

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

UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI (OUM EL BOUAGHI)  
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES DE LA NATURE ET DE LA VIE  
DEPARTEMENT SCIENCES DE LA MATIERE

---

N°d'ordre : .....  
Série: .....



# THÈSE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

**DOCTORAT EN SCIENCES**

**SPECIALITE : SCIENCES DES MATERIAUX  
OPTION : SEMICONDUCTEURS**

Thème :

**Simulation des Propriétés du Transistor à Effet de  
Champ à Grille Schottky à l'Arséniure de Gallium  
MESFET GaAs.**

Par :

**AZIZI MOUNIR**

**Soutenu le : 23/02/2017**

Devant le jury composé de :

Président :	M.ZAABAT	Professeur	UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI (OUM EL BOUAGHI)
Rapporteur :	C. AZIZI	Professeur	UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI (OUM EL BOUAGHI)
Examineurs :	Y.SAIDI	Professeur	UNIVERSITE MENTOURI (CONSTANTINE)
	M.S.BENBOUZA	M.C.A	UNIVERSITE EL HADJ LAKHDAR (BATNA)
	S.BENATTALLAH	M.C.A	UNIVERSITE MENTOURI (CONSTANTINE)

## Remerciements

*Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire des Composants Actifs et Matériaux, Université Larbi Ben M'hidi, Oum el Bouaghi.*

*Tout d'abord, je remercie dieu de m'avoir donné la force et la volonté pour mener à terme ce travail de recherche.*

*J'adresse mes remerciements aux personnes qui m'ont aidé dans la réalisation de ce mémoire.*

*En premier lieu, je tiens à remercier vivement Mme C.AZIZI, Professeur émérite à l'université Larbi Ben M'Hidi d'Oum El Bouaghi, en tant que Directeur de mémoire, pour m'avoir encadré et guidé tout au long de mon travail, ainsi que pour ses compétences scientifiques et ses conseils qui m'ont permis de trouver des solutions pour avancer.*

*A Monsieur M.ZAABAT, Professeur à l'université Larbi Ben M'Hidi d'Oum El Bouaghi, je suis très sensible à l'honneur que vous me faites en acceptant de participer comme président du jury de cette thèse. Soyez assuré, Monsieur, de mon plus profond respect.*

*A Madame Y.SAIDI, Professeur à l'université Mentouri, Constantine, je suis très reconnaissant de votre acceptation d'être membre du jury et d'examiner ce travail.*

*Mes remerciements vont également à Monsieur M.S.BENBOUZA, Maître de conférences «A» à l'université El Hadj Lakhdar de Batna, d'avoir accepté d'être membre de jury.*

*J'exprime mes remerciements à Mme S.BENATTALLAH, Maître de conférences «A» à l'université Mentouri, Constantine d'avoir accepté d'être membre de jury.*

*Enfin je remercie infiniment ma famille qui m'a toujours aidée, soutenue et encouragée pour poursuivre mes travaux.*

