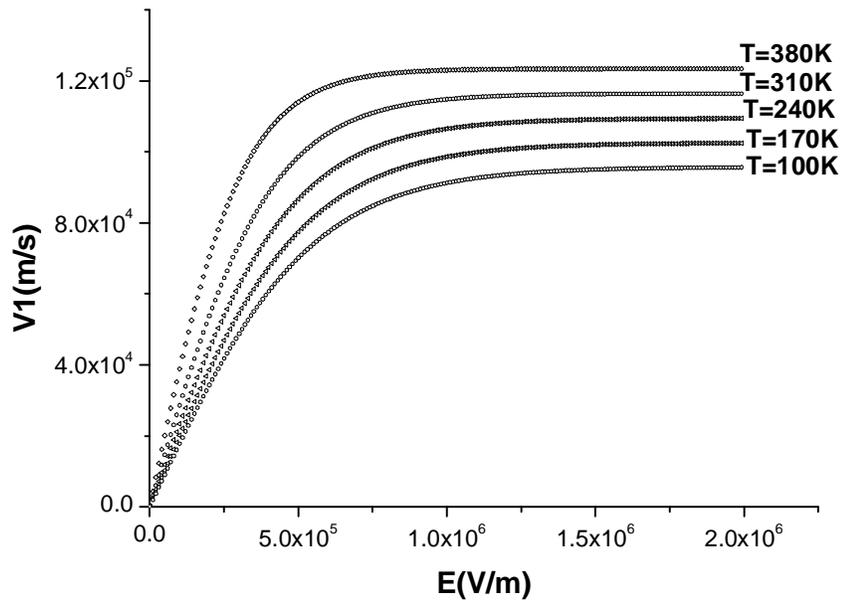


Figure III-19 Variation de la vitesse  $V_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

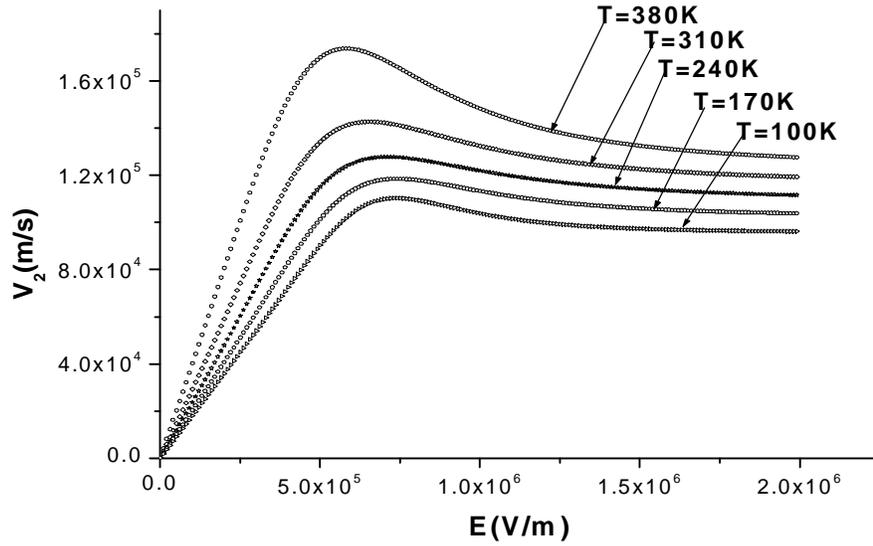


Figure III-20 Variation de la vitesse  $v_2$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

Les figures (III-21) et (III-22) montrent la variation des mobilités des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température. Nous constatons que la mobilité est d'autant plus élevée que la température diminue.

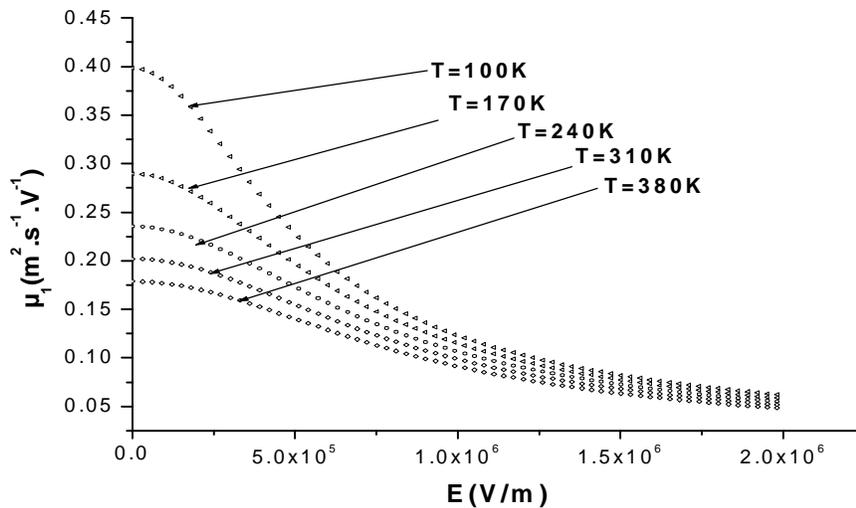


Figure III-21 Variation de la mobilité  $\mu_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

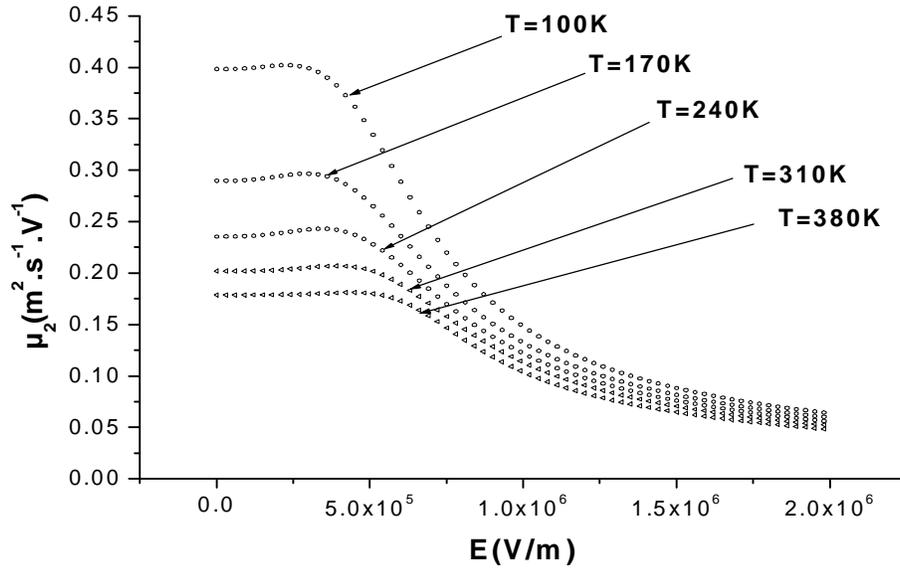


Figure III-22 Variation de la mobilité  $\mu_2$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

