

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

UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE1  
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° d' ordre: 195/DS/2018  
13/Elec /2018

THESE

PRESENTEE A

L'UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE1  
POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR EN SCIENCE

OPTION: MICRO SYSTEME ET MATERIAUX

INTITULE

.....  
Contribution à l'étude des propriétés thermiques des  
Composants à effet de champs MESFET GaAs.  
.....

Soutenue le 04/11/ 2018

Par  
ZAKIA FARES

Devant la commission d'examen formée par :

<u>Président :</u>	A. CHAABI	Prof	Univ Mentouri-Constantine1
<u>Rapporteur :</u>	Y. SAIDI	Prof	Univ. Mentouri-Constantine1
<u>Examineurs :</u>	C. AZIZI	Prof.	Univ. Oum El Bouaghi.
	M. ZAABAT	Prof	Univ. Oum El Bouaghi.

## **Remerciements**

*Tout d'abord remerçons Dieu tout puissant qui nous a permis de réaliser ce travail et de nous avoir donné la force, la volonté et la patience pour mener à terme ce travail.*

*Ce travail a été proposé et dirigé par Mme SAIDI-YASMINA, Professeur au département de physique université MENTOURI Constantine1 à qui j'exprime toute ma reconnaissance et ma gratitude. Ses compétences scientifiques et sa disponibilité, ses conseils et ses qualités humaines m'ont permis de mener à bien ce travail.*

*Je tiens à remercier vivement Me A.CHAABI, Professeur au département d'électronique, Université constantie1 pour l'intérêt qu'il a porté a mon travail en me faisant l'honneur d'avoir accepter de présider le jury d'examen.*

*Mes remerciements vont également à Mme C.AZIZI, Professeur au département de physique centre université, d'Oum-El-Bouaghi, Mr M.ZAABAT, Professeur à l'université de d'Oum-El-Bouaghi qui me font l'honneur d'accepter de juger ce travail. Je leur exprime toute ma reconnaissance.*

*Et enfin une pensée bien particulière pour toute ma famille pour leur patience et leur tolérance.*

***UN GRAND MERCI***  
***A MADAME SAIDI YASMINA ET***  
***MR HAMMA ISSAM***  
***SANS QUI CE TRAVAIL N AURAIT PAS EXISTE***

# Sommaire

Introduction générale.....	1
----------------------------	---

## Chapitre I Propriétés statiques du MESFET GaAs

I.1 Structure du MESFET GaAs .....	4
I.2 Principe de fonctionnement .....	5
I.3 Le contact Schottky.....	8
I.3.1 Le contact ohmique.....	8
I.4. Mécanismes de transport des charges .....	10
I.5 Etude de l'arséniure de gallium .....	12
I.5.1 Propriétés physiques de l'arséniure de gallium.....	12
I.5.2 Substrat semi-isolant .....	13
I.5.3 Substrat compense chrome .....	14
I.5.4 Substrat non intentionnellement dopé .....	14
I.6 Amélioration de la structure du MESFET .....	15
I.6.1 MESFET à grille creusée .....	16
I.6.2 MESFET à grille champignon.....	16
I.6.3 MESFET en structure LDD.....	17
I.6.4 MESFET à grille divisée en plusieurs doigts.....	18

## Chapitre II MODELISATION PHYSIQUE DU TRANSISTOR MESFET GaAs

II.1 Evolution des techniques de simulation du MESFET .....	19
II.1.1 Les modèles numériques.....	20
II.1.2 Les modèles physiques .....	20
II.2 Modélisation physique du MESFET .....	21
II.2.1. Hypothèses sur les phénomènes physiques .....	22
II.2.1.a La Mobilité des porteurs .....	22
II.2.1.b Vitesse des porteurs .....	23
II.2.1.c Dynamique des porteurs –survitesse .....	24
II.2.1.d Transition entre zone dépeuplée et zone neutre.....	24
II.2.1.e Effets de bords .....	24

II.2.1.f Effets liés aux substrat .....	25
II.3 Equations fonctionnelles du mesfet GaAs .....	25
II.3.1 Equations fondamentales du MESFET intrinsèque .....	26
II.3.2 Calcul du potentiel électrostatique .....	27
II.3.3 Courant de drain dans le canal .....	32
II.3.4 Transconductance $G_m$ et conductance $G_d$ .....	35
II.3.4.a Transconductance $G_m$ .....	35
II.3.4.b Conductance $G_d$ .....	35
II.4 Effet des résistances parasites .....	36
II.5 Effet de la mobilité variable .....	37

### **Chapitre III Résultats et interprétation.**

III.1 Résultats et interprétations sur l'étude statique .....	39
III.2 Caractéristiques statiques I-V .....	40
III.3 Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V .....	44
III.4 Variation des mobilités en fonction du champ électrique .....	45
III.5 Transconductance $G_m$ et conductance $G_d$ .....	46
III.5.a Transconductance $G_m$ .....	46
III.5.b Conductance $G_d$ .....	48

### **Chapitre VI Effets thermiques dans les MESFETS**

IV.1 Répartition de la chaleur dans la structure du MESFET .....	49
IV.2 Conséquence de l'échauffement .....	51
IV.3 Modélisation de l'effet thermique .....	51
IV.3.1 Effet sur la mobilité .....	54
IV.3.2 Effet sur le courant de drain .....	56
IV.4 Conclusion .....	58

<b>Conclusion générale</b> .....	<b>59</b>
----------------------------------	-----------

### **Références bibliographiques**

## LISTE DES FIGURE

Figure I-1: Vue en coupe de la structure du MESFET.....	5
Figure I-2: Principe de fonctionnement du MESFET GaAs.....	6
Figure I.3 : la zone active du transistor sous différents régimes de polarisations....	7
Figure I-4 : Structure cristalline du GaAs.....	13
Figure I-5 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.....	16
Figure I-6 : Coupe d'une grille champignon réalisée par double photogravure.....	17
Figure I-7 : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD.....	17
Figure I-8 : exemple de métallisation de grille à deux doigts ( $N_k = 2$ ).....	18
Figure II-1 : Zone active du transistor MESFET - définition des variables utilisée.....	21
Figure II-2 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique.....	23
Figure II-3 : Saturation de la vitesse des électrons avec le champ électrique.....	23
Figure II-4 : Débordement de la ZCE coté source et drain.....	25
Figure II-5 : Circulation d'un courant de fuite à travers le substrat.....	25
Figure II-6 : schéma de principe du transistor MESFET.....	27
Figure III-1 : caractéristiques I-V pour une mobilité constante /GAT1.....	41
Figure III-2 : caractéristiques I-V pour une mobilité variable $u_1$ /GAT1.....	41
Figure III-3 : caractéristiques I-V pour une mobilité variable $u_2$ /GAT1.....	42
Figure III-4 : Comparaison théorie- expérience / GAT1( $V_g=0$ ).....	42
Figure III-5 : influences des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.....	44
Figure III-6 : variation de la mobilité des électrons avec le champ électrique/GAT1.....	45
Figure III-7 : variation des mobilités $u_1$ et $u_2$ avec le champ électrique/GAT1.....	46
Figure III-8 : variation de la transconductance en fonction de $V_g$ /GAT1.....	46
Figure III-9 : variation de la transconductance en fonction de $V_g$ /THC.....	47
Figure III-10 : variation de la conductance en fonction de la température de drain pour différentes valeurs de $V_g$ .....	47
Figure IV-1 : Lignes de contour correspondant au taux d'échauffement par effet Joule .....	50

Figure IV -2 : Zone de génération de la chaleur dans un MESFET GaAs submicronique .....	51
Figure IV-3: Variation de la vitesse $V_1$ en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température.....	54
Figure IV-4. Variation de la vitesse $V_2$ en fonction du champ électrique pour différentes valeur de la température.....	54
Figure IV-5. Variation de la mobilité $\mu_1$ en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température.....	55
Figure IV-6: variation de la mobilité en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température.....	55
Figure IV- 7 : Caractéristique (I-V) pour différentes valeurs de la température T pour une mobilité constante pour le GAT1.....	56
Figure V-8 : Caractéristiques (I-V) pour différentes valeurs de la température Utilisant l'expression de la mobilité $\mu_1$ pour le GAT1.....	57
Figure IV-9 : Caractéristique (I-V) pour différentes valeurs de la température Avec la mobilité pour le GAT1.....	57

## Liste *des tableaux*

<b>Tableau I-1:</b> Comparaison de quelques propriétés physiques de différents semiconducteurs .....	13
<b>Tableau I-2 :</b> propriétés du GaAs à 300K.....	15
<b>Tableau III-1 :</b> Paramètres du GAT1.....	40

## Notation

$a$	Epaisseur de la zone active.
$L$	Longueur du canal.
$Z$	Largeur du canal.
$L_{gs}$	Distance Grille source.
$L_{gs}$	Distance Grille source.
$I_D$	Courant de drain.
$I_{Dsat}$	Courant de drain de saturation.
$V_D$	Tension de drain.
$V_{Dsat}$	Tension de drain de saturation.
$V_G$	Tension de grille.
$V_S$	Tension de source.
$V_{Seuil}$	Tension de Seuil.
$V_P$	Tension de pincement.
$V_{bi}$	Tension de diffusion.
$h$	Profondeur de la zone de charge d'espace formée dans le semiconducteur.
$h(x)$	Profondeur de la zone de charge d'espace en un point $x$ du canal.
$h_s$	Profondeur de la zone de charge d'espace coté source.
$h_d$	Profondeur de la zone de charge d'espace coté drain.
$q$	Charge d'électron = $1.6 \times 10^{19}$ C.
$\phi_m$	Travail de sortie du métal.
$\phi_s$	Travail de sortie du semiconducteur.
$\chi$	Affinité électronique du semiconducteur.
$\varepsilon_0$	Permittivité du vide.
$\varepsilon_{GaAs}$	Constante diélectrique du <i>GaAs</i> .
$\varepsilon$	= $\varepsilon_0 \varepsilon_{GaAs}$ .
$E$	Champ électrique du <i>GaAs</i> .
$E_F$	Énergie de fermi.
$v$	Vitesse des électrons.
$v_S$	Vitesse de saturation des électrons.
$\rho$	Densité de charge dans le semiconducteur.

$N_D$	Densité de donneurs dans semiconducteur.
$N_A$	Densité d'accepteurs dans semiconducteur.
$N_C$	Densité effective dans de conduction du semiconducteur.
$N_V$	Densité effective dans de valence du semiconducteur.
$n$	Densité des électrons libres.
$p$	Densité des trous.
$J_n$	Vecteur densité de courant des électrons.
$J_p$	Vecteur densité de courant des trous.
$\mu_n$	Mobilité des électrons.
$\mu_p$	Mobilité des trous.
$D_n$	Coefficient de diffusion des électrons.
$D_p$	Coefficient de diffusion des trous.
$g_{n(p)}$	Taux de génération des électrons (trous).
$r_{n(p)}$	Taux de recombinaison des électrons (trous).
$G$	Taux de génération- recombinaison.
$\Psi$	Potentiel électrique.
$\Psi_c$	Potentiel électrique dans le canal.
$\sigma$	Conductivité électrique.

## **Introduction générale**

Les MESFET GaAs sont soumis à des effets thermiques importants lors de leur fonctionnement, ces effets conduisent à des variations dynamiques lentes. Ce phénomène, connu sous le nom de l'auto-échauffement est l'un des facteurs critiques qui affectent négativement les performances du dispositif et sa fiabilité dans les applications haute puissance et haute température.

Les MESFETs GaAs sont aujourd'hui les composants actifs de base des circuits MMICs, avec les transistors bipolaires et les hétérojonctions. Car ils ont de bonnes performances tel que : faible bruit, capacité d'opérer dans de large gamme de température [1], etc. Cependant, ces dispositifs présentent parfois des anomalies lorsqu'ils fonctionnent en haute fréquence.

Il existe deux méthodes pour l'élaboration des modèles thermiques pour les MESFETs GaAs. La première méthode consiste en le calcul du gradient thermique à l'intérieur du dispositif et le courant de drain-source. D'autre part, les modèles thermiques, du MESFET GaAs, qui dépendent des paramètres continue et dynamique doivent prendre en compte un certain nombre de facteurs physiques, telle que le gap, la densité des états au bord de la bande de conduction et de la bande de valence, la constante diélectrique, la vitesse de saturation d'électrons, la mobilité des électrons et la hauteur de la barrière Schottky [2].

Aussi la modélisation physique des caractéristiques courant-polarisation du composant peut être assez précise si les expressions analytiques prennent en compte suffisamment les effets indésirables, tels que la conductance de sortie négative, notamment du fait de l'auto-échauffement et du courant du substrat, le backgating et des états de la surface [3]. Ainsi, les expressions des modèles deviennent certes plus compliquées, mais également plus complètes. Malheureusement, cela rend très difficile la modélisation du comportement grand signal du MESFET ainsi que la dérivation d'un modèle analytique petit signal. D'autre part, les modèles physiques ne nécessitent pas une caractérisation électrique des dispositifs.

La deuxième méthode est basée sur une approche semi-empirique, où une partie des paramètres du modèle grand signal dépendent de la température selon des relations empiriques, y compris les paramètres de montage ayant un sens physique. Cependant, le

modèle semi-empirique nécessite la caractérisation électrique de dispositif et de la procédure délicate de l'extraction de paramètre.

Le MESFET, Ce composé fabriqué à base d'arséniure de gallium a ouvert la voie devant les semi-conducteurs de la catégorie III-V et à différentes applications pour l'électronique à très grandes vitesses [4].

Le transistor MESFET offre certains avantages en comparaison avec le JFET, tels que la formation du barrière métal-semiconducteur à faibles températures la faible chute de tension le long de la largeur du canal, et la bonne dissipation thermique pour les composants de puissance [5], Le MESFET jouent aussi un rôle prépondérant dans la technologie micro-onde (de 1 jusqu'à 30 GHz) aussi bien comme élément discret comme incorporé dans les circuits intégrés. Ils peuvent être utilisés dans les circuits de petits signaux et dans les amplificateurs de puissance (Oscillateur, Commutateur, Mixeur, Atténuateur), ce qui lui permet de constituer l'élément principal dans les ordinateurs modernes surtout dans les mémoires RAM [6].

Ce transistor est l'ancêtre des transistors III-V toujours utilisé mais souvent remplacé par les HEMT ou les TEGFET. Néanmoins, il est la brique de base des transistors à effet de champ. Il nous permettra de comprendre la physique de fonctionnement de ces dispositifs et d'introduire les schémas équivalents linéaire et non linéaire.

Ses principales performances en hyperfréquences sont dues entre autres à l'utilisation du GaAs avec des mobilités de porteurs plus élevées que dans le silicium Si .

Pour optimiser les performances de ce composant, les concepteurs sont arrivés à une structure un peu plus complexe. Le transistor MESFET (Métal Semi-conductor Field Effect Transistor) est un transistor à un seul type de porteurs, c'est un transistor unipolaire. En effet, le courant à ses bornes est un courant d'électrons du fait de la plus grande mobilité de ceux-ci par rapport aux trous.

Une tension appliquée entre les contacts ohmiques de drain et de source fait circuler un courant d'électrons parallèlement à la surface du semiconducteur. La saturation de ce courant est due à la saturation de la vitesse des électrons. L'intensité du courant dans les transistors MESFETs est contrôlé grâce à la modulation de la section du canal contrairement aux transistors MOSFETs (Métal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor) et HEMTs (High Electron Mobility Transistor), où le contrôle du courant se fait par la modulation de la densité des porteurs. Plus précisément, l'intensité du courant est contrôlée par la profondeur

de la zone déplétée, qui apparaît sous la jonction métal-semiconducteur (contact Schottky) constituant la grille.

L'objectif de notre travail est de présenter une étude sur le transistor MESFET à base d'Arséniure de Galium avec un canal dopé N et de simuler les propriétés du transistor à effet de champ à grille Schottky en tenant compte de l'effet thermique dans ces composants. Ce travail de recherche comportera les chapitres suivants:

Le premier chapitre est consacré en détail à la structure du composant MESFET son origine ;son principe de fonctionnement des composants et les phénomènes physiques qui régissent ses performances.

Le Deuxième chapitre est consacré dans la première partie à la modélisation physique non linéaire des caractéristiques statiques du transistors MESFETS GaAs ;cette modélisation prend en considération l'ensemble des phénomènes physiques spécifiques à ce composant :une formulation analytique des principaux mécanismes statiques est effectuée et permet d'aboutir à un modèle mathématiques du transistor MESFET GaAs Puis nous avons entamé l'effet thermique dans ces composants car ils sont sujets à des problèmes d'auto échauffement lorsqu'ils sont soumis à des contraintes électriques car l'augmentation interne du composant entraîne une diminution de la valeur de la mobilité : il en résulte une chute du courant de drain d'où les performances du composant sont altérées

Le troisième chapitre présente un logiciel de simulation, élaboré à partir des équations établies dans le deuxième chapitre et l'influence des paramètres géométriques et physiques sur les caractéristiques courantes tensions l'effet de la mobilité.

Dans le quatrième chapitre l'effet thermique est pris en considération les équations qui régissent ce phénomène les résultats sont présentés et expliqués.