# SOMMAIRE

<b>INTRODUCTION GENERALE</b>	<b>1</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>5</b>
<b>CHAPITRE I: ETAT DE L'ART DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP</b>	<b>6</b>
<b>I) INTRODUCTION</b>	<b>7</b>
<b>II) LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP</b>	<b>6</b>
<b>II-1) PRESENTATION</b>	7
<b>II-1-a) COMPARAISON ENTRE UN FET ET UN TRANSISTOR BIPOLAIRE</b>	10
<b>II-2) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A JONCTION (JFET)</b>	12
<b>II-2-a) HISTORIQUE</b>	12
<b>II-2-b) DESCRIPTION</b>	13
<b>II-2-c) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU JFET</b>	13
<b>II-2-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION</b>	16
<b>II-2-d-1) Interrupteur Analogique</b>	16
<b>II-2-d-2) Résistance Commandée Par Une Tension</b>	16
<b>II-2-d-3) Résistance Non Linéaire</b>	16
<b>II-2-d-4) Source De Courant</b>	16
<b>II-3) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A GRILLE ISOLEE (MOSFET)</b>	17
<b>II-3-a) HISTORIQUE</b>	17
<b>II-3-b) DESCRIPTION</b>	17
<b>II-3-c) STRUCTURE ET FONCTIONNEMENT DU MOSFET</b>	19
<b>II-3-c-1) MOS A Canal Diffusé</b>	19
<b>II-3-c-2) MOS A Canal Induit</b>	20
<b>II-3-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION</b>	22
<b>II-4) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A CONTACT SCHOTTKY (MESFET)</b>	23
<b>II-4-a) HISTORIQUE</b>	23
<b>II-4-b) DESCRIPTION</b>	23
<b>II-4-c) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT</b>	24
<b>II-4-c-1) Les Effets Thermiques</b>	26
<b>II-4-c-2) Les Effets D'avalanche</b>	26
<b>II-4-c-3) Les Effets De Piège</b>	26
<b>II-4-c-4) Principe De Polarisation</b>	27
<b>II-4-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION</b>	27
<b>II-5) LE TRANSISTOR HEMT</b>	28
<b>II-5-a) HISTORIQUE</b>	28
<b>II-5-b) DESCRIPTION</b>	29
<b>II-5-c) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT</b>	30
<b>II-5-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION</b>	32
<b>III) CONCLUSION</b>	<b>33</b>
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>	<b>34</b>

# SOMMAIRE

## CHAPITRE II : LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs A GRILLE SCHOTTKY

38

I) INTRODUCTION	38
II) PROPRIETES DES MATERIAUX III-V	38
II-1) STRUCTURE CRISTALLINE DES MATERIAUX III-V	40
III) ARSENIURE DE GALLIUM	41
III-1) PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ARSENIURE DE GALLIUM	41
III-1-a) STRUCTURE DES BANDES D'ENERGIE	41
III-2) PROPRIETES ELECTRONIQUES DU GAAS	44
III-3) FABRICATION DU GAAS	45
IV) LE CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR - LA DIODE SCHOTTKY	47
IV-1) INTRODUCTION	47
IV-2) DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE	48
IV-2-a) CONTACT REDRESSEUR: Cas qui correspond à $\phi_m \geq \phi_s$	50
IV-2-b) CONTACT OHMIQUE : Cas qui correspond à $\phi_m < \phi_s$	51
IV-3) BARRIERE DE POTENTIEL ET ZONE DE CHARGE D'ESPACE	52
IV-4) COURANTS ET MECANISMES DE TRANSPORT DANS LA DIODE SCHOTTKY	55
IV-4-a) EN POLARISATION DIRECTE	56
IV-4-b) EN POLARISATION INVERSE	57
IV-4-c) LE CLAQUAGE PAR AVALANCHE	58
IV-5) CAPACITE D'ENTREE	59
V) LE TRANSISTOR MESFET GAAS	59
V-1) STRUCTURE DU MESFET GaAs	59
V-2) LE PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MESFET GAAS	61
V-2-a) TENSION DE PINCEMENT, TENSION DE SEUIL	62
V-2-a-1) Zone De Fonctionnement Linéaire ( $V_d \ll V_{dsat}$ ) :	63
V-2-a-2) Zone De Fonctionnement Saturé	63
V-3) SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL	65
V-4) EFFETS DISPERSIFS DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP	66
V-4-a) EFFETS THERMIQUES	66
V-4-b) LES PHÉNOMÈNES DE PIÈGES	67
V-4-b-1) Le « Self-Backgating	68
V-4-b-2) Le « Gate-Lag	70
V-4-c) PHÉNOMÈNES D'AVALANCHE	70
V-5) AMÉLIORATION DES STRUCTURES DES FETS (CAS DU MESFET GaAs)	71
V-5-a) MESFET GAAS À GRILLE CREUSÉE	71
V-5-b) MESFET GAAS À GRILLE CHAMPIGNON	72
V-5-c) MESFET GAAS EN STRUCTURE LDD	72
V-5-d) MESFET GAAS À GRILLE DIVISÉE EN PLUSIEURS DOIGTS	73
V-5-e) AUTRES STRUCTURES	74