Les figures (III-23) ; (III-24)et(III-25) montrent les variations du courant de drain en fonction de la tension  $V_{ds}$  pour différentes valeurs de la température. en effet Le courant augmente lorsque la température  $T$  diminue, pour les mobilités  $\mu_0$   $\mu_1$ et  $\mu_2$

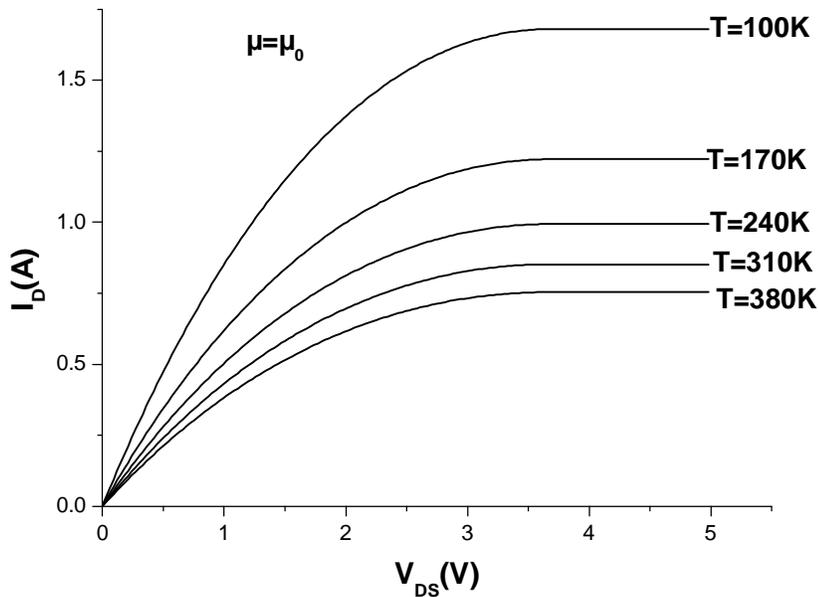


Figure III-23 Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de  $T$  ( $\mu=\mu_n$ ).

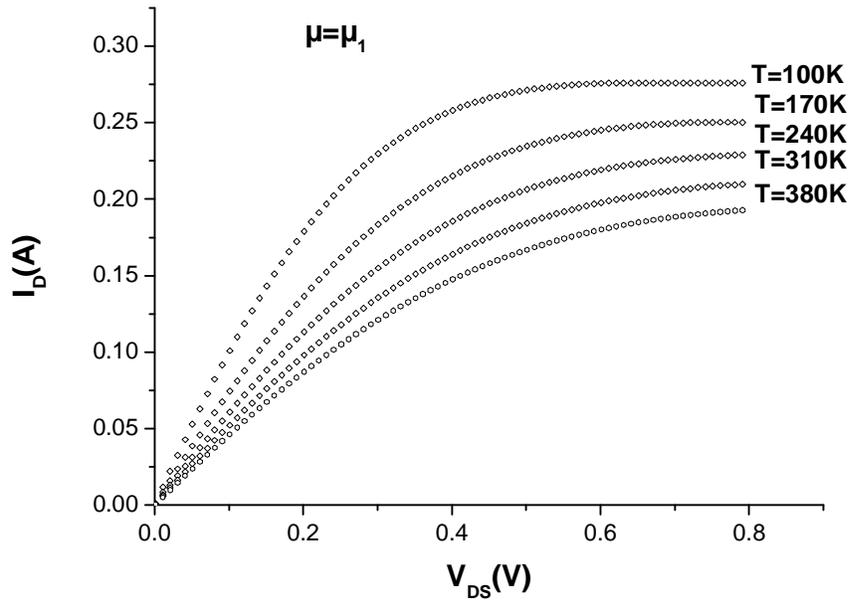


Figure III-24 Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_1$ .

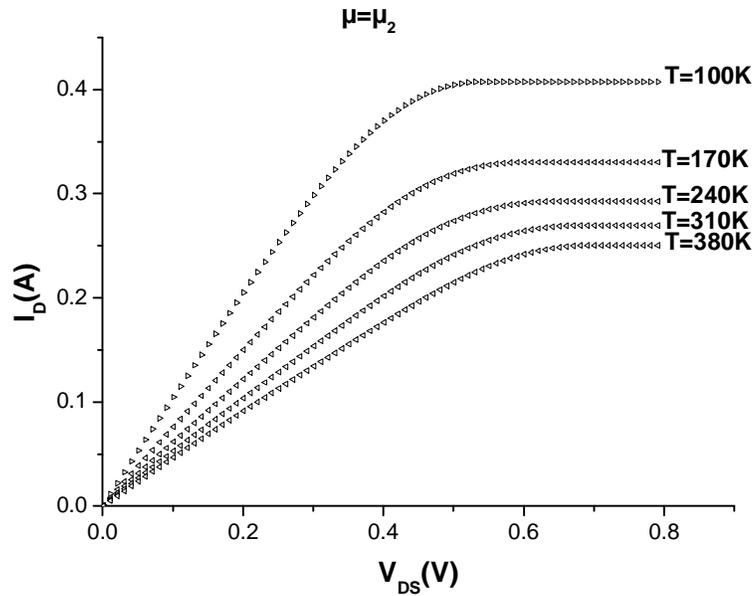


Figure III-25 Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_2$ .



## IV-1 Introduction

De nombreuses publications ont montré l'intérêt de l'utilisation des transistors MESFET GaAs pour la réalisation des circuits intégrés dans les systèmes électroniques. Ces études ont montré qu'une telle progression des réalisations techniques n'est pas évidente sans une connaissance approfondie de la physique du composant et de tous les phénomènes qui peuvent en limiter les performances.

Récemment, beaucoup de modèles analytiques du MESFET GaAs ont été proposés et publiés. S.P.Chin, et C.Y.We [22], [23] ainsi que K.M.Shin, D.P.Clemer, J.I.Lion [24] ont présenté des études importantes sur le composant MESFET GaAs. Ils ont développé et proposé des modèles de calcul des caractéristiques I-V du transistor. Ces modèles malgré leur différence entre leurs hypothèses permettent d'obtenir de bons résultats.

Dans ce chapitre nous présentons une étude comparative entre les deux modèles et celui que nous avons proposé. Nous discuterons sur les hypothèses, le traitement mathématique, et les résultats obtenus par ces modèles.