Une conclusion générale et des perspectives à ses travaux seront indiquées à la fin de ce manuscrit.

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.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les notions de base nécessaire à la compréhension du fonctionnement du transistor *MESFET GaAs* et les notions liées à sa réalisation. Pour cette raison, il nous a paru nécessaire d'étudier sa structure basée sur un matériau semiconducteurs (Arséniure de Gallium GaAs) et un contact Schottky de grille, ainsi que de prévoir les principaux effets limitatifs dans les FETs . Nous raisonnerons sur une structure idéale représentée sur la figure (1.1). Nous limiterons notre analyse a 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.

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

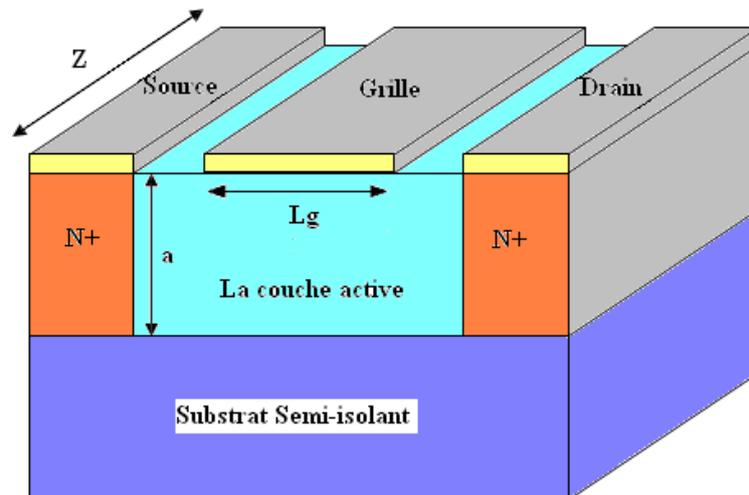
### 1-1 Structure du MESFET GaAs [7]

Le *MESFET* ( **ME**tal **S**emi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V[8]. En 1966 **Carver Mead** [9] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), puis réalisé par **Hoop** [10]. Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des *MESFET* aux fréquences micro-ondes, et depuis cette date de nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des transistors de plus en plus performants à base de matériau à grand gap.

Pour éviter les processus d'élaboration a haute température qui sont associés à la réalisation des jonctions **P-N** par diffusion on a remplacé la grille diffusée dans les transistors (MOSFET) et (JFET) par une grille métallique sur semi-conducteur de type *Schottky*.

Le principal avantage de la structure du contact metal-semi-conducteur c'est qu'elle ne nécessite qu'un dépôt de métal suivi d'une délimitation par photogravure d'ou la possibilité de contrôler les dimensions des contacts avec une précision inférieure au micron, ce qui n'est pas le cas pour les jonctions **P-N**. La technique ainsi obtenue est dénommée "*MESFET*" tirée de l'origine anglo-saxonne: "Metal Semi-conducteur Field Effect transistor".

C'est le premier composant réalisé sur AsGa. IL comporte le plus souvent une couche active de type N, réalisée sur substrat semi-isolant (SI), deux contacts ohmiques (source et drain) et une grille métallique déposée entre source et drain dans des conditions créant une barrière de Schottky vue précédemment.



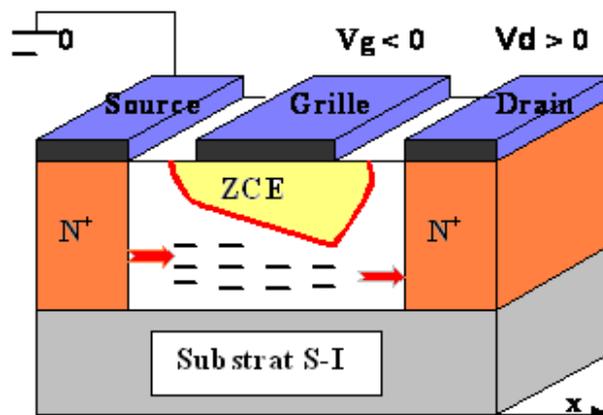
**Figure I-1:** Vue en coupe de la structure du MESFET

## 1.2 Principe de fonctionnement

En fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement ( $V_{gs} < 0$ ) par rapport à la source tandis que le drain est polarisé positivement ( $V_{ds} > 0$ ). La présence du contact Schottky crée une zone dépeuplée de porteurs libres sous la grille. La concentration des électrons mobiles est donc maximale dans la fraction restante de la couche conductrice appelée canal conducteur. En effet, lorsqu'on applique une tension ( $V_{ds}$ ) positive, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le drain correspondant à un courant  $I_{ds}$  dans le sens inverse. Or, la section du canal conducteur disponible est limitée à  $(a-d)$ . Si on diminue  $V_{gs}$ , l'épaisseur ( $d$ ) augmente. Par conséquent le courant  $I_{ds}$  diminue. Lorsque ( $d$ ) atteint la valeur ( $a$ ), le canal est pincé et  $I_{ds}$  s'annule. On se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille.

sous l'action d'un champ électrique longitudinal dans un barreau conducteur appelé canal, dont les deux extrémités sont le drain et la source portées 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 transversale entre la grille et le canal. La diode Schottky de grille pour les *MESFET* 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 (1.2)).



**Figure I-2:** Principe de fonctionnement du MESFET GaAs.

Pour mieux comprendre le principe de fonctionnement du *MESFET*, trois cas intéressants sont schématisés sur la figure (1-3) ; ils représentent la zone active du transistor sous différents régimes de polarisations [11]

- $V_{DS} \ll V_{DSat}$ , 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 dynamique.
- $V_{DS} \leq V_{DSat}$ , 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  $V_G = V_{GS}$  pour  $x=0$  à  $V_G = V_{GD} = V_{GS} - V_{DS}$  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 coté drain que du coté 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 est atteint à  $V_D = V_{Dsat}$ . Notons que pour les MESFET à canal court le champ électrique longitudinal à 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 MESFET à canal court, et le pincement du canal pour les MESFET à canal long.

En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal puisse 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.

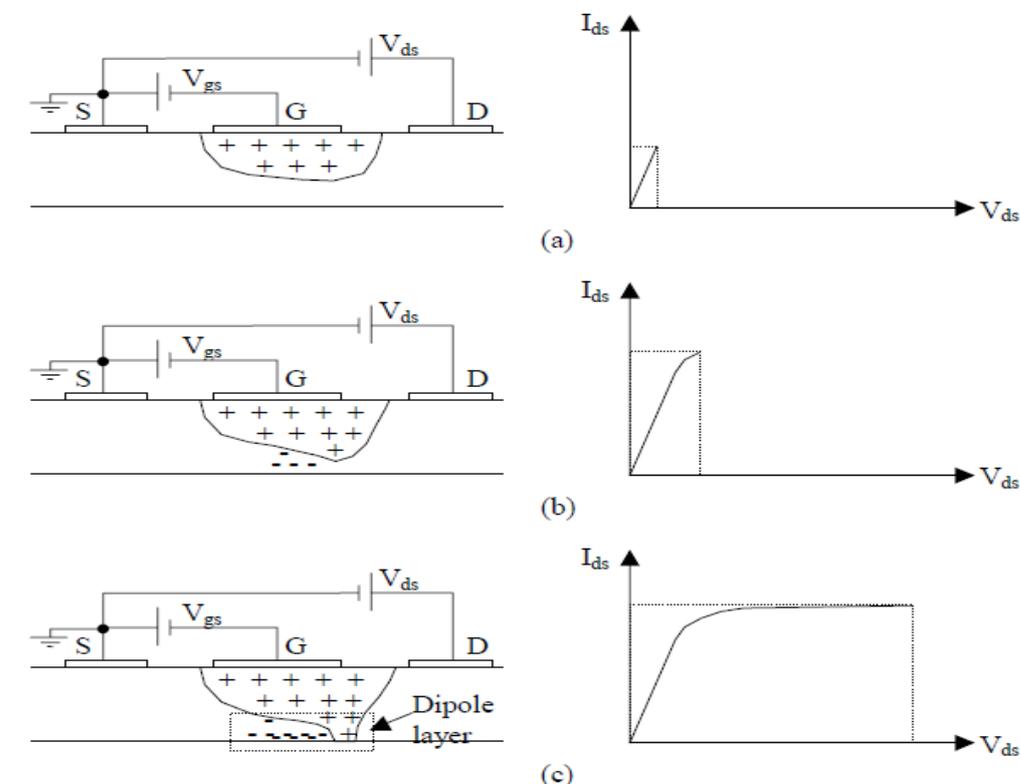


Figure I.3 : la zone active du transistor sous différents régimes de polarisations

- $V_{DS} > V_{Dsat}$ , à cette polarisation au long du canal correspond un courant de drain  $I_D$  sensiblement constant [12,13,14], sa faible variation est essentiellement due au flux des porteurs à travers le substrat.

### I.3 Contact Shottky

#### a- Contact ohmique

Il est schématisé sur la figure (1-4b) 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.

Nous supposons pour simplifier l'étude de ce contact que le semi-conducteur est homogène avec une densité de porteurs que nous appellerons  $N_D$  pour alléger l'écriture. Nous admettons ainsi que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que

$$h = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} V_{bi} \right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (\phi_m - \phi_s) \right]^{\frac{1}{2}}$$

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 :

$$\rho(y) = q N_D \quad \text{pour } 0 < y < h$$

$$\rho(y) = 0 \quad \text{pour } y > h$$

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

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \tag{1-1}$$

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

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = \frac{qN_D}{\varepsilon} (y - h) \tag{1-2}$$

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

$$E_s = \frac{qN_D}{\epsilon} h$$

des potentiels à l'interface, on obtient :

$$V(y) = \frac{-qN_D}{\epsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (1 - 3)$$

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 :

$$qV_{bi} = q(\phi_m - \phi_s) \quad (1 - 4)$$

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

$$\begin{aligned} V_{bi} &= V(y = h) - V(y = 0) \\ &= \frac{qN_D}{2\epsilon} h^2 \end{aligned} \quad (1 - 5)$$

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

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 :

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

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

$$n(y) = N_C \text{EXP} \left[ -\frac{(E_C(y) - E_F)}{KT} \right] \quad (1 - 8)$$

avec

$$N_C = 2 \left( \frac{2\pi m_c KT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} = 0.004 \times 10^{19} \text{ Cm}^{-3} \text{ pour l'arséniure de gallium}$$

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

$$n = N_D = N_c \text{EXP} \left( -\frac{(E_c - E_F)}{KT} \right) \quad (1.9)$$

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

$$n(y) = N_c \text{EXP} \left( -\frac{(E_c - qV(y) - E_F)}{KT} \right) \quad (1.10)$$

Ce qui donne en combinant (1.9) et (1.10) :

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( \frac{qV(y)}{KT} \right) \quad (1.11)$$

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

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( \frac{q^2 N_D}{2\varepsilon KT} (y - h)^2 \right) \quad (1.12)$$

En posant  $\lambda_{Dn} = \left( \frac{2\varepsilon KT}{q^2 N_D} \right)$  qui est la longueur de DEBYE :

$$n(y) = N_D \text{EXP} \left( -\left( \frac{y - h}{\lambda_{Dn}} \right)^2 \right) \quad (1.13)$$

On voit clairement que la longueur de debye correspond à la longueur pour laquelle la densité des électrons libres passe de. En d'autres termes 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, et tout à fait différente de celle d'un contact avec un semi-conducteur ( $n$ ) :

Il est redresseur si  $\phi_m - \phi_s > 0$

Ohmique si  $\phi_m - \phi_s < 0$

### 1-4 Mécanisme 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 :

$$J_n = q n E \quad (1.14)$$

$$J_p = -q p E \quad (1.15)$$

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

$$J_n = qD_n \nabla n \quad (1.16)$$

$$J_p = qD_p \nabla p \quad (1.17)$$

$D_n$  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 :

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n \quad (1.18)$$

$$J_p = qn\mu_p E - D_p \nabla p \quad (1.19)$$

Avec

$$D_n = \frac{KT\mu_n}{q} \quad , \quad D_p = \frac{KT\mu_p}{q}$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - qG \quad \text{pour les électrons} \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla J_p - qG \quad \text{pour les trous} \quad (1.21)$$

$G$  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 :

$$G = g_n(p) - r_n(p) \quad (1.22)$$

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 (1.18) et (1.19), [15] :

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\bar{D}_n \int_J^c p \, dy}{\bar{D}_p \int_J^c n \, dy} \quad (1.23)$$

$\bar{D}_n$  et  $\bar{D}_p$  sont les constantes de diffusion "effective" définies par :

$$\bar{D}_p = \frac{\int_N n \, dy}{\int_N \frac{n}{D_p} \, dy} \quad (1.24)$$

L'intégral est étendu sur toute la région  $n$ .

$$\bar{D}_n = \frac{\int_p p \, dy}{\int_p \frac{p}{D_n} \, dy} \quad (1.25)$$

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

On voit clairement d'après l'équation (1.23) 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.

## I.5 L'étude de l'arséniure de gallium

### I.5.1 Propriétés physiques de l'arséniure de gallium [7]

Le GaAs est un matériau semi-conducteur III-V composé de l'élément gallium (Ga) de la colonne III et de l'élément arsenic (As) de la colonne V du tableau périodique des éléments. il a été obtenu par Goldschmidt en 1929, mais les premières propriétés électroniques rapportées des composés III-V comme semiconducteurs ne sont apparues qu'en 1952.

Le GaAs présente une structure cristallographique de la blende de zinc qui se compose de deux réseaux cubiques à face centrée (FCC) déplacée par un vecteur  $(a_0/4, a_0/4, a_0/4)$ , avec  $a_0$  étant la longueur de l'arête du cube élémentaire ( $a_0 = 5.653 \text{ \AA}$ ), le premier réseau se compose entièrement d'atome Ga et l'autre d'atomes As. **La figure I-4** présente la structure cristalline du GaAs et sur le tableau I-1 nous avons reporté les principales propriétés du GaAs à température ambiante.

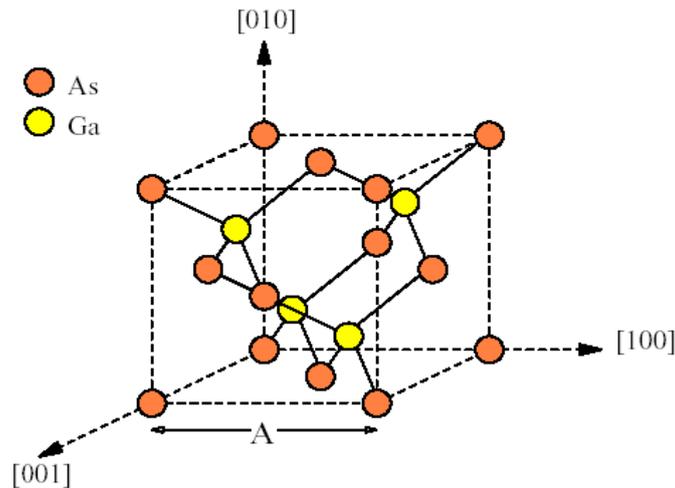


Figure I-4 : Structure cristalline du GaAs.

Le Tableau I-1 présente les principales propriétés du Silicium (Si), de l'Arséniure de gallium (GaAs), de Nitrure de Gallium (GaN) et du Carbure de Silicium (SiC) pour une densité de donneurs  $N_d$  de  $10^{17}$  atomes/cm<sup>3</sup>.

propriétés / Matériau	Silicium Si	Arséniure de gallium GaAs	Carbure de silicium SiC	Nitrure de gallium GaN
Largeur de bande interdite (eV)	1.1	1.4	3.2	3.4
Mobilité des électrons à 300K° (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	1350	6000	800	1500
Champ critique (MV.cm <sup>-1</sup> )	0.3	0.4	2	3
Conductivité thermique (W.cm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup> )	1.5	0.5	4.9	1.7
Constante diélectrique statique	11.7	12.9	9.7	8.5
Température de fusion. (C°)	1412	1240	3103	2500

Tableau I-1: Comparaison de quelques propriétés physiques de différents semiconducteurs

### I.5.2 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 *MESFET* sur un substrat semi – isolant, ce dernier est soit compensé par du chrome, soit intrinsèque

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.

### 1.5.3 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.

### 1.5.4 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, elle crée des antisites de densité allant jusqu'à  $10^{11}$  atomes / $cm^3$ .

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

La figure (1.5) 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 (1.2) on trouve quelque caractéristique du *GaAs*.

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
Largeurs de la bande interdite ( $eV$ )	1.424
Concentration intrinsèque des porteurs ( $Cm^{-3}$ )	$1.79 \cdot 10^6$
Résistivité intrinsèque ( $\Omega \cdot Cm$ )	$10^8$
Température de fusion ( $C^\circ$ )	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-2 :** propriétés du GaAs à 300 K°

### **I.6 Amélioration de la structure du MESFET [11]**

Plusieurs techniques de réalisation on été proposées. Afin d'améliorer les performances des transistors à effet de champ,. Nous allons les présenter suivants la forme de la grille pour les transistors MESFET GaAs.