# SOMMAIRE

<b>VI) CONCLUSION</b>	<b>75</b>
<i>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</i>	<i>76</i>

## CHAPITRE III : EQUATIONS FONCTIONNELLES ET MODELISATION DU MESFET GaAs **81**

<b>I) INTRODUCTION</b>	<b>82</b>
<b>II) ÉQUATIONS FONCTIONNELLES DU MESFET</b>	<b>83</b>
<b>II-1) CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE</b>	86
<b>II-2) COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL</b>	88
<i>II-2-a) REGIME LINEAIRE</i>	91
<i>II-2-b) REGIME SATURE</i>	91
<b>II-3) TRANSCONDUCTANCE GM ET CONDUCTANCE GD.</b>	91
<i>II-3-a) TRANSCONDUCTANCE GM</i>	92
<i>II-3-b) CONDUCTANCE GD</i>	92
<b>III) NOUVELLE APPROCHE NON LINEAIRES DES</b>	<b>CHARACTERISTIQUES STATIQUES DU MESFET GAAS</b>
<b>III-1) PROBLEMATIQUE</b>	93
<b>III-2) PROPOSITION</b>	94
<b>III-3) NOUVEAU MODELE</b>	95
<b>III-4) APPLICATION DU MODELE</b>	96
<i>III-4-a) ZONE DE CHARGE D'ESPACE</i>	96
<i>III-4-b) CALCUL DU COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL</i>	97
<i>III-4-b-1) Régime Linéaire</i>	97
<i>III-4-b-2) Régime Saturé</i>	97
<i>III-4-c) LA TRANSCONDUCTANCE <math>G_M</math></i>	98
<i>III-4-c-1) régime Linéaire</i>	98
<i>III-4-c-2) régime Saturé</i>	98
<i>III-4-d) LA CONDUCTANCE <math>G_D</math></i>	98
<i>III-4-d-1) Régime Linéaire</i>	98
<i>III-4-d-2) Régime Saturé</i>	99
<i>III-4-e) CALCUL DES CAPACITES</i>	99
<i>III-4-e-1) Cas Du Régime Linéaire.</i>	100
<i>III-4-e-1-i) <u>La Capacité Grille-Source « Cgs/L »</u></i>	101
<i>III-4-e-2) <u>La Capacité Grille-Drain « Cgd/L »</u></i>	101
<i>III-4-e-3) <u>Régime De Saturation</u></i>	102
<i>III-4-e-3-i) <u>La Capacité Grille-Source « Cgs/Sat »</u></i>	103
<i>III-4-e-3-ii) <u>La Capacité Grille-Drain « Cgd/Sat »</u></i>	104
<i>III-4-f) CALCUL DE LA FREQUENCE DE COUPURE</i>	104
<i>III-4-f-1) Fréquence maximale</i>	105
<i>III-4-g) LES EFFETS DES RESISTANCES PARASITES</i>	105
<i>III-4-g-1) Régime Linéaire</i>	107
<i>III-4-g-2) régime Saturé</i>	107
<i>III-4-h) EFFET DES PARAMETRES GEOMETRIQUES</i>	107