## IV-2 Modèle de S.P.Chin

Le modèle que nous appelons modèle de Chin a été développé par S.P.Chin et C.Y.We. Ce modèle considère que la plupart des modèles analytiques à deux dimensions du MESFET GaAs submicronique ne prennent pas en considération les effets dus aux conditions limites aux bords de la zone active, aussi que ceux liés aux résistances d'accès de source  $R_s$  et de drain  $R_d$ . Ceci entraîne un écart important entre les mesures expérimentales et les résultats de la simulation.

A partir de cette considération, les travaux de Chin permet d'obtenir un modèle analytique à deux dimensions plus amélioré et plus souple d'emploi, en tenant compte de ces deux effets.

### IV-2-1 Hypothèses du modèle

Les paragraphes suivants résument les hypothèses essentielles qui sont utilisées par ce modèle :

La résolution de l'équation de Poisson, est basée sur la technique de Green à deux dimensions. Ce modèle utilise des analyses numériques complexes pour résoudre le système des équations différentielles à deux dimensions.

La zone de charge d'espace sous la grille est divisée en deux régions principales comme il est montré sur la figure (IV-1) : la région (1) au-dessous de la grille dite région contrôlée par la grille et la région (2) dite région non contrôlée par la grille.

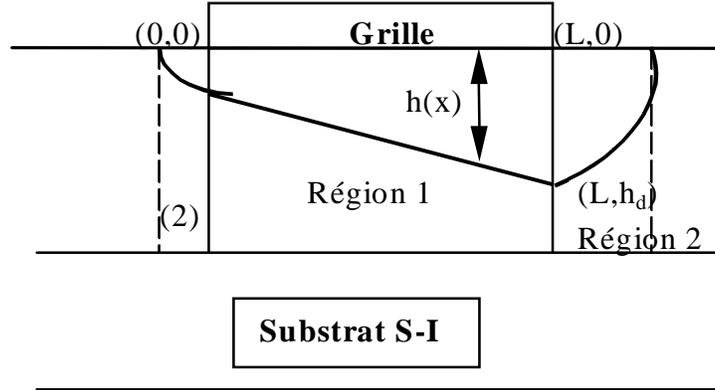


Figure (IV-1) : Zone de charge d'espace dans le modèle de S.P.Chin.

#### IV-2-2 Elaboration des équations

Le détail de calcul des éléments du modèle a fait l'objet d'une note technique [25], nous ne reporterons ici que les résultats essentiels :

##### ❶ Détermination de la tension

Par utilisation de la technique de Green, l'expression de la tension sous la grille est donnée comme suit :

$$Vc(x, y) = Vq(x, y) + Vl(x, y) \quad \dots \quad (IV-1)$$

Où:  $Vq(x,y)$  : la composante de la tension sous la grille direct dans la région (1).

$Vl(x,y)$  : la composante de la tension dans la région (2).

$$Vq(x, y) = \int_0^y \frac{eNd(x, y)}{e} ydy + y \int_0^{h(x)} \frac{eNd(x, y)}{e} dy - Vg + Vbi \quad \dots \quad (IV-2)$$

$$Vl(x, y) = \sum_m \left[ A_m^s \frac{\sinh k_m (L - x)}{\sinh(k_m L)} + A_m^d \frac{\sinh(k_m x)}{\sinh(k_m L)} \right] \sin(k_m y) \quad \dots \quad (\text{IV-3})$$

Où :  $A_m^s$  et  $A_m^d$  : sont des coefficients de Fourier de la tension  $Vl(x,y)$  des deux cotés source et drain respectivement.

Ces coefficients sont complexes, ils sont calculés à partir d'une série de calcul numérique qui donne leurs expressions comme suit:

$$A_1^s = Vp \left[ a_1 + b_1 \left( \frac{Vbi - Vg - Vl}{Vp} - c_1 \right)^{1/2} \right] \quad \dots \quad (\text{IV-4})$$

$$A_1^d = Vp \left[ a_2 + b_1 \left( \frac{Vd + Vbi - Vg - Vl}{Vp} - c_1 \right)^{1/2} \right] \quad \dots \quad (\text{IV-5})$$

Où:  $a_1$ ,  $b_1$ ,  $c_1$ ,  $a_2$ ,  $Vl$  : sont des paramètres déterminés par des techniques numériques, dans le cas de dopage non uniforme ces coefficients deviennent des fonctions très complexes.

#### ¶ *Loi de mobilité*

Ce modèle utilise une loi de mobilité qui selon la valeur du champ électrique s'écrit :

- Pour les champs faibles où le champ électrique  $E$  est inférieur au champ critique  $E_s$ .

$$\mu(E) = \mu_0 - KaE \quad \dots \quad (\text{IV-6-a})$$

- Pour les champs supérieurs au champ critique

$$\mu(E) = \mu(E) = \frac{va}{E} + \frac{\mu b(1 - E_s/E)}{1 + \mu_0 \left( \frac{E - E_s}{vs - va} \right)} \quad \dots \quad (\text{IV-6-b})$$

$$\text{Où: } va = \frac{\mu_0 + \mu b}{2} E_s$$

$$\text{et : } Ka = \frac{\mu_0 E_s - va}{E_s^2}$$

$\mu_0$  : la mobilité à faible champ

$E_s$  : le champ critique ou la vitesse des électrons prend sa valeur maximale.

$v_s$  : la vitesse maximale des électrons.

$\mu_b$  : est une valeur spécifique pour chaque transistor.

#### □ **Détermination du courant de drain**

La relation du courant de drain  $I_d$  en fonction des tensions de polarisation pour un MESFET GaAs avec un canal à dopage homogène est donné à partir de l'expression suivante :

$$I_d = eZv(E)Nd(a - h(x)) \quad \dots \text{(IV-7)}$$

Où  $v(E)$  : est la vitesse des électrons en fonction du champ électrique.

$h(x)$  : est la hauteur de la zone de charge d'espace, donnée par la relation suivante :

$$h(x) = \left[ \frac{2e}{eNd} \left( V(x, y) - V_{bi} + V_g - A_1^s \frac{\sinh k_1(L-x)}{\sinh(k_1L)} - A_1^d \frac{\sinh(k_1x)}{\sinh(k_1L)} \right) \right] \quad \dots \text{(IV-8)}$$

### IV-2-3 Résultats obtenus

Malgré la complexité des expressions analytiques de ce modèle, des résultats très favorables, ont été obtenus.