### I.6.1 MESEFT à grille creusée

Pour améliorer la commande du transistor, une grille enterrée est réalisée [7]. Cette structure est réalisée en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma, une tranchée dans le semiconducteur entre les contacts de source et de drain. En suite, le métal de grille est pulvérisé au fond de cette tranchée. Par cette méthode les résistances d'accès dues à la zone latérale non contrôlée par la grille diminuent [figure (I-5)].

Ce procédé a cependant l'inconvénient d'augmenter la complexité des opérations technologiques, on lui préfère souvent la technique de l'implantation ionique localisée cette dernière permet de sur doper les zones inter-électrodes et par conséquent de diminuer les résistances d'accès en augmentant la densité des donneurs sous les zones latérales.

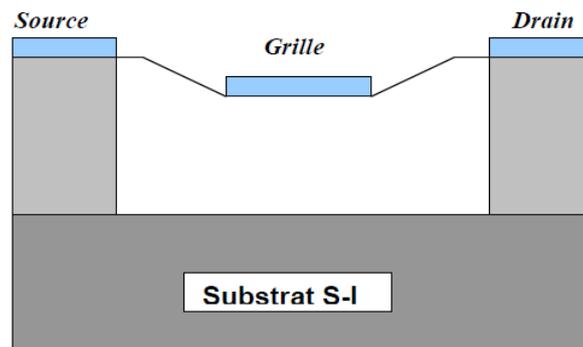


Figure I-5 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.

### I.6.2 MESFET à 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 composants à faible bruit, il est important de la diminuer, ainsi la structure champignon figure (I-6) a été mise au point où la résistance  $R_g$  est calculée par la relation suivante:

$$R_g = \frac{\rho_g Z}{3H_g L_{eff}} \quad \text{I-26}$$

$\rho_g$  : la résistance du métal de grille exprimé en  $\Omega$ .

$H_g$  : l'épaisseur de métallisation.

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 résine photosensible.

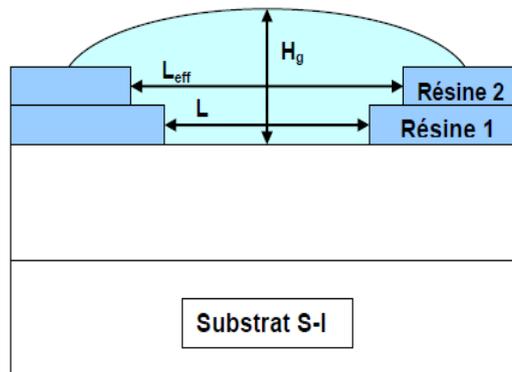


Figure I-6 : Coupe d'une grille champignon réalisée par double photogravure.

### I.6.3 MESFET en structure LDD

La structure **LDD** (Light Doped Drain) [17], [18] est améliorée par l'utilisation d'une couche sur la grille, comme il est schématisé dans la figure (I-7). Elle possède les avantages suivants : supprime les effets de bords notamment pour les canaux courts ; réduit la résistance de source et augmente la fréquence de composants submicroniques, une fréquence de coupure de 72 GHz peut être obtenue avec de bonnes performances en bruit.

Grâce à ces avantages le MESFET GaAs en structure **LDD** reste le meilleur pour les applications digitales, analogiques, micro-onde et hybride.

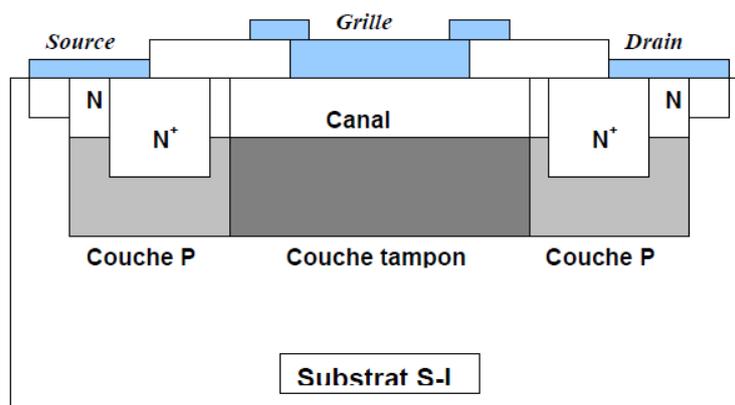


Figure I-7 : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD.

### I.6.4 MESFET à grille divisée en plusieurs doigts

Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts comme il est schématisé dans la figure (I-8). Si  $N_k$  est le nombre de doigts de grille et  $R_{gi}$  la résistance de grille d'un doigt, la résistance de grille est donnée par la relation suivante :

$$R_g = \frac{R_{gi}}{N_k^2}$$

I-27

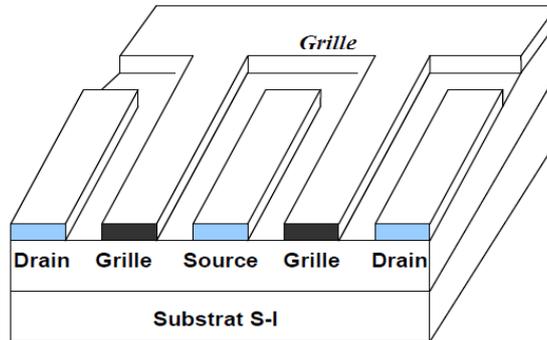


Figure I-8 : exemple de métallisation de grille à deux doigts ( $N_k = 2$ )

## MODELISATION PHYSIQUE DU TRANSISTOR MESFET GaAs

Ce chapitre est consacré à la modélisation du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs. En effet la modélisation des composants est primordiale pour comprendre tous les phénomènes qui ont eu lieu dans le MESFET, on observe deux modélisations [11]

- **La modélisation physique** repose sur des équations mathématiques qui représentent ou décrivent le transport d'électrons / trous dans le composant. Ce modèle devrait être résolu numériquement ou analytiquement. Toutefois, ce modèle est résolu numériquement dans la plupart des cas en raison de la complexité et de la non-linéarité des équations. Typiquement, de nombreuses approximations sont nécessaires pour obtenir un modèle analytique utile.
- **La modélisation électrique** cette approche est basée sur une proposition d'un circuit électrique équivalent au composant. Les éléments du circuit sont déterminés à partir des paramètres physiques et géométriques du dispositif, on a plus besoin alors de connaître la physique du composant, on traite le composant comme un quadripôle.

Notre intérêt se porte sur la modélisation physique du MESFET GaAs. Ce modèle prend en considération l'ensemble des phénomènes physiques spécifiques du composant. Pour cela un ensemble d'hypothèses basées sur des approximations nous permettra de résoudre les équations différentielles et de simplifier les expressions mathématiques.

### II.1 EVOLUTION DES TECHNIQUES DE SIMULATION DU MESFET

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

On attribue le premier essai de modélisation des transistors à effet de champ à Shockley-1952 dans son célèbre article qui a servi de référence à plusieurs tentatives de modélisation. Ce modèle était un modèle analytique puisque basé sur une résolution analytique des équations fondamentales des porteurs dans le semi-conducteur. Plusieurs auteurs ( Grebeneet ghandhi- 1969, Graffeuil-1977, Taylor-1979 ) se sont inspirés des travaux de Shockley en essayant d'établir un modèle complet (statique, dynamique et bruit) du MESFET.

Depuis 1980, le MESFET GaAs submicronique à été au centre d'intérêt des chercheurs. Différents modèles de MESFET existent pour prévoir leurs caractéristiques [Golio-1991 et Rodriguez-1992]. Habituellement, ces modèles sont classés en fonction de la technique utilisée dans leur développement. D'une manière générale, ils peuvent être classés comme suit:

### **II.1.1 Les modèles numériques**

La miniaturisation croissante des composants en provoquant l'appariation de phénomènes bidimensionnels fait croître l'intérêt pour les modèles numériques qui seuls peuvent offrir une approche rigoureuse. Parmi ceux-ci, les modèles particuliers bidimensionnels qui décrivent le parcours erratique d'un porteur (le plus souvent par la méthode de Monte-Carlo), bien que plus précis, ne convient pas pour une utilisation dans les programmes de conception.

D'autres modèles [Carnez-1980 et Higgings-1982] sont basés sur un découpage de la zone active du composant en un grand nombre de tranches pour résoudre dans chacune d'elles l'équation de poisson, l'équation de continuité de courant, l'équation de relaxation de l'énergie et celle du moment. Cette approche originale ne permet toutefois pas d'obtenir tous les éléments du schéma équivalent électrique du MESFET. dont certains d'entre eux sont indispensables pour déterminer les performances du composant.

### **II.1.2 Les modèles physiques**

Il existe plusieurs modèles physiques qui sont utilisés dans la simulation des composants afin de prédire les caractéristiques du MESFET [Curtice-1980, Kacprzak-1983, Statz-1987, McCamant-1990, Rodriguiz-1992 [19]]. Tous ces modèles supposent une jonction à barrière de Schottky idéal du composant.

Un moyen direct pour améliorer les capacités d'un MESFET en haute fréquence est la réduction de sa longueur de grille ( $L_g$ ) [Enoki-1990] qui provoque inévitablement une densité finie d'états d'interface à barrière Schottky [Ahmed-1995]. En outre, la réduction de  $L_g$  entraîne une augmentation de la conductance ( $g_d$ ), diminution de la transconductance ( $g_m$ ) et un changement de la tension de seuil ( $V_T$ ) du dispositif, appelés effets de canal court [Ahmed -1997] [20]. La présence d'effets de canal court le long avec des états d'interface rend la modélisation plus difficile et exigeante.

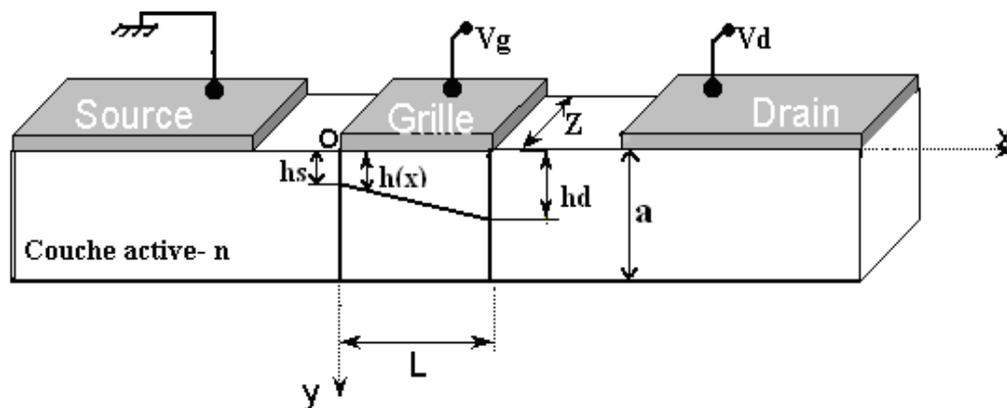
Un modèle qui accueille tous ces effets avec un nombre minimum de variables, et prédit les caractéristiques I-V à une précision raisonnable, sera un modèle préféré [ McNally-2001, l'islam-2004 et Dobes-2004

Pour des composants de dimensions inférieures, il nous apparaît nécessaire de proposer un modèle associant un formalisme analytique avec des techniques de calcul numérique pour décrire les caractéristiques électriques du composant. Nous avons cherché à simuler des MESFET ayant n'importe quelles dimensions géométriques, puis à déterminer tous les éléments du schéma équivalent ainsi que les performances micro-ondes du transistor.

## II.2 MODELISATION PHYSIQUE DU TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

Pour la modélisation physique des caractéristiques électriques du transistor à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs, Une formulation analytique des principaux mécanismes statiques est effectuée et permet d'aboutir, par association d'éléments internes et externes à la zone active du composant (*Figure II-1*), à un modèle mathématique du transistor MESFET GaAs. Ensuite les expressions de la transconductance, de la conductance de drain et de la capacité de grille sont déterminées en fonction des tensions de polarisations.

Ce modèle prend en compte l'ensemble des phénomènes physiques spécifiques à ces transistors tel que le transport des porteurs majoritaires dans le canal conducteur, la déformation de la zone de charge d'espace ainsi que l'effet de la température sur le fonctionnement du transistor.



*Figure II-1 : Zone active du transistor MESFET - définition des variables utilisées.*

Avant de détailler le fonctionnement du composant, nous allons préciser quelles sont les hypothèses retenues pour rendre compte des phénomènes physiques fondamentaux intervenant dans le MESFET.

**II.2.1 Hypothèses sur les phénomènes physiques**

**II.2.1.a Mobilité des porteurs**

L’hypothèse de mobilité constante et indépendante du champ électrique dans les semiconducteurs (dans notre cas le GaAs de type N) ne peut pas traduire les phénomènes physiques dans ces matériaux. [21]

L’expression analytique des variations de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique dans l’arséniure de galium GaAs (figure II-2), que nous utilisons est une relation simplifiée donnée comme suit :

- Dans le domaine des champs faibles ( $E < E_0$ ), les électrons sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur mobilité est constante et indépendante du champ électrique.

$$\mu = \mu_n \tag{II-1}$$

La mobilité ( $\mu_n$ ) est fixée par le dopage moyen de la zone active du composant. Selon la relation (II-1) déjà proposée au premier chapitre [4]:

- que le champ électrique est élevé ( $E > E_0$ ), le transfert intervallés des électrons induit dans le GaAs une décroissance de la mobilité des porteurs qui se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des électrons. Cependant, il n’existe pas une Loi qui traduit réellement les variations de cette mobilité avec le champ électrique, dans ce cas, notre choix s’est porté sur la Loi suivante .

$$\mu(E) = \frac{\mu_n}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_c}\right)^2\right]^{1/2}} \tag{II-2}$$

$E_c = \frac{v_s}{\mu_n}$  : c’est le champs critique pour le quel la vitesse en régime linéaire est égale à la vitesse de saturation des électrons dans le GaAs

$$E_0 = \frac{1}{2} \left[ E_m + (E_m^2 - 4E_c^2)^{1/2} \right] \tag{II-3}$$

Où

$E_0$  est le champ critique de passage du régime linéaire au régime non linéaire

$E_m$  est le champ de seuil correspondant au maximum du régime de survitesse des électrons, qui peut être calculé à partir de la relation suivante :

$$\left. \frac{dv}{dE} \right|_{E=E_m} = 0$$

II-4

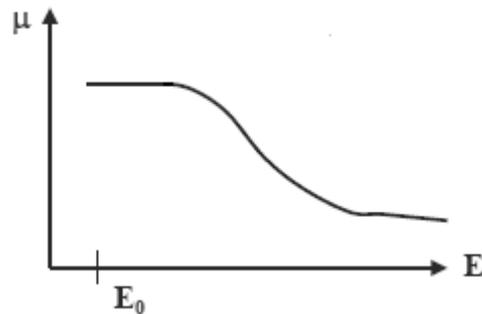


Figure II-2 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique.

II.2.1.b Vitesse des porteurs

Dans certains semiconducteurs telque le GaAS la caractéristique de vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique (figure II-3) présente un effet de mobilité différentielle négative suite au transfert des électrons d’une vallée à haute mobilité vers des vallées satellites à faible mobilité [11].

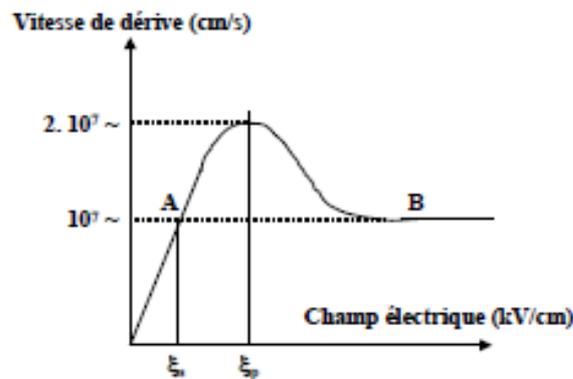


Figure II-3 Saturation de la vitesse des électrons avec le champ électrique.

Nous utilisons une caractéristique à deux sections pour décrire l’évolution des porteurs en fonction du champ électrique :

$$v(E) = \mu \cdot E \quad \text{si } (E \leq E_s) \tag{II-5}$$

$$v(E) = v_s \quad \text{si } (E > E_s) \tag{II-6}$$

Avec  $E_s$  Champ de saturation de la vitesse des électrons donnée par la relation II-7

$$E_s = \frac{v_s}{\mu_n - \left( \frac{v_s}{E_0} \right)} \tag{II-7}$$

II.2.1.c Dynamique des porteurs - survitesse

Il s'agit de tenir compte des effets non stationnaires qui apparaissent lorsque la longueur de grille devient inférieure au micron. Alors Le temps de transit sous la grille devient du même ordre de grandeur que les temps de relaxation de l'énergie et du moment, sous fort champ électrique, le gaz d'électrons est « hors équilibre » et sa vitesse de dérive peut dépasser momentanément la vitesse maximale qu'elle aurait eue en régime stationnaire [22].