# SOMMAIRE

<b>III-4-i)</b>	<i>EFFET DES PARAMETRES PHYSIQUES ET TECHNOLOGIQUES</i>	107
<b>III-4-j)</b>	<i>L'EFFET THERMIQUE</i>	107
<b>III-4-j-1)</b>	<i>Interactions Avec Le Réseau</i>	108
<b>III-4-j-2)</b>	<i>Interactions Avec Les Impuretés</i>	110
<b>III-4-j-3)</b>	<i>Mobilité Totale</i>	110
<b>III-4-k)</b>	<i>EFFET DE LA LOI DE MOBILITE</i>	112
<b>III-4-k-1)</b>	<i>Synthèse Des Lois De Mobilité</i>	112
<b>IV)</b>	<b>COMPARAISON AVEC D'AUTRES MODELES ANALYTIQUES DU MESFET GAAS</b>	114
<b>IV-1-a)</b>	<i>MEDELE D'ISLAM</i>	114
<b>V)</b>	<b>CONCLUSION</b>	115
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>		<b>116</b>
<b>CHAPITRE IV : SIMULATIONS ET INTERPRETATIONS DES RESULTATS 121</b>		
<b>I)</b>	<b>INTRODUCTION</b>	122
<b>II)</b>	<b>LOGICIEL DE SIMULATION</b>	122
<b>II-1)</b>	<b>CARACTERISTIQUES COURANT TENSION I-V</b>	125
<b>II-2)</b>	<b>VALIDITE DU MODELE</b>	126
<b>II-3)</b>	<b>LOIS DE VITESSE DE DERIVE ET DE LA MOBILITE DES PORTEURS</b>	129
<b>II-4)</b>	<b>EVOLUTION DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DANS LE CANAL</b>	134
<b>II-5)</b>	<b>EFFET DES RESISTANCES PARASITES</b>	135
<b>II-6)</b>	<b>INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES SUR LES CARACTERISTIQUES I-V</b>	136
<b>II-6-a)</b>	<i>INFLUENCE DES PARAMETRES « L », « Nd » ET « a »</i>	136
<b>II-6-b)</b>	<i>INFLUENCE DE LA MOBILITE DES PORTEURS</i>	138
<b>II-7)</b>	<b>INFLUENCE DE LA TEMPERATURE</b>	140
<b>II-8)</b>	<b>TRANSCONDUCTANCE</b>	141
<b>II-9)</b>	<b>CONDUCTANCE</b>	143
<b>II-10)</b>	<b>CARACTERISTIQUES CAPACITE TENSION</b>	144
<b>II-10-a)</b>	<i>CAPACITE GRILLE-SOURCE <math>C_{GS}</math></i>	144
<b>II-10-b)</b>	<i>CAPACITE GRILLE-DRAIN <math>C_{GD}</math></i>	146
<b>II-10-c)</b>	<i>CAPACITE TOTALE GRILLE-DRAIN <math>C_{GT}</math></i>	146
<b>II-11)</b>	<b>FREQUENCE DE COUPURE</b>	148
<b>II-11-a)</b>	<i>INFLUENCE DES PARAMETRES <math>C_{GS}</math>, <math>C_{GD}</math> ET <math>G_M</math> SUR LA FREQUENCE DE COUPURE</i>	151
<b>II-11-b)</b>	<i>INFLUENCE DE LA CAPACITE GRILLE-DRAIN, CONDUCTANCE SUR LA FREQUENCE MAXIMALE</i>	151
<b>III)</b>	<b>CONCLUSION</b>	153
<b>REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES</b>		<b>154</b>
<b>CONCLUSION GENERALE</b>		<b>155</b>

# **INTRODUCTION GENERALE**

## *Introduction Générale*

Le transistor à effet de champ a été breveté par Julius Edgar Lilienfeld en 1926 et par Oskar Heil en 1934, mais des dispositifs pratiques de semi-conducteurs (le JFET) ont été développés beaucoup plus tard, après que l'effet transistor a été observé et expliqué par l'équipe de William Shockley chez Bell Labs en 1947. Depuis, Le développement de nouvelles technologies pour les applications de télécommunications, de radionavigations et radars ne cessent d'augmenter de jour en jour et connaît un essor très rapide, surtout ces deux dernières décennies où le développement de nouvelles technologies faisant appel au composant semiconducteurs de type transistor a effet de champ est en plein boom.

Le choix du GaAs comme matériaux permet d'obtenir de très hautes performances pour réaliser des circuits intégrés, grâce à ses propriétés métallurgiques, aptitude aux réalisations technologiques, domaine de température de fonctionnement et tolérance aux radiations. Le premier MESFET GaAs à grille Schottky a été présenté par C. A. Mead en 1966 [1], puis réalisé par W. W. Hooper et W. L. Lahrer en 1967 [2], ce composant a été utilisé pour mettre à profit la rapidité de la réponse de la diode Schottky résultant de l'absence de stockage des porteurs minoritaires. Aujourd'hui ces transistors présentent alors des fréquences supérieures à 100 GHz, avec un facteur de bruit très faible.