Les caractéristiques de sortie  $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$  obtenues par ce modèle sont comparées avec celles de l'expérience déduites de [26] et représentée sur la figure (IV-1) pour un MESFET GaAs dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (IV-1).

L( $\mu\text{m}$ )	A( $\mu\text{m}$ )	Nd(AT/ $\text{m}^3$ )	$\mu_0$	$\mu_b$	$v_a(\text{m/s})$	$v_s(\text{m/s})$	$L_{gs}$	$L_{gd}(\mu\text{m})$
0,5	0,1435	$1,31 \cdot 10^{23}$	0,3483	0,3000	$2,15 \cdot 10^5$	$4,9 \cdot 10^5$	0,47	0,40

**Tableau IV-1.**

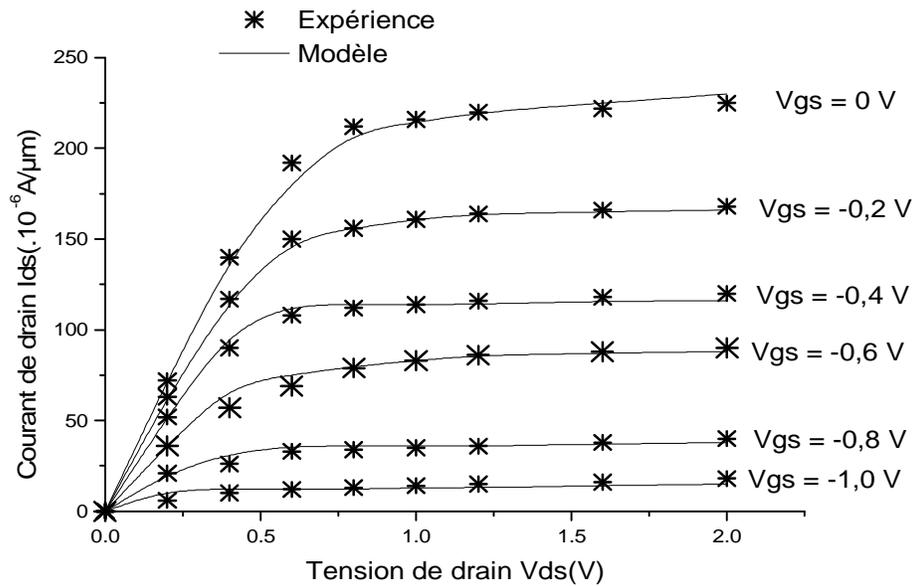


Figure IV-2 : Comparaison de la caractéristique I-V mesurée et calculée par le modèle de S.P.Chin.

### IV-3 Modèle de K.M.Shin

L'étude théorique de ce modèle analytique développé par C.S.Chang [27] en 1989 puis par K.M.Shin [28] en 1992, les hypothèses et les approximations de ce modèle sont reportées brièvement.

#### IV-3-1 Hypothèses du modèle

La figure (IV-3) représente la structure de la zone active d'un transistor MESFET GaAs utilisée dans ce modèle. Le canal conducteur est divisé en plusieurs zones à l'intérieur desquelles le champ électrique longitudinal et par suite les variations de la vitesse des porteurs varient différemment.

La région « La » est une région à faible champ dans laquelle le champ électrique longitudinal est inférieur au champ  $E_0$ . La vitesse des porteurs dans cette région du canal est simplement donnée par la relation suivante :

$$\vec{v}(E) = -\mu_0 \vec{E} \quad \dots \quad (IV-9)$$

Dans la région « Lb » le régime de la vitesse est non linéaire, mais le champ électrique est inférieur au champ de seuil  $E_m$ . La vitesse des électrons atteint le régime de survitesse  $v_s$ .

La région « Lc » est une région à champ électrique élevé où le champ électrique est supérieur au champ de seuil  $E_m$ , dans cette région la section du canal conducteur est relativement constante.

Suivant les valeurs des tensions de polarisations de drain  $V_{ds}$  et de grille  $V_{gs}$ , les régions La, Lb, Lc occupent des distances différentes dans le canal.

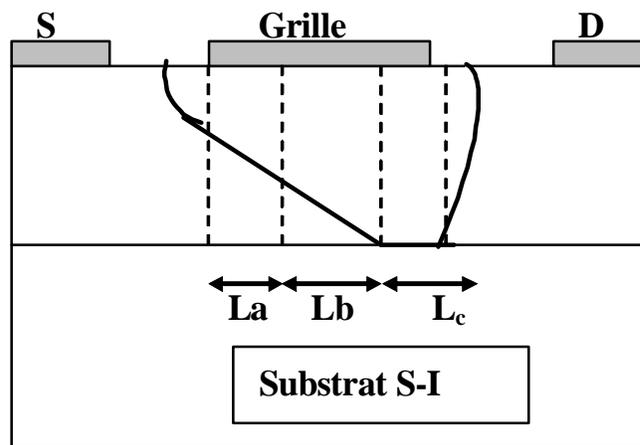


Figure IV-3 : Zone de charge d'espace dans le modèle de K.M.Shin.

### IV-3-2 Elaboration des équations

#### a) Loi de mobilité

La loi de variation de la mobilité des électrons avec le champ électrique est différente de celui de Chin. Les expressions utilisées dans ce modèle sont les suivantes :

- Pour les faibles champs où  $E \leq E_0$   $\mu(E) = \mu_0 \dots$  (IV-10.a)

- Pour les champ élevés où  $E \geq E_0$   $\mu(E) = \frac{\mu_0}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_s}\right)^2\right]^{1/2}} \dots$  (IV-10.b)

$$\text{Avec : } E_0 = \frac{1}{2} \left[ E_m + (E_m^2 - 4E_s^2)^{1/2} \right]$$

$E_m$  : le champ de seuil, correspondant au maximum du régime de survitesse.

$E_s$  : le champ critique pour laquelle la vitesse en régime linéaire est égale à la vitesse de saturation.