Afin de rendre compte de manière simplifiée des phénomènes de survitesse, on utilise pour le calcul de la vitesse de saturation apparente la relation suivante :

$$v_s (m.s^{-1}) = 60L^{-0,56} \tag{II-8}$$

où  $L$  est exprimée en mètres et  $L \leq 1 \mu m$ .

II.2.1.d Transition entre zone dépeuplée et zone neutre

La répartition des porteurs dans la couche active du composant est modalisée au moyen de l'approximation abrupte. C'est-à-dire que l'on pose (à l'abscisse  $x$ )

$$n(y) = 0 \quad \text{si } y < h(x) \tag{II-9}$$

$$n(y) = Nd(y) \quad \text{si } y > h(x) \tag{II-10}$$

où  $h(x)$  est l'épaisseur de la zone dépeuplée en «  $x$  » ( voir figure II-1 )

II.2.1.e Effets de bords

Lorsqu'une tension est appliquée sur la grille, l'extension de la ZCE n'est pas limitée au droit de la grille coté source et coté drain entraînant une modification des capacités du schéma équivalent et ils ont d'autant plus d'importance que la grille est courte [23] *Figure II-4* .

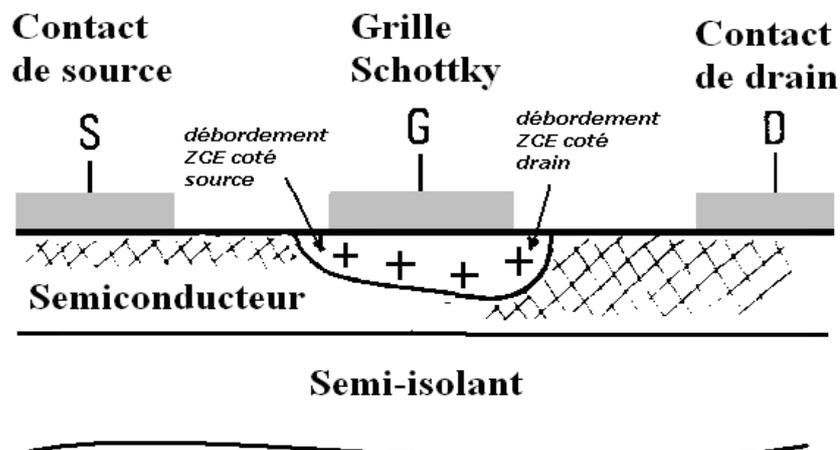


Figure II-4 : Débordement de la ZCE coté source et drain.

### II.2.1.f Effets liés au substrat

A l'interface couche active-substrat il existe des défauts impliquant une dégradation de la mobilité au voisinage de l'interface. Si  $V_{ds}$  augment d'avantage, il faut prendre en compte les évolutions bidimensionnelles du champ électrique dans le canal entraînant une injection d'électrons de la couche active vers le substrat (figure II-5)

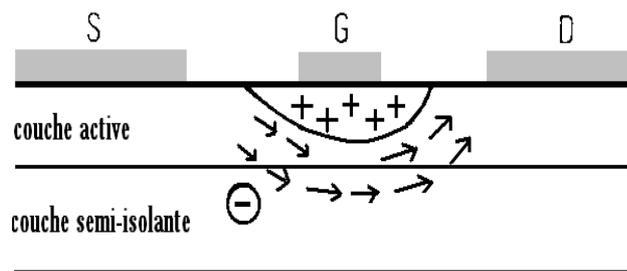


Figure II-5 : Circulation d'un courant de fuite à travers le substrat.

Pour garder une approche simple, un certain nombre de ces hypothèses sont souvent ignorés dans les modèles trouvés dans la littérature.

## II.3 Equations fonctionnelles du Mesfet GaAs :

Notre démarche de modélisation consiste dans un premier temps à déterminer l'équation analytique de la tension sous l'électrode de grille du transistor, puis nous déterminons les expressions de la loi de mobilité et de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique, par la suite l'expression du courant de drain «  $I_{ds}$  » commandée par les deux tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  est bien déterminée dans les différents régimes de fonctionnement.

Nous nous intéresserons tout d'abord au dispositif interne (ou intrinsèque) tel qu'il a été défini au chapitre 1. Nous reviendrons ensuite au dispositif réel en introduisant les zones d'accès ainsi qu'un certain nombre d'effets secondaires liés au caractère bidimensionnel (effets de géométrie).

### II.3.1 Equations fondamentales du MESFET intrinsèque.

L'écriture des relations fonctionnelles est conduite en trois étapes. Nous établirons tout d'abord des relations valables dans le cas général d'un dopage non uniforme de la couche active (cas du MESFET à canal implanté). Nous en déduisons ensuite facilement l'ensemble des équations classiques du MESFET à dopage uniforme dont nous établissons, pour finir, une approximation quadratique d'un maniement plus simple.

L'ensemble des équations (II.11) à (II.13) régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur d'un transistor MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé sont établies [40]. [16] [44]

**Equation de Poisson :** 
$$\nabla^2 \psi(x, y, z) = -\frac{\rho(x, y, z)}{\varepsilon} \quad \text{II-11}$$

**Potentiel électrique :** 
$$\vec{E} = -\vec{\nabla}(\psi) \quad \text{II-12}$$

**Densité du courant :** 
$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x \quad \text{II-13}$$

Les grandeurs physiques qui interviennent dans ces équations sont les suivantes :

- $E(x, y)$  est le champ électrique,
- $\psi(x, y, z)$  est le potentiel électrique dans la zone d'activité.
- $J_x$  est la densité de courant de conduction,
- $\sigma(x, y, z)$  est la conductivité du canal,
- $\rho(x, y, z)$  est la densité de charges d'espace dans le semi conducteur.

La résolution de ce système d'équations s'effectue dans le canal, directement sous l'électrode de grille : cette zone est représentée sur la figure II-6. Les autres régions du transistor seront modélisées à partir d'éléments linéaires extrinsèques.

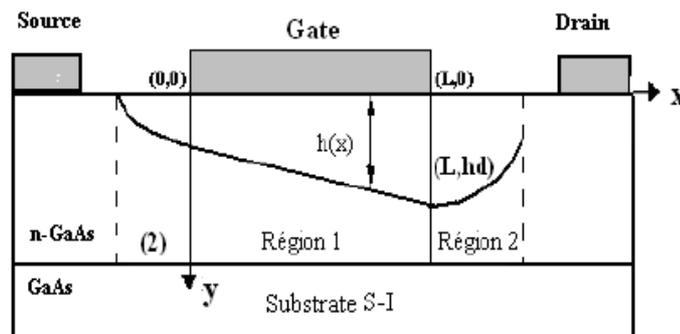


Figure II-6 : schéma de principe du transistor MESFET.

Les axes  $o\bar{x}$  et  $o\bar{y}$  représentent les axes longitudinaux et transversaux de la structure, l'origine est prise côté source. La largeur totale du canal est « a » et supposée constante. La largeur de la zone de déplétion  $h(x)$  en un point d'abscisse  $x$  varie graduellement entre  $h_s$  à la source et  $h_d$  au drain.

Cette étude consiste dans un premier temps à déterminer l'équation analytique de la principale non-linéarité du transistor, à savoir la source de courant de drain  $I_d$  commandée par les deux tensions  $V_g$  et  $V_d$ . Plusieurs étapes intermédiaires de calculs sont alors nécessaires :

- Résolution de l'équation de Poisson **(II-11)** afin d'extraire les expressions analytiques du potentiel électrostatique  $\psi(x, y)$ ,
- détermination à partir de l'équation **(II-12)** les expressions analytiques des composantes, suivant les axes  $o\bar{x}$  et  $o\bar{y}$ ,  $E_x(x,y)$  et  $E_y(x,y)$  du champ électrique  $E(x,y)$  dans le canal,
- puis intégration de la composante, suivant l'axe  $o\bar{x}$ , de la densité de courant  $J_x(x, y)$  au niveau des électrodes de source et de drain, afin d'établir l'expression analytique du courant de drain  $I_d$ .

**II.3.2 Calcul du potentiel électrostatique**

Le potentiel dans la zone du canal sous la grille est donné par l'intégration de l'équation de poisson :

$$\nabla^2\psi(x, y, z) = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon}$$

La modélisation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrices dues aux problèmes imposés par les conditions de bord [24,25]. Notre première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal. De plus, pour des raisons liées aux techniques de fabrications le dopage est homogène dans le plan de la structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire de la structure de sorte que  $N_D = N_D(y)$ . D'autre part, nous admettons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante, ainsi la densité de charge dans le semiconducteur sous la grille s'écrit:

$$y < h(x) \quad \rho(x, y) = q[N_D(y) - n(x, y)]$$

**II-14**

$$y > h(x) \quad \rho = 0$$

$n(x, y)$  est la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace (ZCE) sous la grille. En ce qui concerne Le potentiel, nous pouvons écrire, pour des raisons de symétrie qu'il est constant

dans la direction z de sorte que  $\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = 0$

D'autre part, dans la mesure où la longueur du canal est beaucoup plus importante que L'épaisseur  $h$  de la zone de charge d'espace; la variation du champ électrique est alors beaucoup plus

importante dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. Ce qui permet de ramener l'équation de Poisson à une direction.

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dy^2} = \frac{-qN_D(x, y)}{\epsilon} \quad \text{II-15}$$

Avec la notation  $N_D(x, y)$  au lieu de  $N_D(y) - n(x, y)$ .

On intègre les deux membres de (II-2) entre  $h(x)$  et  $y$ , avec la condition

$$\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$$

$y = h(x)$  On obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d\psi(x, y)}{dy} &= \frac{1}{\epsilon} \left[ \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) dy - \int_0^y qN_D(x, y') dy' \right] \\ &= \frac{1}{\epsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \end{aligned} \quad \text{II-15-a}$$

Pour une deuxième intégration de  $h(x)$  à  $y$  de l'équation (II-14) le premier membre s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \int_{h(x)}^y d\psi(x, y) &= \int_0^y d\psi(x, y) - \int_0^{h(x)} d\psi(x, y) \\ &= \psi(x, y) - \psi(x, h(x)) \end{aligned} \quad \text{II-15-b}$$

Et le second membre s'écrit

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

On utilise le passage

$$\int_0^h [Q(h) - Q(y)] dy = \int_0^h y\rho(y) dy$$

Pour le premier terme et le dernier. Le second terme est simple. Il devient

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' = \\
 & = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) y dy \\
 & = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \psi(x, h(x)) + \psi(x, y = 0) \quad \text{II-16}
 \end{aligned}$$

Par identification entre (II-4) et (II-5) avec la condition  $\psi(x, 0, z) = V_G - V_{bi}$ , on obtient

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' + V_G - V_{bi} \quad \text{II-17}$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant  $y = h(x)$  dans l'équation (II-15)

Soit :

$$\psi_C(x, y) = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y') y' dy' + V_G - V_{bi} \quad \text{II-18}$$

Pour un dopage homogène, et pour une zone de charge d'espace vide de porteurs,

On a  $N_D(x, y) = N_D$ , l'équation (II.6) devient :

$$\psi(x, y) = \frac{-qN_D y^2}{2\varepsilon} + \frac{qN_D y}{\varepsilon} h(x) + V_G - V_{bi} \quad \text{II-19}$$

Et par conséquent :

$$\psi_C(x) = \frac{qN_D h^2(x)}{2\varepsilon} + V_G - V_{bi} \quad \text{II-20}$$

Le champ électrique se déduit par  $E(x, y) = -\nabla \psi(x, y)$ . Dans la zone de déplétion il s'écrit

$$\vec{E}(x, y) = -\frac{qN_D y}{\varepsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_D}{\varepsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad \text{II-21}$$

et dans le canal conducteur on a

$$E = E_x(x) = -\frac{qN_D h(x) dh(x)}{\varepsilon dx} \quad \text{II-22}$$

La détermination du potentiel et du champ électrique exige la connaissance de 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 côte source et côte drain respectivement.

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad \text{II-23}$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu, la contribution de la zone de charge d'espace située sous la surface libre dans le potentiel [26].

La densité de courant  $J_x$  en un point du canal conducteur s'écrit:

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x = \sigma(y).E_x = -\rho(y).v(E_x) \quad \text{II-24}$$

Avec

$$\begin{aligned} \sigma(y) &= d(y). \mu(E_x) \quad , \quad v(E_x) = -\mu(E_x).E_x \\ \rho(y) &= q.n(y) \end{aligned}$$

- $E_x$  est le champ électrique longitudinal suivant  $\vec{Ox}$
- $v(E_x)$  est La vitesse des porteurs de charge.
- $n(y)$  est la densité des porteurs.
- $d(y)$  est la densité de charge du canal
- $\sigma$  c'est la conductivité électrique

Le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal s'écrit par l'équation de Poisson :

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{-\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad \text{II-25}$$

En ce qui concerne le potentiel, nous pouvons écrire pour des raisons de symétrie, qu'il est constant dans la direction  $Z$  de sorte que  $(d^2V/dz^2 = 0)$ . D'autre part nous ferons l'hypothèse du canal graduel, le potentiel le long du canal et par suite la largeur  $h$  de la (ZCE) varient graduellement entre la source et le drain .Cette largeur est  $h_s$  côté source et  $h_d$  côté drain. Le canal étant conducteur et sa longueur étant beaucoup plus importante que la largeur  $h$  de la ZCE, la variation du champ électrique est plus important dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. On peut donc ramener l'équation de Poisson à une dimension.

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{dEy}{dy} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon} \quad \text{II-26}$$

On considère que le dopage du canal est homogène, la densité de charge est constante donc, on peut écrire:

$$\rho(y) = q.Nd \quad \text{et} \quad \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{q.Nd}{\epsilon} \quad \text{II-27}$$

$Nd$  : La concentration des électrons.

$q$  : La charge élémentaire.

Après une première intégration de l'équation du Poisson, nous obtenons, avec la condition  $E = 0$  pour  $y \geq h$  :

$$\frac{dV}{dy} = -\frac{q.Nd}{\varepsilon}(h - y) \quad \text{II-28}$$

Par l'intégration du potentiel deux fois, on obtient:

$$V(y) = \frac{q.Nd}{\varepsilon} \left[ h.y - \frac{y^2}{2} \right] \quad \text{II-29}$$

L'équation du potentiel prend une valeur maximale à la tension de diffusion  $V_b$  à ( $y = h$ ). Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semiconducteur.

$$qV_{bi} = q.(\Phi_m - \Phi_s) \quad \text{II-30}$$

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

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) \quad \text{II-31}$$

$$h = \left[ \frac{2 \varepsilon V_{bi}}{q Nd} \right]^{1/2} \quad \text{II-32}$$

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:

$$h = \left[ \frac{2 \varepsilon (V_{bi} - V)}{q Nd} \right]^{1/2} \quad \text{II-33}$$

### II.3.3 Courant du drain dans le canal

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

- Le domaine d'application est limité à la zone active du canal sous la grille.
- une jonction abrupte à barrière de Schottky.
- un canal de dopage uniforme  $N_d(x, y) = N_d = \text{constant}$ .
- Négligence des effets de bords, dû au débordement de la zone de déplétion sur les côtés de la grille.
- Négligence des effets d'éventuels états d'interface.
- L'approximation du canal graduel ( $L \gg a$ ) permet la séparation des variables dans l'équation de Poisson, à l'intérieur de la zone dépeuplée  $E_y \gg E_x$  et  $E_x \gg E_y$  à l'extérieur dans le canal active.

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 :

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad \text{II-34}$$

$$\sigma(x, y) = \rho(y) \mu_n (E_x)$$

$$J_x = qN_D \mu_n \cdot E_x = -q\mu_n N_D \frac{dV(x)}{dx} \quad \text{II-35}$$

$\mu_n (E_x)$  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 la section conductrice du canal:

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

$$I_d = qZ \mu_n N_D (a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad \text{II-36}$$

$$I_d = qZN_D v_x (E_x) [a - h(x)] \quad \text{II-37}$$

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

La continuité et l'intégration du courant de drain  $I_d$  sur la longueur du canal L exigent que  $I_d$  soit constant [32].

$$\int_0^L I_d dx = I_d L = \int_0^{V_d} qZ \mu_n N_D a \left(1 - \frac{h(x)}{a}\right) dV(x) \quad \text{II-38}$$

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:

$$h(x) = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{II-39}$$

$V(x)$  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  $a$  ( $h(x)=a$ )

$$a = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g) \right]^{\frac{1}{2}} \quad \text{II-40}$$

De l'équation (II-38) et (II-39) on trouve:

$$\frac{h(x)}{a} = \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_{bi} - V_g} \right] \quad \text{II-41}$$

On substitue la valeur de  $\frac{h(x)}{a}$  donnée par (II-40) dans l'expression (II-38):

$$IdL = qZ \mu_n N_D a \int_0^{V_d} \left( 1 - \left[ \frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_p} \right]^{\frac{1}{2}} \right) dV(x) \quad \text{II-42}$$

Intégrant l'équation (II-42), le courant de drain s'écrit alors:

$$Id = \frac{qZ \mu_n N_D a}{L} \left\{ V_d - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad \text{II-43}$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu la contribution de la ZCE se situant sous la surface libre dans le potentiel [27].

En posant :

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

L'expression finale du courant  $I_d$  deviendra:

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad \text{II-44}$$

Cette équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation s'écrit 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 :

- le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain  $V_d$ .
- Le régime de saturation, le courant se sature à la valeur  $I_{dsat}$ . Cette région de caractéristiques est connue comme étant la région de saturation.

Par la suite, nous allons à partir de l'équation (II-44), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

- **Régime linéaire**

Lorsque la tension de drain est faible et vérifie la condition suivante :

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

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

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} V_d \quad \text{II-45}$$

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-44), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :  $V_p = V_{bi} - V_g$ .

$$I_{dsat} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \quad \text{II-46}$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par :

$$V_{dsat} = V_p - V_g - V_{bi}. \quad \text{II-47}$$

### II.3.4 Transconductance $G_m$ et conductance $G_d$ .

#### II.3.4.a Transconductance $G_m$ .

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 :

$$G_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} / V_d = \text{constante} \quad \text{II-48}$$

Dans la région linéaire,  $G_m$  est obtenue à partir de l'équation (II-44):

$$G_m = \frac{2q\mu_n Z N_D a}{L} \left[ \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad \text{II-48.a}$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (II-45):

$$G_m = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[ 1 + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad \text{II-48.b}$$

### II.3.4.b Conductance Gd

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

$$G_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} / V_g \text{ constante} \quad \text{II-49}$$

De l'équation (II-45) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$G_d = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[ 1 - \frac{2}{3} \left( \frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad \text{II-49.a}$$

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  $V_d$ .

$$G_d = 0 \quad \text{II-49.b}$$

## II.4 Effet des résistances parasites

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d \end{cases} \quad \text{II-50}$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

- l'équation générale

$$I_{ds} = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad \text{II-51}$$

- régime linéaire

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

- régime saturé

$$I_{ds} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{II-53}$$

### II.5 Effet de la mobilité variable

Notre choix s'est porté sur les lois suivantes [28]:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1(E) = \mu_1(E)E = \frac{\mu_n E}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad \text{II-54}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_2(E) = \mu_2(E)E = \frac{\mu_n E + v_s \left(\frac{E}{Ec}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)^4} \end{array} \right. \quad \text{II-55}$$

D'où les expressions des mobilités :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad \text{II-56}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{Ec^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad \text{II-57}$$

### Première loi de mobilité :

- l'équation générale

$$I_{ds} = I_{pA1} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{II- 58}$$

- régime linéaire

$$I_{ds} = I_{pA2} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{V_p} \right\} \quad \text{II-58. a}$$

- régime saturé

$$I_{ds} = I_{pA3} \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{II-58. b}$$

Où :

$$\begin{cases} A1 = \frac{1}{1 + \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{L E_c}} \\ A2 = 1 \\ A3 = A1. \end{cases}$$

Deuxième loi de mobilité :

- L'équation générale

$$I_{ds} = I_{pB1} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} + V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{II-59}$$

- régime linéaire

$$I_{ds} = I_{pB2} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{V_p} \right\} \quad \text{II-59.a}$$

- régime saturé

$$I_{ds} = I_{pB3} \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{II-59 .b}$$

Où :

$$B1 = \frac{1 + \frac{v_s (V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)^3}{\mu_n L^3 E_c^4}}{1 + \left( \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{LE_c} \right)};$$

$$B2 = 1;$$

$$B3 = B1.$$

## Résultats

Dans le deuxième chapitre nous avons déterminé les différentes expressions analytiques de la modélisation physique des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs ;pour vérifier la validité de cette modélisation et mettre évidence les avantages et les inconvénients des diverses équations formulées auparavant, Ce chapitre présente les résultats de simulation des propriétés statiques du transistor MESFET GaAs que donne celle-ci. Pour cet effet, nous avons mis au point un logiciel de simulation.

### III.1 Résultats et interprétation sur l'étude statique

Le logiciel établi nous a permis de calculer les caractéristiques I-V du MESFET GaAs a partir des équations établies dans le chapitre II.

Dans la première partie de ce logiciel, nous déterminons à partir des équations obtenues lors de la détermination des caractéristiques du courant de drain en fonction des tensions de polarisations et des paramètres physiques et géométriques du composant

- Les caractéristiques I-V du courant de drain dans les différents régimes de fonctionnement.
- Les caractéristiques statiques I-V du courant de drain en tenant compte de l'effet de La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique
- Les caractéristiques statiques I-V du courant de drain en tenant compte de l'effet des résistances parasites.
- L'effet des paramètres physiques et géométriques ( $L, Z, N_D, a$ ).
- La transconductance et la conductance et leurs variations avec  $V_g$ .

### III.2 Caractéristiques statiques(I-V)

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation on dispose aux expressions établies dans le chapitre II.

Les caractéristiques du MESFET utilisées sont regroupés dans le tableau donné dans le tableau III-1.

MESFET	$L (\mu m)$	$a (\mu m)$	$Z (\mu m)$	$Nd$ ( $at.cm^{-3}$ )	$\mu_0$ ( $cm^2 \cdot sec^{-1} \cdot V^{-1}$ )	$V_{bi}$ (V)	$v_s$ ( $cm \cdot sec^{-1}$ )
GAT1	4	0.30	360	$6.7 \cdot 10^{+16}$	3740	0.8	$0.97 \cdot 10^{+7}$

**TABLEAU III-1** : Paramètres du GAT1.

Les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon GAT1 sont représentées pour différentes mobilités sur Les figures (III-1) (III-2) (III-3), (III-4) pour différentes valeurs de mobilité ( $\mu_0, \mu_1, \mu_2$ ).

Nous remarquons que le courant de drain augmente linéairement avec  $V_d$  c'est le régime linéaire puis sous linéairement à une valeur limite c'est le régime de pincement jusqu'à une valeur de  $V_d$  tension de saturation  $V_{dsat}$  où il devient constant c'est le régime de saturation .

Pour les deux lois de mobilité, nous remarquons une diminution du courant de drain par rapport aux caractéristiques à mobilité constante, ainsi que la saturation du courant de drain à lieu à des valeurs de la tension de drain plus petites.

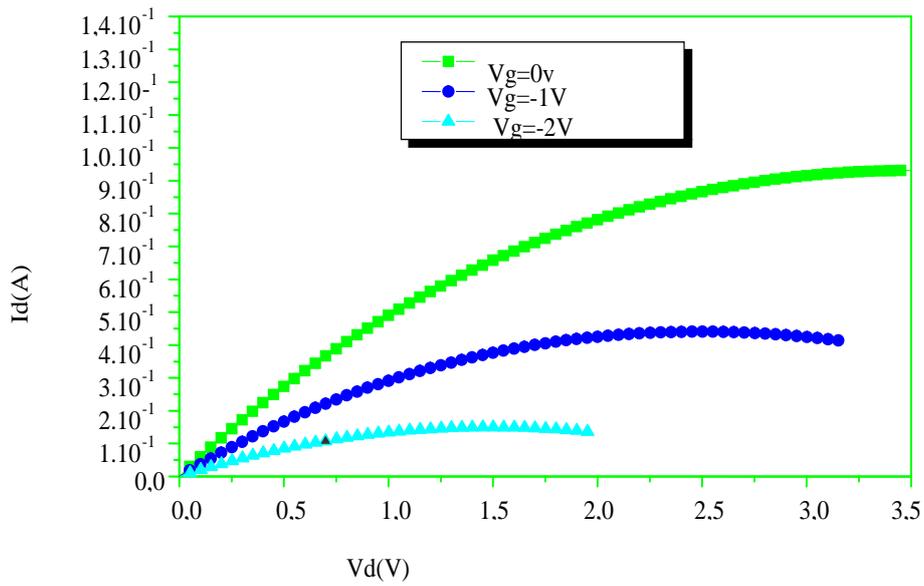


Figure III-1 : Caractéristiques I-V pour une mobilité constant pour le GAT1.

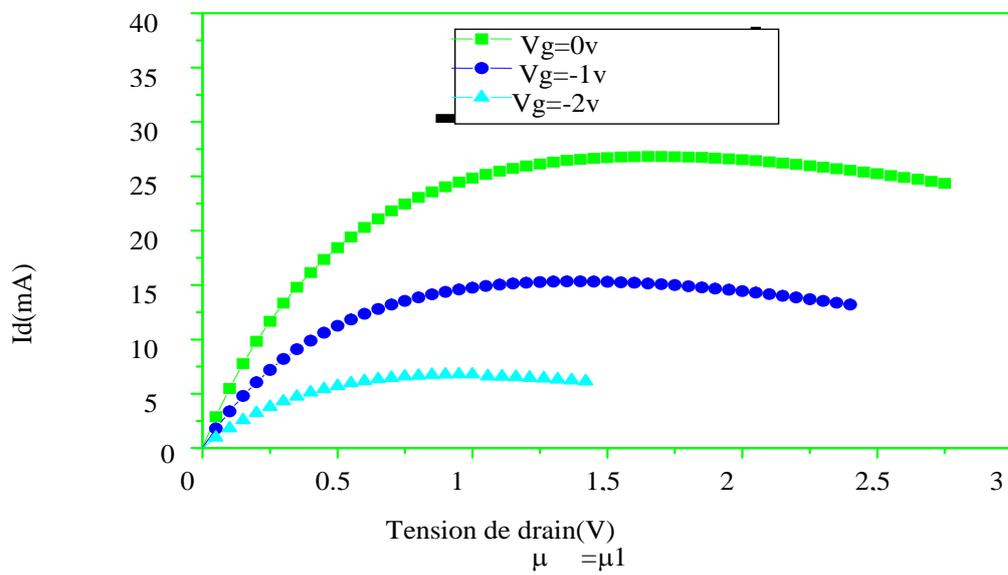


Figure III-2 : Caractéristiques I-V pour une mobilité variable  $\mu_1$  pour le GAT1.

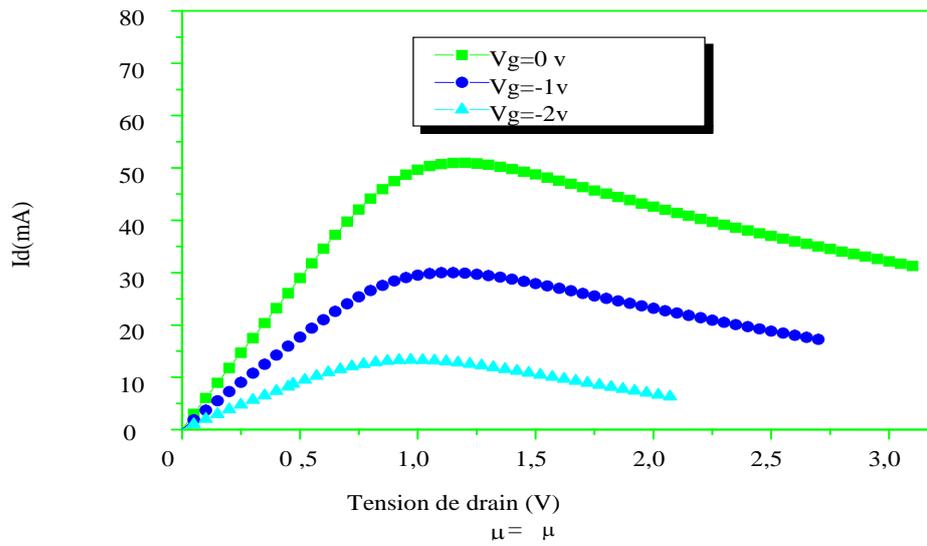
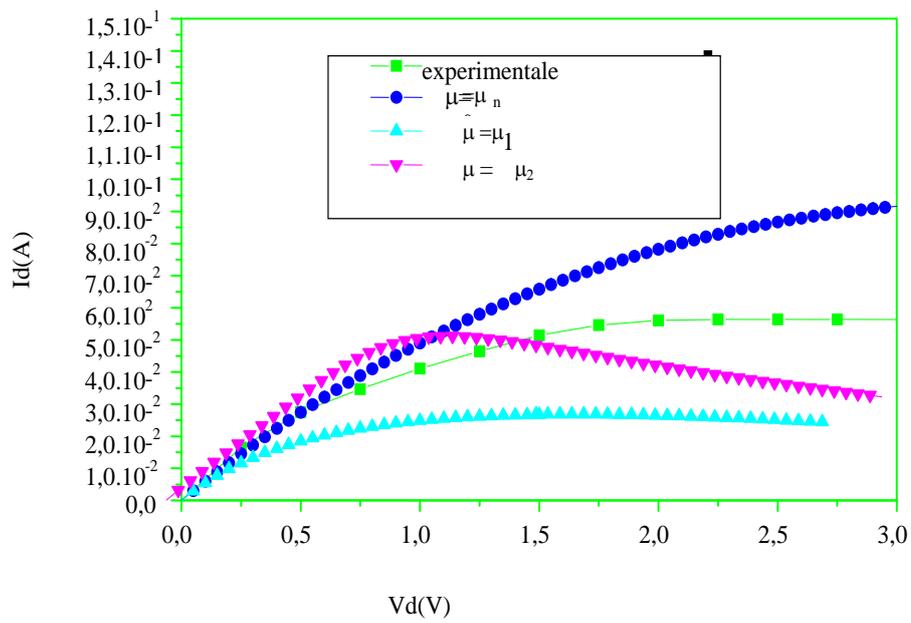


Figure III- 3: Caractéristiques I-V pour une mobilité variable  $\mu_2$  pour le GAT1.



FigureIII-4 : Comparaison theorie – experience pour the GAT1 ( $V_g = 0V$ ).

Afin de valider ces résultats théoriques nous avons comparé les deux expressions du précédentes avec ceux expérimentales

En régime linéaire c.a.d pour des faibles tensions de polarisation de drain ( $V_D$ ), nous remarquons dans la figure (III-4) une bonne coïncidence entre les valeurs de différentes lois de mobilité dans la région du régime linéaire ce qui illustre bien l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique. Cependant pour des valeurs importantes de polarisation du drain nous remarquons un certain écart entre les résultats simulés de différentes mobilités qui augmente au fur et à mesure à l'augmentation de tension de drain qui devient supérieur à la tension de saturation  $V_{dsat}$ .

Cet écart est dans le cas de la mobilité est dû principalement a 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.

### III.3 Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

Afin d'illustrer l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du MESFET en prend le cas du GAT1 est représentée sur la figure (III-5) [31] .la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain a une tension de grille nulle pour une série de valeurs des résistances parasites de source et de drain pour une tension de grille nulle et une série de valeurs des résistances parasites de source  $R_S$  et de drain  $R_D$  supposés égales .

Nous remarquons que pour une certaine valeur de courant de drain la tension de polarisation de drain augmente avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites, et de même pour une certaine valeur de tension de polarisation de drain le courant diminue avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites. Nous remarquons que l'écart est important, et qu'il diminue quand la tension de grille  $V_{gs}$  augmente en valeur absolue, ceci est dû au fait que la résistance du canal augmente quand  $V_{gs}$  diminue. Les effets des résistances  $R_S$  et  $R_D$  sont négligeables devant la résistance du canal lorsque la tension de grille  $V_{gs}$  diminue.