#### □ **Caractéristiques Courant- tension**

Les caractéristiques  $I_{ds}$  ( $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ) du transistor MESFET GaAs correspondant à des régimes de fonctionnement différents, sont régis par les équations suivantes :

- ◆ **Régime linéaire** : où la région « La » occupe tout le canal, la tension de polarisation sous la zone de charge d'espace est donnée par :

$$V_c = \frac{e}{e} \int_0^{h(x)} Nd(y) y dy + V_{bi} - V_g \dots$$
 (IV-11)

l'expression du courant de drain dans cette région est donnée par :

$$I_d = \frac{e^2 Z}{e L a} \int_{h_s}^{h_d} (Nd(a) - Nd(h)) h Nd(h) dh \dots$$
 (IV-12)

- ◆ **Régime de pincement** : le canal sous la grille présente alors deux régions, l'une de longueur « La » et l'autre de longueur « Lb » où  $L_a + L_b = L$ , L étant la longueur du canal.

$$\text{Avec : } L_a = \frac{e^2 Z}{e L d} \int_{h_s}^{h_d} (Nd(a) - Nd(h)) h Nd(h) dh \dots$$
 (IV-13)

$$L_b = \frac{e N d}{e E_0 (1 + c^2)} \int_{h_a}^{h_d} \left( 1 + \sqrt{(1 + c^2) b^2 - c^2} \right) h Nd(h) dh \dots$$
 (IV-14)

$$b = \frac{e Z \mu_0 N d E_s}{I_d} (a - h) \quad \text{et} \quad c = E_s / E_0.$$

- ♦ **Régime de saturation** : dans ce cas le canal sous la grille peut alors être divisé en trois régions de longueur « La », « Lb », et « Lc ».

$$\text{Avec : } La = \frac{e^2 Z}{eId} \int_{hs}^{ha} (Nd(a) - Nd(h)) h Nd(h) dh \quad \dots \quad (\text{IV-15})$$

$$Lb = \frac{eNd}{eEo(1+c^2)} \int_{ha}^{hm} \left( 1 + \sqrt{(1+c^2)b^2 - c^2} \right) h Nd(h) dh \quad \dots \quad (\text{IV-16})$$

$$Lc = h_m^2 Em \frac{e^{I_2} - 1 - e^{-I_3} \sinh(I_2)}{Ed + Efs - Em \cosh(I_2)} \quad \dots \quad (\text{IV-17})$$

$$\text{Où : } I_2 = \frac{pLa}{2h_m} \quad \text{et} \quad I_3 = \frac{pLb}{2h_m}$$

### IV-3-3 Résultats obtenus

Les caractéristiques de sortie Ids (Vds, Vgs) obtenues par ce modèle sont comparées avec celles de l'expérience (figure IV.3). Elles sont déduites de [28] et représentées sur la figure (IV-3) pour un MESFET GaAs dont leurs paramètres sont regroupés dans le tableau suivant :

L(μm)	a(μm)	Z(μm)	Nd(At/m <sup>3</sup> )	μ <sub>0</sub> (V.s/m <sup>2</sup> )	v <sub>s</sub> (m/s)	Vbi(V)	Rs(Ω)	Rd(Ω)
0,5	0,35	300	2.10 <sup>23</sup>	0,4000	0,8.10 <sup>5</sup>	0,8	4,8	4,77

Tableau IV-2

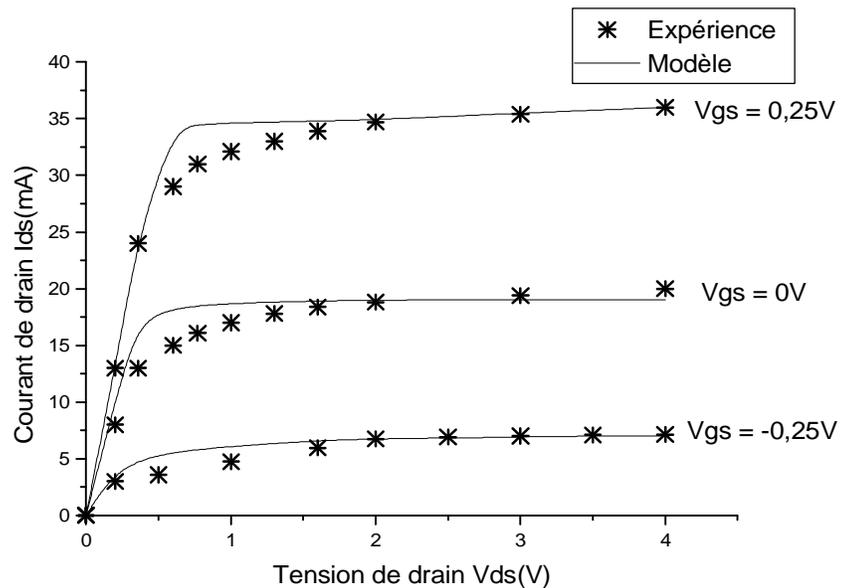


Figure IV-4 : Comparaison de la caractéristique I-V mesurée et calculée par le modèle de K.M.Shin.

#### IV-4 Modèle proposé

Le modèle que nous avons proposé a été présenté dans les deux chapitres précédents (II et III). Dans les paragraphes suivants nous ne représentons que l'objectif principal de cette étude à savoir la comparaison des caractéristiques I-V avec d'autres modèles.

Notre travail principal dans cette étude est d'une part la détermination d'un modèle analytique du MESFET GaAs qui prend en considération la distribution bidimensionnelle du champ électrique sous la zone de charge d'espace, et l'effet des éléments parasites sur les caractéristiques statiques du composant. D'autre part, il doit permettre d'obtenir de bons résultats entre les mesures expérimentales et celles de la simulation.

A partir des expressions obtenues, nous avons élaboré un logiciel de simulation qui nous permet de résoudre le système des équations différentielles et de tracer les différentes séries de courbe.

Les résultats théoriques obtenus par ce modèle sont comparés à ceux obtenus expérimentalement, la figure (IV.5) représente cette comparaison pour le transistor MESFET N°2 [chapitre III].

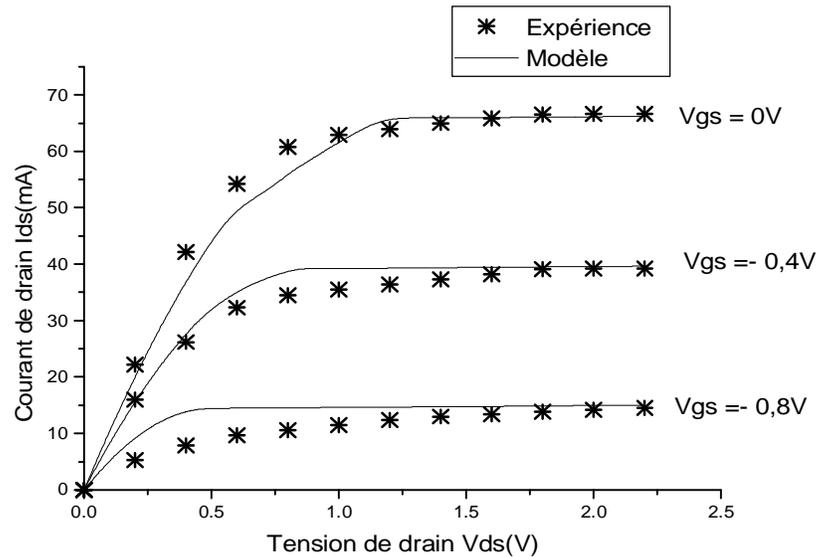


Figure (IV-.5) : Comparaison de la caractéristique I-V mesurée et calculée à l'aide du logiciel de la simulation pour le MESFET N°2.