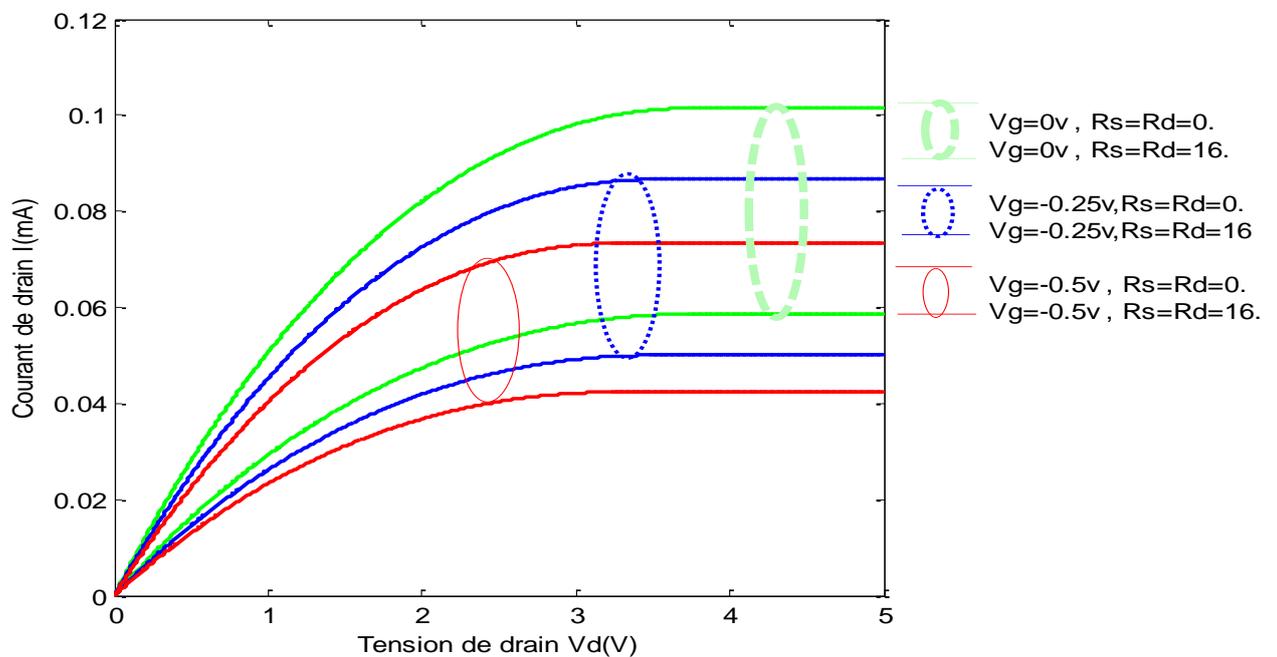


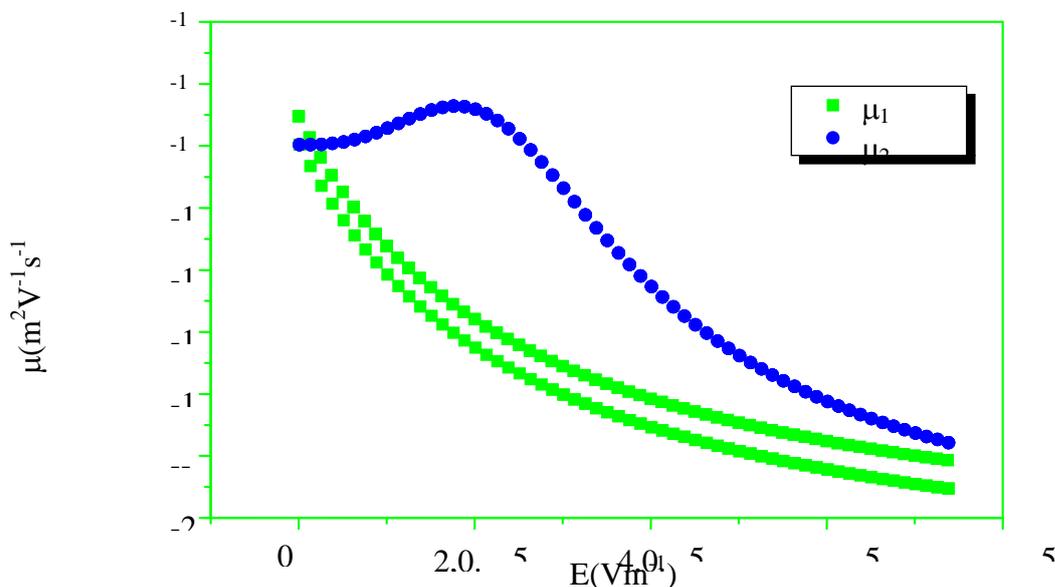
Figure III -7 : Influences des résistances parasites sur les caractéristiques I -V.

### III.4 Variation des mobilités en fonction du champ électrique

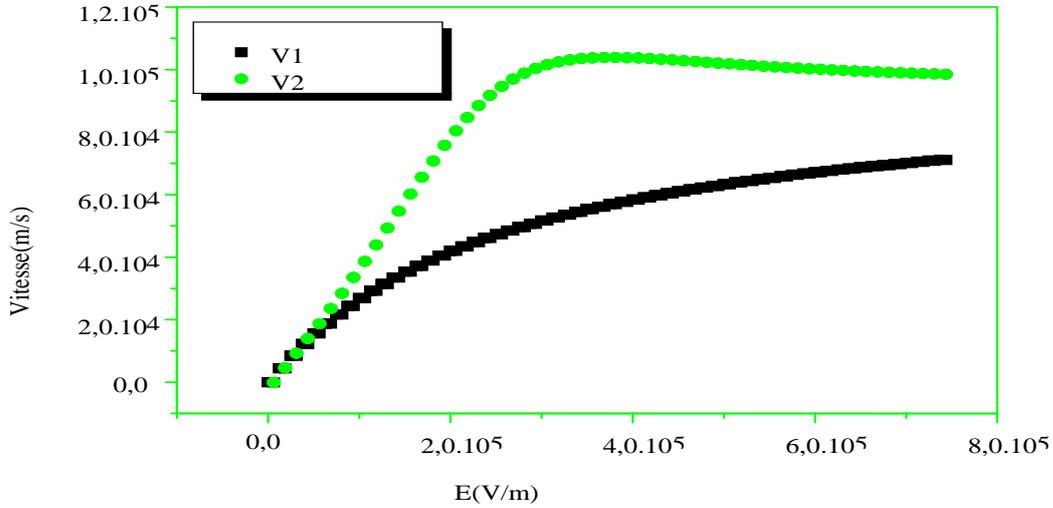
Les variations des mobilités en fonction du champ électrique sont représentées sur la figure (III-6) qui montre que la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Lorsque ce dernier devient important les interactions avec les vibrations de réseau, les phonons, entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Pour un même champ électrique, la valeur de la mobilité  $\mu_2$  est supérieure à celle de la mobilité  $\mu_1$ .

Les effets des pièges et les défauts cristallins sont particulièrement nombreux et difficiles à les contrôler dans un matériau comme le GaAs, l'interface couche active – substrat semi isolant induit des défauts par la rupture de la périodicité. Ces défauts peuvent diminuer la mobilité des porteurs dans le canal. Généralement la loi de la variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à un autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semi-conducteur.

La figure (III-7) montre la variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique. Nous constatons que la vitesse  $v_1$  augmente avec le champ électrique jusqu'à la vitesse limite, pour la loi de vitesse  $v_2$  il existe un maximum, suivi d'une pente négative.



FigIII-6 :Variation de la mobilité des electrons avec le champ electrique pour le GAT1



FigIII-7 :Variation de la vitesse des electrons avec le champ électrique pour le GAT1.( $V1 = \mu_1 E$ ;  $V2 = \mu_2 E$ )

### III.5 Transconductance Gm et Conductance de drain Gd

#### a) Transconductance Gm

sur la figure (III-8) et la figure (III-9) [31] nous avons remarqué que la transconductance croit avec la diminution de la valeur absolue de la tension de grille et aussi l'augmentation la tension de drain. Mais elle est nulle quand la tension de grille atteint la tension de seuil

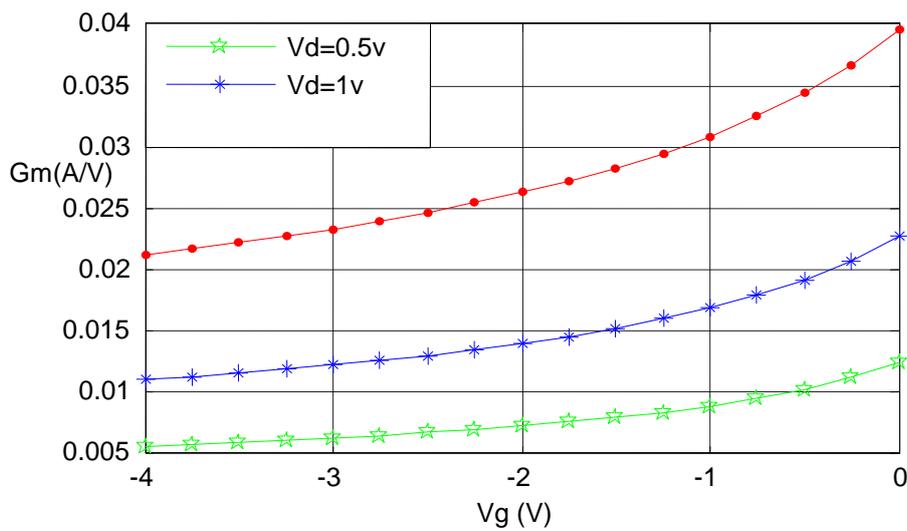


Figure III 8: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le transistor

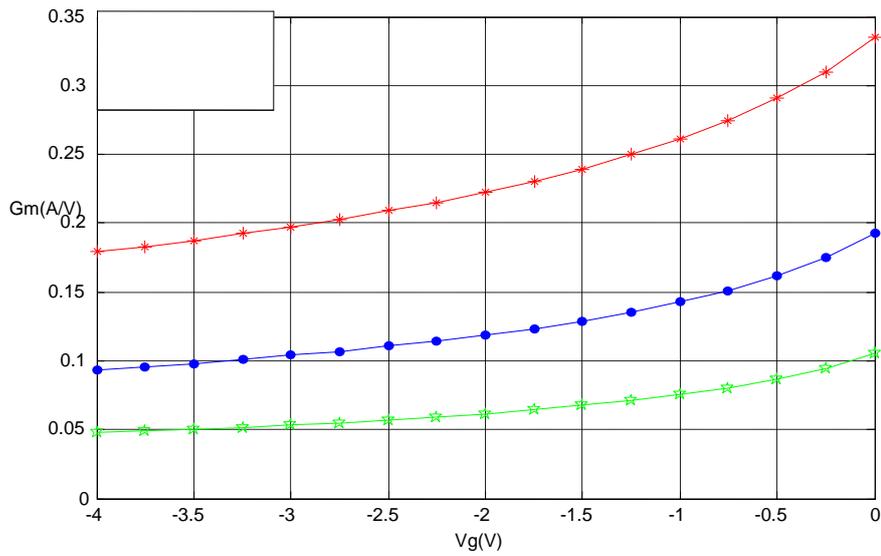


Figure III -9: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le transistor THC.

### b) Conductance de drain $G_d$

La conductance représente la résistance interne du canal conducteur sur la figure (III-10) [31] représente les variations de la conductance de drain en fonction de la tension de drain.

- 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.

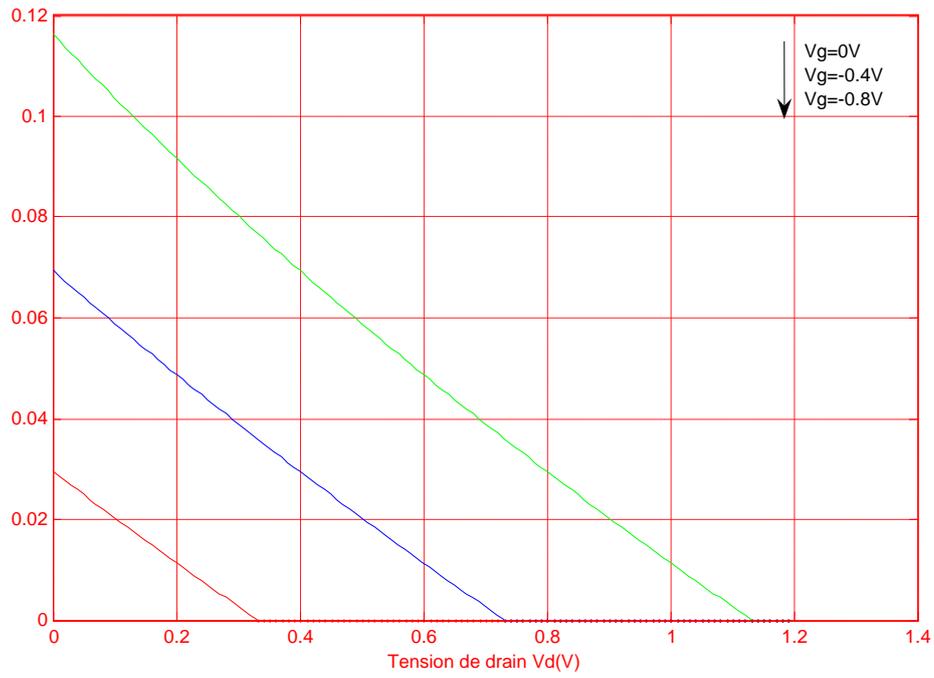


Figure III -10:Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour différentes valeurs de  $V_g$  pour le

### *Effet thermique dans les MESFETS*

La température de fonctionnement des composants a une influence directe sur leurs caractéristiques menant indéniablement à leur vieillissement. Il est également important de noter que l'évolution de la microélectronique cause la réduction des tailles des dispositifs. Cette réduction bien qu'utile pour l'intégration de nouveaux systèmes et de leurs vitesses d'exécution présente l'inconvénient d'être nocive pour leurs performances. Il est aussi à noter que les courants de fuite qui sont de plus en plus significatifs dans les composants à canaux courts et qui est bien le cas de notre modèle augmentent malheureusement avec l'augmentation de la température. Il est aussi à noter que les bruits dépendants de la température, ce lien est établi soit directement par la température, soit indirectement par l'intermédiaire des courants électriques. En effet, les effets de la température sont évalués à partir de la mobilité électrique des porteurs, de leur vitesse de saturation, ainsi que de la tension de seuil.

Ces paramètres varient en fonction de la température, car lors du fonctionnement d'un MESFET, la puissance électrique génère une quantité de chaleur par effet joule. Plus la puissance sera élevée, plus la température du canal augmente. Il est à noter que les paramètres physiques tels que la mobilité, la tension de seuil ou la vitesse de saturation dépendent étroitement de la température. La variation de la température présente un impact direct sur les paramètres physiques du MESFET et par conséquent du modèle considéré.

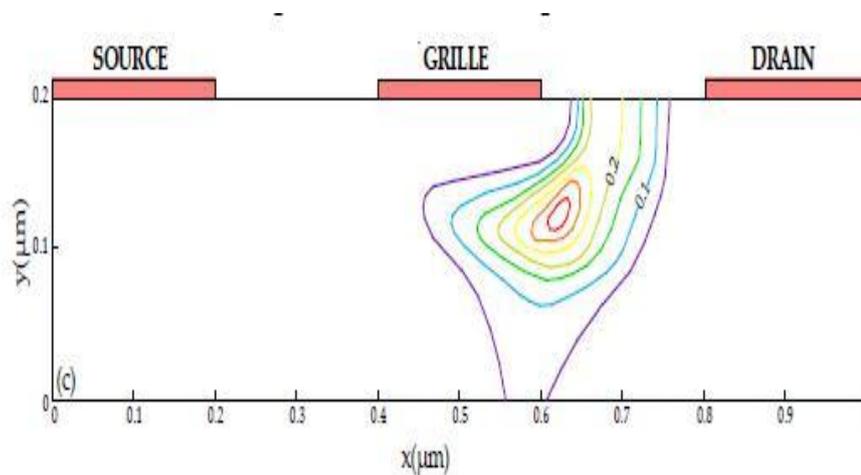
La température de fonctionnement de ces dispositifs influence de manière significative à la fois sur leur fiabilité et leur performance. Ainsi sa connaissance est d'un grand intérêt aussi bien pour le contrôle des caractéristiques que pour le fonctionnement. En fait, la détermination précise (au centième près) de la température de jonction dans les FETs et les MMICs est très critique pour l'évaluation de leur fiabilité [30].

L'élévation de la température d'un dispositif électronique est généralement décrite comme le produit de la puissance dissipée,  $P_d$ , et la résistance thermique,  $R_{th}$ . Pour évaluer  $R_{th}$  d'un MESFET micro-ondes, des méthodes électriques sont largement utilisées, basées sur les caractéristiques  $I(V)$  de la jonction Schottky [31].

### IV- 1 Répartition de la chaleur dans la structure

Une simulation bidimensionnelle basée sur la méthode des éléments finis a été utilisée pour décrire la génération de chaleur dans un MESFET GaAs submicronique [32]. La Fig. IV-1 est une présentation des lignes de contour correspondant au taux d'échauffement par effet Joule. La zone correspondante au maximum de chaleur coïncide avec la position où le champ électrique est maximum. Il est facile de constater que le taux d'échauffement par effet Joule a un pic du côté drain du canal. Cette valeur atteint  $3,5 \cdot 10^{16} \text{ W/m}^3$ . Bien que le courant passe à travers le canal du MESFET du drain vers la source, la chaleur n'est pas générée d'une façon homogène le long du canal.

La simulation du transport électronique le long du canal montre que la chaleur générée est localisée dans un volume situé entre la grille et le drain comme illustrée dans le chapitre II. Même si on peut localiser avec précision la zone où la génération de chaleur sera maximale, la chaleur sera globalement générée dans une zone plus étendue entre la grille et le drain.



**Figure IV-1** : Lignes de contour correspondant au taux d'échauffement par effet Joule. Pas =  $5 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^3$  [11]



Fig. 4 Zone de génération de la chaleur dans un MESFET GaAs submicronique

Figure IV -2 : Zone de génération de la chaleur dans un MESFET GaAs submicronique [11]

## IV.2 Conséquence de l'échauffement

L'auto-échauffement du transistor se traduit par une puissance dissipée dépendante du régime de fonctionnement du transistor et des performances de celui-ci vis-à-vis du signal injecté. Ainsi, lorsque la puissance dissipée augmente, la température augmente, conduisant ainsi à l'apparition de plusieurs effets, entre autres une augmentation de la conductivité thermique et une diminution de la conductivité électrique, une croissance des courants de fuites observée principalement au niveau de la grille du mesfet et au niveau du substrat . De plus différentes études sur les mesfets ont mis en évidence que le courant de drain est largement dépendant de la température. Ses variations affectent également la conductance de sortie qui est proportionnelle à la vitesse de saturation et la mobilité des électrons. Tous ces paramètres diminuent avec l'augmentation de la température [33].

## VI.3 Modélisation de l'effet thermique

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 :

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(K_R \nabla T_R) + H_S \tag{IV-1}$$

$C_R$  : chaleur spécifique du réseau,  $\rho_R$ : densité du réseau,  $K_R$  : conductivité thermique du réseau.  $T_R$  : température du réseau  $H_S$ : génération thermique du réseau.

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température [34]:

$$\mu = \mu_0 (300^0 K) \left[ \frac{300}{T_R} \right]^{0.6} \quad \text{IV-2}$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme [35] :

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)} \text{ms}^{-1} \quad \text{IV-3}$$

Selon Conger [36] la dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par :

$$V_{TH} = V_{TH}(300^0 K) - \alpha_{VT} T \quad \text{IV-4}$$

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

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 comme 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.

$$T - T_a = R_{TH} P \quad \text{IV-5}$$

T : température du composant.

Ta : température ambiante.

P : Puissance dissipée.

Wachutka a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semiconducteur. 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 :  $R_{TH} = 55, 48, 38$  °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  $64$  °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.

Dans cette deuxième partie de ce programme nous prenons compte l'effet de la température et nous déterminons

- La variation de la mobilité et la vitesse de saturation en fonction de la température.
- La variation de la mobilité et la vitesse en fonction du champ électrique pour différentes températures.
- La variation de la tension de seuil et le champ électrique de saturation en fonction de la température
- Les caractéristiques I-V pour différentes valeurs de températures à mobilités variables.

### IV.3.1 Effet sur la mobilité

Les figures IV-3 et figure IV-4 représentent la variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température on remarque que la vitesse croit quand la température décroît-

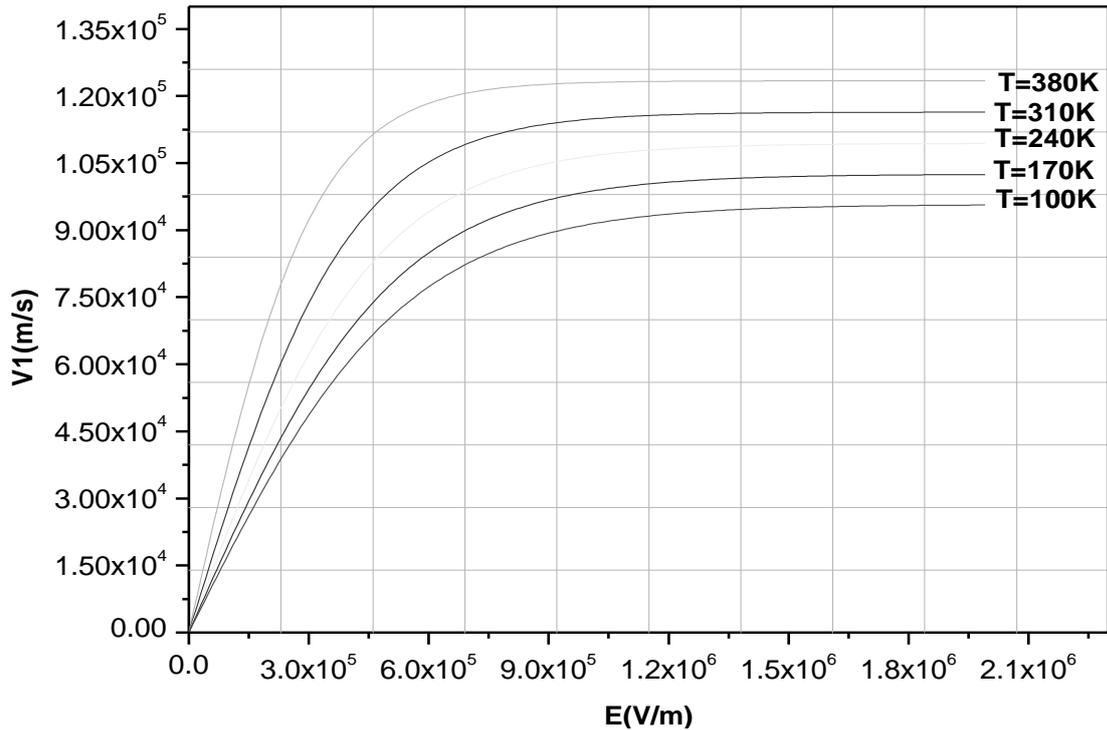


Figure IV-3: Variation de la vitesse  $V_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température

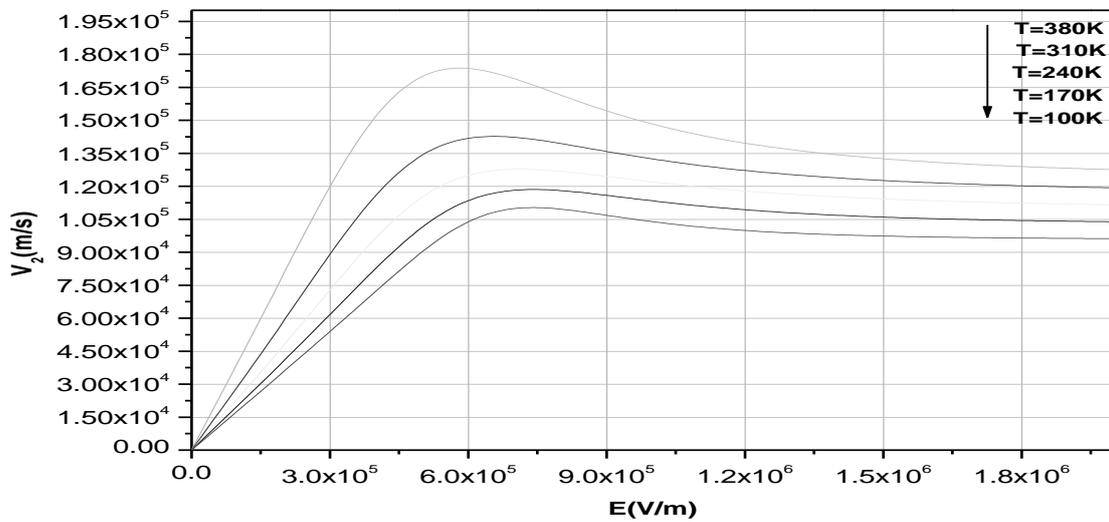


Figure IV-4. Variation de la vitesse  $V_2$  en fonction du champ électrique pour différentes valeur de la température

Les Figures(IV-5) and IV-6) montrent la variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température .Nous remarquons une croissance de la mobilité lorsque la température décroît.

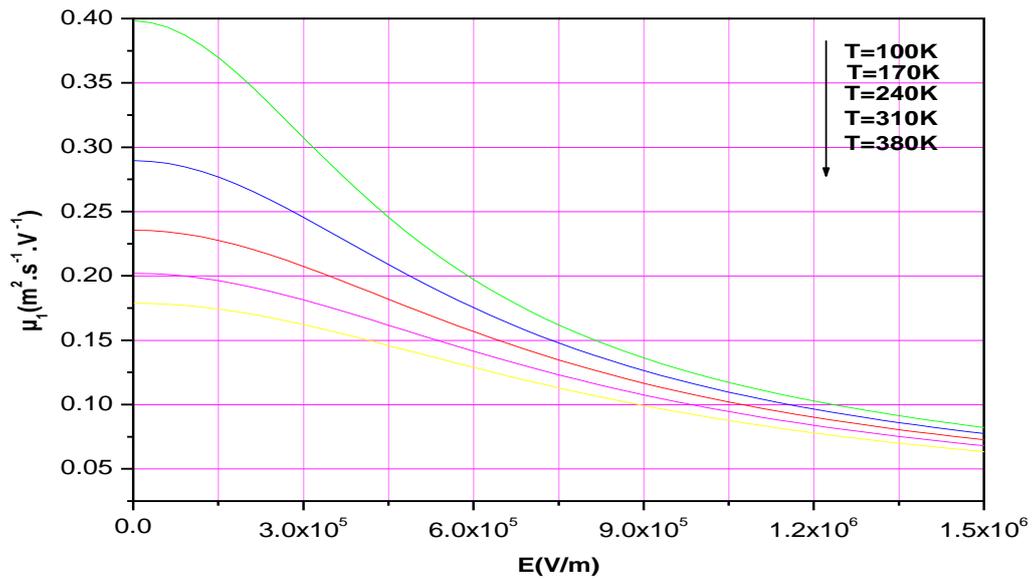


Figure IV-5. Variation de la mobilité  $\mu_1$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température.

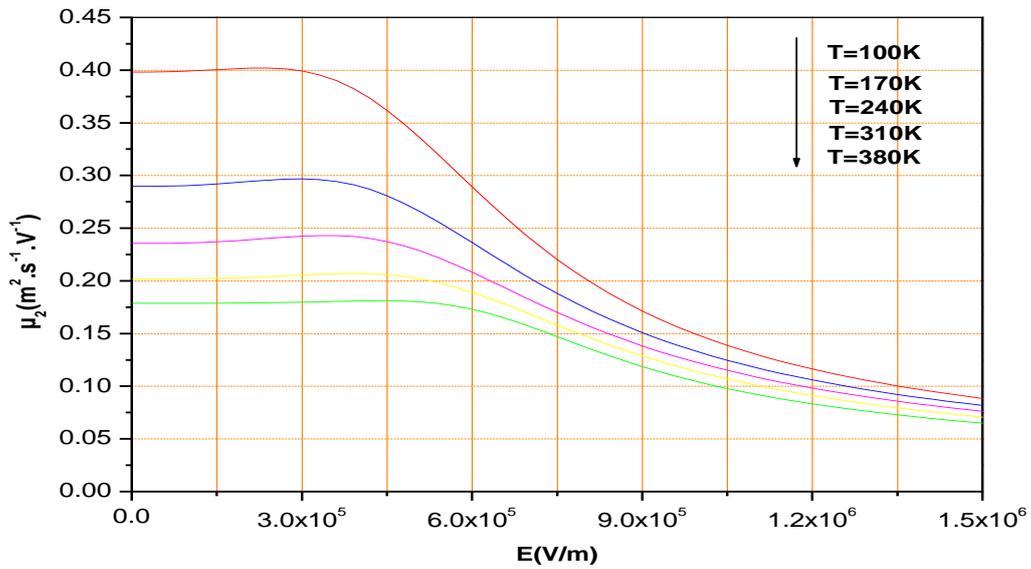
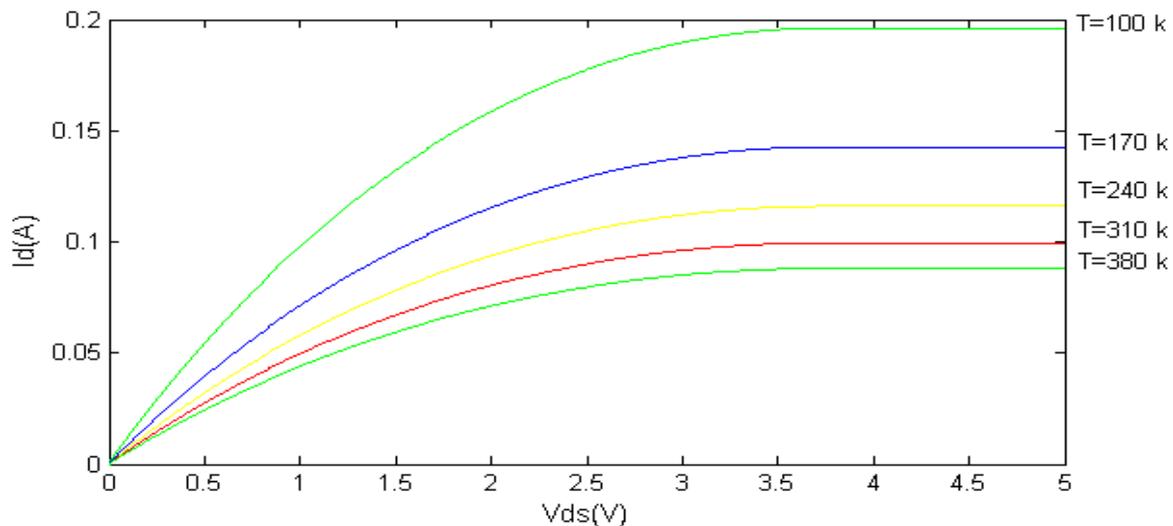


Figure IV-6: variation de la mobilité  $\mu_2$  en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température.

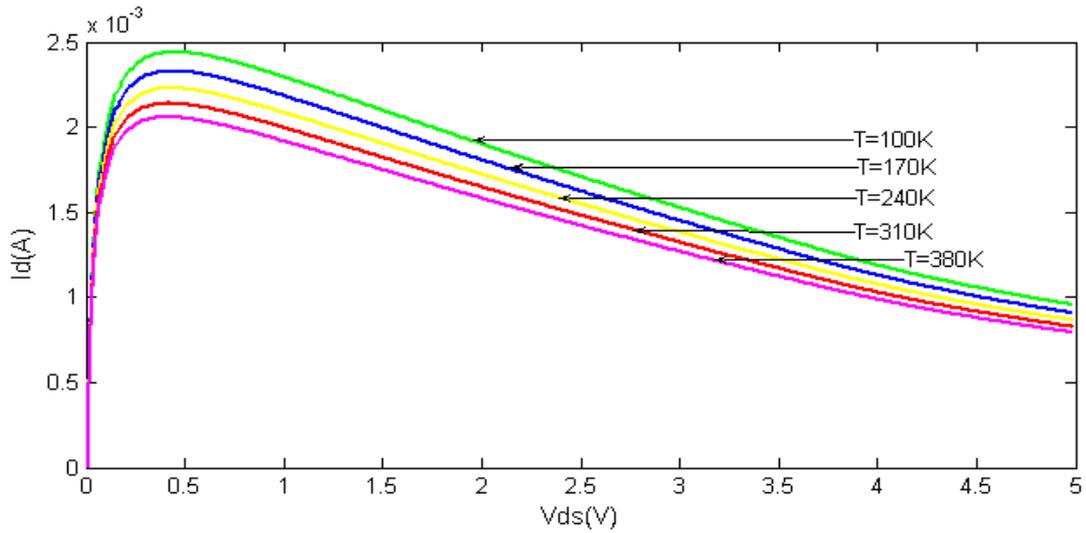
### IV.3.2 Effet sur le courant de drain

La figure IV-7 montre la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain  $V_{DS}$  pour différentes valeurs de la température, nous remarquons que le courant croît lorsque la température décroît pour la mobilité constante.

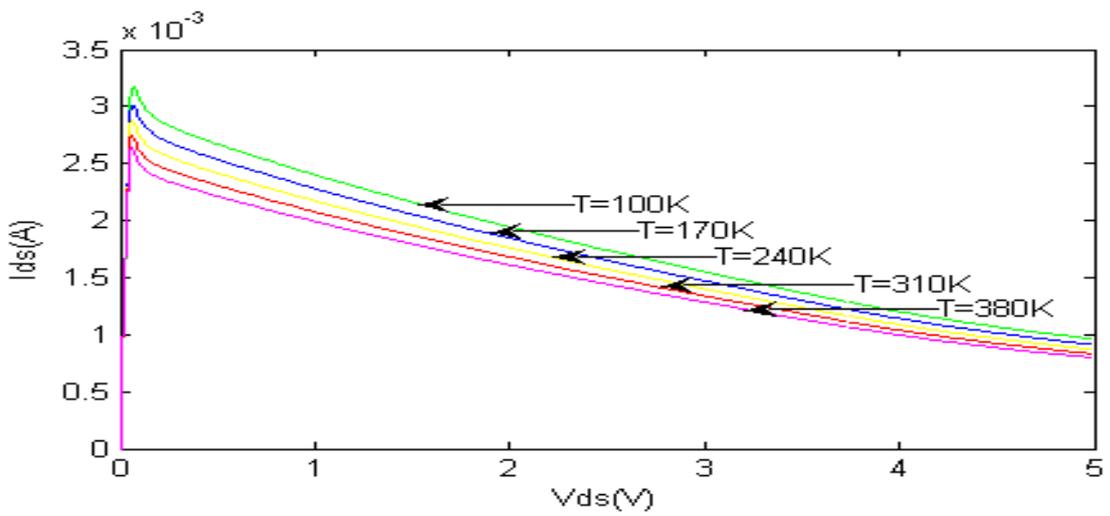


FigureIV- 7 : Caractéristique (I-V) pour différentes valeurs de la température  $T$  pour une mobilité constante  $\mu_0$  pour le GAT1

De même lorsque la mobilité varie, ce qui est représenté sur les figures IV-8 et IV-9), pour le GAT1. Nous choisissons cinq valeurs de la température  $T = 100\text{K}$ , " $T = 170\text{K}$ " et " $T = 240\text{K}$ ", " $T = 310\text{K}$ ", " $T = 380\text{K}$ ", à partir de ces figures nous déduisons que les performances des transistors sont fortement liées la conduction le long du canal est due à la majorité des électrons, la variation de la température affectent plusieurs paramètres du MESFET tel que la mobilité des électrons la barrière Schottky, la vitesse de saturation ainsi que la tension de seuil.