#### IV-4-1 Interprétations

A partir de l'étude des deux modèles précédents et la comparaison avec notre modèle, il ressort que ces modèles présentent des avantages et des inconvénients.

Le modèle de S.P.Chin permet de déterminer l'expression de la tension sous la grille, il utilise la technique bidimensionnelle de Green. Cette dernière donne de bons résultats.

D'autre part le modèle de K.M.Shin est basé sur une loi de mobilité des électrons plus souple d'emploi. Pour calculer l'expression du courant de drain en fonction des tensions de polarisations de grille et de drain ce modèle est basé sur l'hypothèse de partition du canal conducteur en fonction des variations du champ électrique. Cette expression du courant permet d'expliquer les phénomènes physiques dans la région active .

Ces modèles malgré leurs possibilités de décrire les caractéristiques statiques des transistors MESFET GaAs présentent un inconvénient qui est liés à leur complexité mathématique qui limite leur utilisation dans les programmes de CAO dans le cas de circuits comportant un grand nombre de transistors.

#### **IV-5 Conclusion**

Pour toutes ces raisons, nous pensons que il s'est avéré nécessaire d'établir un modèle analytique qui prenne en considération les phénomènes physiques spécifiques du composant MESFET GaAs submicronique. Il permet d'obtenir des expressions mathématiques plus souple d'emploi et peut être utilisé dans les programmes de CAO de circuits logiques ou analogiques comportant plusieurs composants.

## *Conclusion Générale*

La conception des circuits MMICs (monolithic microwave integrated circuits) nécessite la modélisation des éléments actifs, et pour cela nous avons effectué une étude sur le transistor à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs.

L'objectif de ce travail consiste à étudier l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés statiques d'un MESFET à base de GaAs, à partir d'un circuit électrique proposé. Le bilan de ce travail est résumé dans les principales étapes des quatre chapitres de ce mémoire.

- ü Dans le premier chapitre, nous avons présenté une synthèse bibliographique du transistor MESFET GaAs, on a développé les notions générales sur différents types du transistor à effet de champ, un rappel de la structure du composant MESFET, son principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes physiques qui régissent ses performances.
- ü Dans le deuxième chapitre, nous avons décrit les propriétés statiques du **MESFET** ; il est consacré à la caractérisation de tous les éléments constituant le composant ainsi que l'effet des paramètres physiques et géométriques, en proposant un modèle simplifié où on suppose que la zone de charge d'espace est parfaitement dépeuplée prenant en compte l'effet des résistances parasites et des tensions de bords sur les caractéristiques de sortie.
- ü Dans le troisième chapitre, on a procédé à la vérification de la validité des différents résultats obtenus aux deux chapitres . En effet on a présenté la variation du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$ , ainsi que la variation de la vitesse, la mobilité en fonction du champ électrique, la transconductance et la conductance, l'effet des résistances parasites d'accès et celle de la tension de bord sur les caractéristiques statiques , l'effet des paramètres géométrique et physique sur les caractéristiques I-V. dans le MESFET GaAs à basse fréquence, et enfin l'effet de la température sur ces caractéristiques.
- ü Dans le quatrième chapitre, à titre de comparaison nous avons présenté une comparaison entre notre modèle et deux autres modèles analytiques de la littérature. Les

caractéristiques statiques obtenues par ces trois modèles sont comparés aux résultats de l'expérience, et les avantages et les inconvénients sont précisés.

Nous pensons que ce travail de modélisation et de simulation des transistors MESFETS GaAs en général et en particulier les transistors à grille submicronique est une étude importante qui prend en compte les phénomènes physiques spécifiques à ce composant, et permet d'avoir des expressions mathématiques simplifiées, ces dernières sont bien adaptés au traitement numérique, et seront utilisées pour la conception assistée par ordinateur des circuits logiques et analogiques à base de ce composant.

## **TITRE :ETUDE DES PROPRIETES DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A GRILLE SCHOTTKY A L'ARSENIURE DE GALLIUM**

### **Résumé.**

La conception des circuits *MMICs* (monolithic microwave integrated circuits ) nécessite la modélisation des éléments actifs et passifs. Et pour cela nous avons effectué une étude sur le transistor à effet de champ à grille SCHOTTKY à l'arséniure de Gallium .

L'objectif de ce travail consiste à étudier l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés statiques d'un MESFET GaAs, en premier lieu, nous avons présenté une synthèse bibliographique du transistor MESFET GaAs, ou on a développé les notions générales sur différents types de transistor à effet de champ, un rappel de la structure du composant MESFET, son principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes qui régissent ses performances puis nous avons décrit les propriétés statiques du MESFET, en caractérisant tous les éléments constituant le composant ainsi que l'effet des paramètres physiques et géométriques, et cela en proposant un modèle simplifié où on suppose que la zone de charge d'espace est parfaitement dépeuplée, prenant en compte l'effet des résistances parasites et des tensions de bords sur les caractéristiques de sortie. A titre de comparaison, nous avons présenté une comparaison entre notre modèle et deux autres modèles analytiques de la littérature. Les caractéristiques statiques obtenues par ces trois modèles sont comparées aux résultats de l'expérience, et les avantages et les inconvénients sont précisés.

Nous pensons que ce travail de modélisation et de simulation des transistors MESFETS GaAs en général et en particulier les transistors à grille submicronique est une étude importante qui prend en compte les phénomènes physiques spécifiques à ce composant, et permet d'avoir des expressions mathématiques simplifiées, ces dernières sont bien adaptées au traitement numérique, et seront utilisées pour la conception assistée par ordinateur des circuits logiques et analogiques à base de ce composant.

**Mots clés :** MESFET, GaAs, Modélisation, Simulation.

Pour la simulation des circuits micro-ondes et intégrés, il est nécessaire d'établir des modèles théoriques simples qui tiennent compte de tous les effets qui ont lieu au niveau de l'élément constitutif de ces circuits qui est le **MESFET GaAs**.

L'objectif de ce travail a consisté à étudier les propriétés statiques et dynamiques d'un **MESFET** à base de **GaAs**, en développant des modèles analytiques unidimensionnels. Notre travail est organisé sous forme de quatre chapitres :

Dans la première partie, nous avons présenté la structure **MESFET** et son principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes physiques qui régissent ses performances. Et enfin l'amélioration de sa structure technologique ainsi que celle du substrat semi - isolant et l'interface couche active - substrat semi - isolant qui influent sur les propriétés du **MESFET** sont précisées .

Dans la deuxième partie, nous avons développé un modèle analytique unidimensionnel pour décrire les caractéristiques statiques du **MESFET** , nous avons commencé par la caractérisation des éléments non - linéaires. Nous avons établi les expressions de la caractéristique de la source de courant de drain en fonction des tensions de polarisation de grille et de drain, en incluant les effets des résistances parasites de source  $R_s$  et de drain  $R_d$  sur les tensions de polarisation et, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

Nous avons aussi calculé les expressions des capacités totales, internes et parasites entre la grille et la source et la grille et le drain. Nous avons déterminé toutes les expressions des charges stockées dans la partie intrinsèque de la zone dépeuplée ainsi que dans les extensions de cette zone des côtés source et drain aux différents régimes de fonctionnement , linéaire et saturé du transistor. Et afin de faire progresser la modélisation on travaille souvent avec les approximations simplificatrices ; une zone de charge d'espace graduelle et vide des porteurs, qui sont des approximations classiques utilisées généralement pour les **MESFETS**. Cependant, une divergence importante des résultats obtenus à partir de ce modèle par rapport aux résultats expérimentaux est constatée, elle est due essentiellement à la composante de courant qui traverse la zone de charge d'espace. Et afin de remédier à cela, on a développé un deuxième modèle qui tient compte de cette composante de courant qui est due essentiellement à la présence non négligeable des porteurs de charge dans la zone de déplétion. De ce fait, on a abouti dans le deuxième chapitre à un modèle analytique simple qui décrit les propriétés statiques du **MESFET** et qui permet d'obtenir les caractéristiques  $I-V$  du **MESFET** quelque soit la longueur du canal et

quelque soit son régime de fonctionnement ( pincement ou non ). La validité de ce modèle dépend essentiellement de l'expression de  $v(E)$  que l'on utilise. Dans cet partie nous avons également calculé la fréquence de coupure du **MESFET** en se basant sur ce modèle.

Ensuite, concernant les éléments linéaires, nous avons caractérisé les éléments parasites intrinsèques et extrinsèques tels que les résistances  $R_s$  et  $R_d$ . Pour compléter cette partie, nous avons proposé les différentes techniques d'obtention des paramètres physiques et technologiques qui figurent intrinsèquement dans les expressions des divers éléments précédents .

Dans la troisième partie, nous avons étudié les propriétés dynamiques en hautes fréquences des MESFETS GaAs, et pour cela on procède à l'établissement d'un système d'équations différentielles non linéaires qui définit le régime dynamique du MESFET. Trois méthodes de résolution qui consistent à rechercher le développement en séries infinies des solutions  $i(X,\omega)$  et  $\varepsilon(X,\omega)$  du système, les fonctions asymptotiques les représentants en hautes fréquences et les développements limités en fréquence sont proposées. Ce développement mathématique conduit à des expressions analytiques des facteurs de la matrice admittance intrinsèque  $Y_{ij}$  . Notons que l'expression des facteurs  $Y_{ij}$  obtenue tient compte de l'effet de réduction de la mobilité sous l'action du champ électrique. Il est à signaler également que ce modèle ne fait intervenir aucune condition spécifique liée aux dimensions du composant ou à ces constituants, ce qui lui donne l'aspect standard. Il pourrait même être appliqué aux transistors JFET du fait qu'il fonctionne sur le même principe que le MESFET. Pour terminer avec ce chapitre, on a représenté le MESFET par un schéma équivalent, caractérisé par les admittances  $Y_{ij}$  , qui est très utile pour l'établissement de schémas équivalents pour des structures plus complexes telles que les transistors à double grille, pour l'amplification hyperfréquence et les cellules logiques élémentaires intégrés à très grande vitesse.

Dans la quatrième partie, on a procédé à la vérification de la validité des différents résultats obtenus aux chapitres deux et trois. En effet on a présenté la variation du courant de drain en fonction de  $V_{ds}$  avec différentes lois de mobilités en fonction du champ électrique, ainsi que la variation de la transconductance, la capacité de grille et la fréquence de coupure en fonction de  $V_{gs}$  .De même on a développé un nouveau modèle de calcul des capacités. Il est à signaler que pour obtenir une estimation théorique en bon accord avec l'expérience il suffit d'employer une expression de la vitesse adéquate et avec des paramètres bien ajustés. Ainsi, la variation des différents éléments de la matrice admittance  $Y_{ij}$  a été mise en évidence par l'établissement du plan de NYQUIST qui déduit la variation de la partie imaginaire avec la

partie réelle en fonction des paramètres, fréquence et longueur de grille. Ces résultats ont été obtenus avec une vitesse des électrons qui dépend ou non du champ électrique. Et afin de comparer les résultats obtenus avec ce modèle et celle de l'expérience on a déduit la variation des facteurs  $Y_{ij}$  en fonction de la fréquence. L'accord entre les deux résultats est satisfaisant jusqu'à 10 GHz, une fréquence qui est assez grande pour être classée dans le domaine des hautes fréquences. Ceci signifie que le modèle utilisé n'est plus valable au-delà de cette fréquence. En outre, et pour valider une deuxième fois de plus notre approche on a étudié la dépendance en fréquence des éléments du schéma équivalent du MESFET, ces éléments sont liés aux parties réelles et imaginaires des admittances  $Y_{ij}$ , calculées à partir du modèle dynamique explicité au chapitre III. En effet ces éléments sont indépendants de la fréquence jusqu'à une fréquence qui se situe entre 5 et 10 GHz pour la majorité des éléments, autrement dit ce schéma équivalent n'est plus valable pour décrire les propriétés dynamiques du MESFET, avec le modèle dynamique du chapitre III, au-delà de cette gamme de fréquence.

Ce travail de modélisation et de caractérisation du composant MESFET GaAs sera utilisé pour la conception assistée par ordinateurs des circuits logiques ou analogiques à base de ce composant.

Mot clé : MESFET GaAs, modélisation, caractérisation.

Ainsi, l'ensemble de notre travail se situe dans le cadre de l'étude des propriétés statiques et dynamiques du transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium **MESFET GaAs** à hautes fréquences.

Dans le domaine d'amplification en hautes fréquences le **MESFET** constitue l'élément concurrent, le plus fiable, il supplante actuellement les diodes *GUNN*, *IMPATT* et *TRAPPATT* qui ont été utilisées auparavant pour l'amplification des signaux hyperfréquences.