FigureV-8:Caractéristiques(I-V) pour differentes valeurs de la temperature  
Utilisant l'expression de la mobilité  $\mu_1$  pour le GAT1



FigureIV-9 Caracteristique(I-V) pour differentes valeurs de la temperature  
Avec la mobilité  $\mu_2$  pour le GAT1

**IV.4 conclusion**

La conduction le long du canal étant due aux porteurs majoritaires, elle ne sera modifiée par la température que pour une variation de certains paramètres (mobilité des électrons, la hauteur de barrière Schottky, la vitesse de saturation, la constante diélectrique et même la résistance spécifique des contacts ohmiques).

Si la température croît, l'agitation thermique des porteurs croît, le nombre des porteurs croît également et par conséquent la mobilité des porteurs majoritaires du canal diminue, ce qui provoque une diminution du courant «  $I_{ds}$  ». De même la hauteur de barrière de potentiel diminue quand la température augmente, donc la zone désertée se rétrécit, par contre la largeur du canal augmente et par conséquent le courant drain décroît.

La mobilité tend à augmenter lorsque la température diminue, ainsi la transconductance du transistor à la fréquence fondamentale décroît en fonction de la température. Nous constatons alors que les performances et la fiabilité d'un transistor sont fortement influencées par la température.

## **Conclusion générale**

L'objectif de cette thèse est l'étude des propriétés statiques du MESFET à base GaAs et d'étudier l'effet thermique dans ces derniers ; le bilan de notre travail a été par la présentation de quatre chapitres principaux où nous avons présentées notre contribution pour une modélisation analytique qui tient compte de tous les effets qui ont eu lieu au sein de notre composant en prenant en considération spécialement l'auto échauffement dans les MESFETS.

Dans le premier chapitre, nous avons fait un rappel de la structure, le principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes physiques qui régissent ses performances.

Dans le deuxième chapitre, un modèle analytique unidimensionnel est présenté pour décrire les propriétés statiques du MESFET GaAs, et pour obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation grille et drain avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques, et l'effet thermique qui est très important et influe directement sur les performances du composant; ainsi que sur la conductance de drain et la transconductance. Et afin de faire progresser la modélisation on travaille souvent avec les approximations simplificatrices ; une zone de charge graduelle et vide des porteurs ; qui sont des approximations introduites généralement dans la conception et la simulation des MESFET.

Dans le troisième chapitre, on a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues dans le deuxième chapitre. On a présenté la variation du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de la tension  $V_{ds}$ , de l'effet des résistances parasites ( $R_s$  et  $R_d$ ), de l'effet de la mobilité ( $\mu$ ) en fonction du champ électrique ( $E$ ), des variations des paramètres géométriques ( $a, Z, L$ ) et des paramètres physiques ( $Nd, \mu$ ).

Le quatrième chapitre est étude de l'effet thermiques sur les caractéristiques de sortie du MESFET tel que la mobilité des porteurs, le courant de drain ainsi que la conductance et la transconductance.

Les résultats obtenus permettent de déterminer les propriétés du courant sous l'effet des paramètres géométriques et physiques optimaux du composant en vue d'une application d'amplification en puissance micro-ondes. Un compromis est déterminé entre les différents paramètres ainsi que le choix d'une loi de mobilité valable pour **GaAs**. Ces résultats

permettent la mise au point d'un composant adaptées à des utilisations spécifiques et seront d'un grand apport pour la conception assistée par ordinateur des circuits micro-ondes.

Les résultats obtenus permettent de déterminer les propriétés du courant sous l'effet des paramètres géométriques et physiques optimaux du composant en vue d'une application d'amplification en puissance micro-ondes. Un compromis est déterminé entre les différents paramètres ainsi que le choix d'une loi de mobilité valable pour **GaAs**. Ces résultats permettent la mise au point d'un composant adaptées à des utilisations spécifiques et seront d'un grand apport pour la conception assistée par ordinateur des circuits micro-ondes

## Références bibliographiques

- [1] **KHELIFATI FATIMA EL ZOHRA** Étude des effets thermiques dans les MESFETs via gd(f) Thèse de doctorat Université Annaba 2015
- [2] **C.A. Mead** " Schottky barrier gate field – effect transistor ".
- [3] **W.W. Hooper and W. L. Lehrer** «An epitaxial GaAs field effect transistor
- [4] **W.W. Hooper and W. L. Lehrer** «An epitaxial GaAs field effect transistor
  
- [5] **W.Schokly**, Proc .IEEE, 40, 1365 (1952).
- [6] **C.A. Mead** " Schottky barrier gate field – effect transistor ".
- [7] **Hamma Issam** Contribution à l'étude des propriétés bidimensionnelles du MESFET GaAs  
Thèse de doctorat de 2014 Université oum el bouaghi
- [8] **R. H. Dawson** «Equivalent circuit of the Schottky barrier field effect transistor at microwave frequencies".
- [9] **Carles E. Weitzel** " Comparison of Sic, GaAs and Si, RF MESFET power densities ".IEEE electron device letters, vol. 16, N° .10, october (1995).
- [10] **S.M. SZE** «Physics of semiconductor devices and technology",New York: John Wiley, 2nd Edition 1981.
- [11] **Mellal Saida** Optimisation des caracteristiques des composants a effet de champ MESFET GaAs Thèse de doctorat 2015 Université oum el bouaghi
- [12] **H. Mathieu**, physique des semi-conducteur et des composants électroniques, 3<sup>ème</sup> édition Masson (1996).
- [13] **D. K. Ferry** « Gallium Arsenide Technology », Volume II, Edi Howard, W.Sams and Company, Indiana, 1990.
- [14 ] **P. GEORGE, K. HUI, P.K. KO, C. HU** "The Reduction of Backgating in GaAsMESFET's by Impact Ionization",IEEE Electron DeviceLetters, vol. 11, n°10, pp. 434-462, Octobre 1990.
- [15] **Carles E. Weitzel** " Comparison of Sic, GaAs and Si, RF MESFET power densities ".IEEE electron device letters, vol. 16, N° .10, october (1995).
- [16] **S.M. SZE** «Physics of semiconductor devices and technology",New York: John Wiley, 2nd Edition 1981.
- [17] **R. H. Dawson** «Equivalent circuit of the Schottky barrier field effect transistor at microwave frequencies".

- [18] **W. Aliouat** "Modélisation bidimensionnelle du MESFET "Thèse Doctorat, Univ Constantine (2014).
- [19] <http://fr.wikipedia.org/wiki/Semi-conducteur>.
- [20] **H. Mathieu**, physique des semi-conducteur et des composants électroniques, 3<sup>ème</sup> édition Masson (1996).
- [21] **D. K. Ferry** « Gallium Arsenic de Technology », Volume II, Edi Howard, W.Sams and Company, Indiana, 1990.
- [22] **P. GEORGE, K. HUI, P.K. KO, C. HU** "The Reduction of Backgating in GaAs MESFET's by Impact Ionization", IEEE Electron Device Letters, vol. 11, n°10, pp. 434-462, Octobre 1990.
- [23] **ZIANI CHERIF** Mise en évidence les effets de la température sur les paramètres du modèle EKV Université Tlemcen
- [24] **C Lungli, T M Barton, R E Miles** « Avalanche breakdown and surface deep level trap effect in GaAs MESFET's », IEEE Tran. Elec Dev. Vol 39, N° 2, 1992.
- [25] **R. B. Darling and J. P. Uyemura**, "Optical gain and large-signal characteristics of illuminated GaAs MESFET's," *IEEE J. Quantum Electron*, vol. QE-23. pp. 1160-1171. 1987.
- [26] **D.Siriex**, "Modélisation non linéaire des MESFETs sur carbure de silicium pour l'amplification, de puissance micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Janvier 2000.
- [27] **P.F.Combes, J.Graffeuil et, J.P.Sautereau**, "Composants, Dispositifs et circuits actifs en micro-ondes", Dunod 1985.
- [28] **D. Schulman et L. Young**, "a.c. Side gating in GaAs MESFETs", Solid-State Electronics, Vol. 34, No 11, 1991, pp. 1281-1287.
- [29] **Y. SAIDI** Etude des propriétés statiques et dynamique du MESFET GaAs These de doctorat Univ constantine 2004
- [30] **R. H. DAWSON** " Equivalent circuit of the Schottky – barrier field – effect transistor at microwave frequencies".
- [31] **I.HAMMA**, thèse de magister Univ Oum el bouaghi 2009"

## Résumé

Pour la conception et 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.

Dans cette thèse nous avons présenté un modèle de calcul des caractéristiques courant tension I-V d'un transistor à effet de champ à barrière Schottky à l'Arséniure de Gallium dit MESFET GaAs ,qui joue un rôle primordial dans la conception et la simulation des circuits micro-ondes et intégrés et de l'auto échauffement dans ces composants.

Ce travail traite les simulations du MESFET GaAs qui aura lieu dans la première partie, Une étude analytique des caractéristiques statiques du composant en se basant sur l'approximation de la zone de déplétion graduelle dépourvue de porteurs libre avec un canal de dopage uniforme en prenant compte l'influence des paramètres physiques et géométriques, ainsi l'effet de mobilité et des éléments parasites. Puis l'influence de la température sur le comportement du MESFET GaAs. En prenant en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante par analogie électrique on détermine la résistance thermique  $R_{TH}$  comme le rapport de l'écart de la température sur la dissipation thermique. 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.

Les résultats obtenus permettent de déterminer les propriétés du courant sous l'effet des paramètres géométriques et physiques optimaux du composant en vue d'une application d'amplification en puissance micro-ondes. Un compromis est déterminé entre les différents paramètres ainsi que le choix d'une loi de mobilité valable pour **GaAs**. Ces résultats permettent la mise au point de géométries du composant adaptées à des utilisations spécifiques et seront d'un grand apport pour la conception assistée par ordinateur des circuits micro-ondes

**Mots clés : MESFET, GaAs, Caractérisation, Modélisation, température.**

**Title: Contribution to the study of thermal properties in MESFET GaAs components..**

**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.

This memory treats the simulation of the MESFET GaAs.that taken place in the first part, an analytical study of the static characteristics of the component based on the approximation of the gradual depletion area devoid of free charges .with a homogeneously doped channel, by holding account the influence of geometrical dimensions, thus the effect of mobility and the parasitic elements. the effect of the temperature in the behavior of the transistor MESFET GaAs. Then the influence of the temperature on the behavior of MESFET GaAs. Taking into consideration the difference between the temperature of the component and the ambient temperature by electrical analogy, the thermal resistance  $R_{TH}$  is determined as the ratio of the temperature deviation to the heat dissipation. Note that the heating is generated a distance smaller than the gate length of the drain side and there is almost no power dissipation under the source and drain contacts.

The results obtained make it possible to determine the properties of the current under the effect of the optimal geometrical and physical parameters of the component with a view to a microwave power amplification application.A compromise is given between the various parameters as well as the choice of a law of mobility valid for gallium arsenide. These results allow the development of geometries of the component adapted of the specific uses, and will play a key role in the field of the CAO of microwave circuits.

**Key Words: MESFET, GaAs, Characterization, Modelling , temperature.**

## العنوان : المساهمة في دراسة الخواص الحرارية في صمام العبور GaAs MESFET

### ملخص

من اجل دراسة و تجريب الدارات الكاملة فانه من الضروري البدا بوضع نظرية بسيطة و التي تأخذ بعين الاعتبار كل التأثيرات التي تقع على مستوى العنصر الرئيسي المكون لهاته الدارات ألا و هو الترانزستور ذو الأثر الحقلي الستاتيكي MESFET GaAs. في إطار هذه الأطروحة نقدم نموذج لحساب خصائص تيار- فرق الكمون لصمام عبور ذو الحقل و الحاجز شوتكي لزرنيخ الغاليوم MESFET GaAs هذه المذكرة تعالج الخواص السكونية للترانزستور MESFET GaAs يلعب دور أساسي في الدراسة و تجريب الدارات الميكر وموجية و الكاملة .

هذه المذكرة تعالج الخواص السكونية للترانزستور MESFET GaAs التي أنجزت في الجزء الأول دراسة تحليلية للخصائص الستاتيكية للمركب باستخدام تقريب النفق التدريجي الفارغ من الشحنة الحرة ذو قناة مطعمة بتجانس الوسائط الفيزيائية و الهندسية و تأثير الحركية للإلكترونات و المقاومات المشوشة و تأثير الحرارة على الترانزستور.

النتائج المتحصل عليها تسمح بتحديد الوسائط الهندسية و الفيزيائية التي تعطي أحسن الخصائص للمركب للتطبيق في مجال الميكر ومجي لتضخيم الاستطاعة. تسوية حددت بين مختلف الوسائط مع اختيار لقانون الحركية ملائم لزرنيخ الغاليوم.

هذه النتائج تسمح بوضع مناسب للمركب لاستعمالات متميزة و ذات إسهام كبير في الدارات الموجات الدقيقة بواسطة الحاسوب.

يتناول هذا العمل محاكاة GaAs MESFET التي ستم في الجزء الأول ، وهي دراسة تحليلية للخصائص الثابتة للمكون على أساس تقريب منطقة استنفاد تدريجي خالية من الناقلات مع قناة منشطات موحدة تأخذ في الاعتبار تأثير المعلمات المادية و الهندسية ، وبالتالي تأثير الحركة والعناصر الطفيلية. ثم تأثير درجة الحرارة على سلوك GaAs MESFET مع الأخذ في الاعتبار الفرق بين درجة حرارة المكون ودرجة الحرارة المحيطة عن طريق القياس الكهربائي ، يتم تحديد المقاومة الحرارية RTH كنسبة الانحراف في درجة الحرارة لتبديد الحرارة. لاد Note أن التدفئة

تتولد على مسافة أقل من طول البوابة لجانب التصريف ولا يوجد تقريباً أي تبديد للطاقة تحت مصدر الاتصال وتصريفه.

النتائج التي تم الحصول عليها تجعل من الممكن تحديد خصائص التيار تحت تأثير المعلمات الهندسية والفيزيائية المثلى للمكون بهدف تطبيق تضخيم طاقة الميكروويف. يتم تحديد حل وسط بين مختلف المعلمات وكذلك اختيار قانون التنقل الصالح لـ GaAs. تسمح هذه النتائج بتطوير هندسة المكونات المناسبة للاستخدامات المحددة وستكون ذات فائدة كبيرة للتصميم بمساعدة الكمبيوتر لدارات الميكروويف.

كلمات مفتاح : صمام العبور, زرنيخ الغاليوم, محاكاة نمذجة , الحرارة.

## Résumé

En micro-électronique, la limitation actuelle des performances des transistors à effet de champ est dans une large mesure la conséquence des restrictions technologiques car on peut indéfiniment réduire la taille des structures et l'influence des éléments parasites (les zones d'accès et les électrodes sont des éléments restrictifs par leur manque de fiabilité pour la reproductibilité). Afin d'améliorer ces performances ; on peut procéder à des multiples essais technologiques, la démarche est cependant coûteuse .

La modélisation des transistors donne la possibilité de faire une étude paramétriques en faisant varier une caractéristique isolée de la structure. Le niveau de complexité est au moins aussi important et la simulation a l'avantage de ne pas connaître de barrière technologique. Il est alors possible d'obtenir une compréhension physique du fonctionnement du transistor et de prédire des comportements singuliers. Il existe toute une gamme d'algorithmes différents pour simuler, comprendre, prédire et optimiser le fonctionnement des MESFETS.

Au niveau des composants, ces évolutions ont orienté les recherches vers de nouveaux choix technologiques, entraînant une montée en fréquence et autorisant des densités de puissance plus importantes.

L'objectif de cette thèse est l'étude des propriétés statiques du MESFET à base GaAs et d'étudier l'effet thermique dans ces derniers ; le bilan de notre travail à été par la présentation de quatre chapitres principaux où nous avons présentés notre contribution pour une modélisation analytique qui tient compte de tous les effets qui ont eu lieu au sein de notre composant en prenant en considération spécialement l'auto échauffement dans les MESFETS.

Un modèle analytique unidimensionnel est présenté pour décrire les propriétés statiques du **MESFET GaAs**, et pour obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation grille et drain avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques, et l'effet thermique qui est très important et influe

directement sur les performances du composant; ainsi que sur la conductance de drain et la transconductance.

Et afin de faire progresser la modélisation on travaille souvent avec les approximations simplificatrices ; une zone de charge graduelle et vide des porteurs ; qui sont des approximations introduites généralement dans la conception et la simulation des MESFET.

Les résultats obtenus permettent de déterminer les propriétés du courant sous l'effet des paramètres géométriques et physiques optimaux du composant en vue d'une application d'amplification en puissance micro-ondes. Un compromis est déterminé entre les différents paramètres ainsi que le choix d'une loi de mobilité valable pour **GaAs**. Ces résultats permettent la mise au point d'un composant adaptées à des utilisations spécifiques et seront d'un grand apport pour la conception assistée par ordinateur des circuits micro-ondes

**Mots clés : MESFET, GaAs, Caractérisation, Modélisation, température.**