Cependant et afin de corroborer les travaux pratiques en hyperfréquences, des recherches théoriques ont été menées corrélativement aux études technologiques. Toutefois les théories élaborées ne rendent pas compte des divers mécanismes du composant et des effets spécifiques dont il est le siège. Ils donnent les propriétés de ces transistors dans un domaine de fréquences très étroit. Ces théories modélisent les **MESFETS** en utilisant un circuit équivalent comprenant des éléments actifs et passifs dont les valeurs sont déduites de la synthèse du quadripôle représentant le transistor en utilisant par exemple les facteurs  $Y_{ij}$  ou  $S_{ij}$ , ces derniers étant mesurés expérimentalement

Le travail qui fait l'objet de notre thèse est de proposer un modèle statique et dynamique afin de simuler les propriétés des transistors à effet de champ à grille Schottky en hautes fréquences, il couvre les parties suivantes :

**La première partie** présente une description des propriétés principales du matériau GaAs du contact Schottky ainsi que les paramètres essentiels qui interviennent dans le fonctionnement du **MESFET**.

**Dans La deuxième partie** nous avons entamé l'étude statique en proposant en premier lieu un modèle simplifié où la zone de charge d'espace est parfaitement dépeuplée, à partir des équations établies, un nouveau modèle de calcul des capacités fut développé. Ensuite Une nouvelle approche pour un modèle statique des MESFET est proposée. Elle nous a permis de concevoir un modèle applicable aux MESFETS quelque que soit le régime de fonctionnement, et valable aussi bien pour les **MESFETS** ayant un canal long que pour les MESFET ayant un canal court. Nous avons utilisé la distribution à deux dimensions du potentiel due à la charge de la zone de déplétion en tenant compte de l'injection des porteurs majoritaires dans la zone de charge d'espace.

**Dans La troisième partie** est consacré au comportement dynamique en hautes fréquences. Nous établirons le système d'équation qui régit le fonctionnement des **MESFETS**. Ainsi les éléments du schéma équivalent du composant seront déduits. A partir de ces modèles analytiques développés, nous ont permis l'établissement d'un système d'équations différentielles qui régit le comportement dynamique du transistor. Trois méthodes de résolution de ce système d'équations sont explicitées dans la thèse;

développement en séries infinies ; approximation asymptotique et le développement limité en fréquence. De ce fait on peut tirer les quatre paramètres admittances  $Y_{ij}$  qui caractérise le quadripôle équivalent du transistor. On peut en outre déduire ces paramètres par l'établissement d'un schéma équivalent représentant le transistor **MESFET** à une certaine gamme de fréquence.

Les calculs effectués ont montrés que le modèle dynamique utilisé ainsi que le schéma équivalent choisi sont valables pour des fréquences se situant jusqu'à 10GHz, une fréquence qui est assez grande pour être classée dans le domaine d'hyperfréquences.

**Dans la quatrième partie**, des logiciels de simulation ont été élaborés à partir des équations et des formules analytiques établies dans l'étude statique. Les résultats obtenus sont présentés et discutés, nous avons de même présenté l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques de sortie ainsi que l'effet de la température sur ces caractéristiques et à l'aide d'un autre logiciel on procède à la détermination des facteurs  $Y_{ij}$  ainsi que les différents éléments qui constituent le schéma équivalent.

Ce travail de modélisation et de caractérisation du composant MESFET GaAs prouve son intérêt, et permet la détermination des caractéristiques statiques et dynamiques et réduit ainsi le coût de fabrication. Les besoins de nouvelles topologies de circuits en électronique de puissance et le coût élevé des différents composants utilisés dans ce type de circuits, ont rendu absolument nécessaire le développement de ces modèles pour différents éléments du circuit qui fonctionnent sous différentes conditions d'opérations et à différentes températures

**Abstract**

For the conception and the simulation of the microwave integrated circuits, it's important to make up a sample theoretical model that takes into account all the effects which happen at the main constituting element of these circuits which is the MESFET GaAs.

Thus the whole of our work which is locates at the study of the static and the dynamic properties of the field effect transistor MESFET GaAs at high frequencies. Indeed, we have firstly developed a simple analytical model to describe the static behaviour by using the approximation of gradual canal; then a new model for calculating capacities is proposed; And a new approach for I-V standard model is proposed. This approach allowed to conceive applicable model for MESFET'S operating in the turn-one or pinch-off region, and valid for, in which the two-dimensional potential distribution contributed by the depletion layer under the gate is obtained by conventional 1D approximation. The drain current is decomposed at two component : the first is due to the conduction current flowing through the conduction channel, and the second component is result of the current flowing through the space charge region resulting from the injection of the channel electrons in this last.

These statics models will be used to set up a system of differential equations that govern the dynamic behaviour of the transistor. Three methods to solve this system of equations, have been developed in this thesis: Development on infinite series, asymptotique approximation and the development limited on frequency. From this way we can determine the four admittance parameters  $Y$  which characterises the equivalent circuit of the transistor describing the transistor .From these parameters, we determine the small signal equivalent circuit describing the transistor at high frequencies.

The calculations had been found that the dynamic model used as well as the equivalent circuit are valid until a frequency 10 GHZ.

This work of modelling and characterization of GaAs MESFET has proved its relevance and allows the determination of the characteristics static's and dynamics, reducing in this way the cost of manufacture.

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE  
SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE  
FACULTE DES SCIENCES  
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**N°d'ordre: .....**

**Série : .....**

**THESE**

**Présentée pour obtenir le diplôme de Doctorat d'Etat  
EN PHYSIQUE ENERGETIQUE**

**PROPRIETES STATIQUES ET DYNAMIQUES DU MESFET GaAs.**

**OPTION  
PHOTOVOLTAIQUE  
PAR  
SAIDI YASMINA**

**Devant le jury :**

<b>Président :</b>	<b>M.S AIDA</b>	<b>Prof</b>	<b>Univ MENTOURI .</b>
<b>Rapporteur :</b>	<b>C.KENZAI</b>	<b>Prof</b>	<b>Univ MENTOURI.</b>
<b>Examineur :</b>	<b>A.DOGHMANE</b>	<b>Prof</b>	<b>Univ ANNABA..</b>
	<b>M.BOUCMAT</b>	<b>Prof</b>	<b>Univ MENTOURI.</b>
	<b>N.MERABTINE</b>	<b>M.C</b>	<b>Univ MENTOURI.</b>
	<b>A.CHAABI</b>	<b>M.C</b>	<b>Univ MENTOURI.</b>