De nombreux travaux ont été réalisés dans le domaine de la modélisation et de la caractérisation, suivi de la simulation des transistors à effet de champ et des circuits actifs micro-ondes. Cependant une description probante des phénomènes physiques régissant le mécanisme de fonctionnement des TEC est toujours d'actualité.

La modélisation d'un transistor à effet de champ peut être réalisée sous deux approches très différentes :

L'approche physique : [3]-[4], qui consiste à résoudre un système d'équations différentielles obtenues à partir de l'analyse de la distribution des charges et du champ électrique dans le canal du transistor et des mécanismes de transport des porteurs.

L'approche électronique : [5]-[6], qui se base sur une proposition d'un circuit électrique équivalent au composant. Les éléments du circuit sont déterminés à partir des paramètres physiques et géométriques du composant préétablis à l'aide des résultats des caractérisations expérimentales.

Ces deux approches sont complémentaires car la première s'intéresse au composant lui-même, elle établit un lien entre la technologie et les performances du circuit, lien indispensable à toute amélioration. Son utilisation pour la conception de circuit serait trop lourde puisque le concepteur ne s'intéresse qu'aux performances du composant sans se

## *Introduction Générale*

préoccuper des causes microscopiques de ces performances. C'est la raison qui existe dans le deuxième modèle, généralement utilisé pour l'analyse et l'optimisation des circuits.

L'objectif de ce travail est de faire une modélisation du transistor MESFET GaAs et de simuler cette modélisation, en tenant compte du phénomène d'interface dans la jonction métal-semiconducteur.

**Le premier chapitre** est délimité par la présentation des différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences. Nous proposerons une description géométrique et physique des transistors les plus utilisés actuellement. Nous présenterons donc successivement les JFET, MOSFET, MESFET et leurs dérivés les HEMT.

**Le deuxième chapitre** est consacré aux propriétés électroniques de l'Arséniure de Gallium. Nous avons aussi abordé brièvement la technique de fabrication des substrats semi-isolants GaAs. Nous avons discuté plus en détail l'hétérojonction métal-semiconducteur, les effets dispersifs des transistors ainsi que les améliorations apportées sur les structures.

**Dans le troisième chapitre**, nous avons rappelé l'ensemble des équations régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur d'un transistor MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé. Ensuite, nous avons proposé une nouvelle approche mathématique en tenant compte des effets d'interface au niveau de la jonction Métal-Semiconducteur. Une nouvelle formulation analytique de la tension de grille est proposé, ajouté à une redéfinition de la zone de charge d'espace et une réécriture des expressions du courant de drain, de la transconductance et de la conductance, ainsi que ceux de la capacité grille source et grille drain dans les différents régimes de fonctionnement du MESFET GaAs. Nous décrivons ensuite le mécanisme d'influence de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique appliqué et l'effet thermique à travers les différents mécanismes de diffusion dit mécanismes de scattering influant sur la mobilité des porteurs. Finalement, nous proposons deux modèles non-linéaires récents des caractéristiques I-V afin de faire une comparaison avec l'approche proposée.

**Le quatrième chapitre** est consacré à la présentation des résultats de simulation des caractéristiques électriques du MESFET GaAs a différentes longueurs de grille. Ces simulations sont obtenues aux moyens de logiciel de programmation récent et des algorithmes mis au point afin de donner une représentation graphique des expressions mathématique du troisième chapitre. L'interprétation des résultants est faite en détail.

## *Introduction Générale*

**Finalement**, une conclusion générale qui rappelle les principaux résultats obtenus dans notre travail et perspectives des travaux.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1]. **C. A Mead**  
“ Schottky barrier gate field effect transistor “,  
Proc IEEE, Vol 54, 1966.
- [2]. **W W.Hooper and W.L.Lehrer**  
“ An epitaxial GaAs field effect transistor “,  
Proc.IEEE, Vol 55, 1967
- [3]. **J. Han,**  
“Electron Transport Characteristics of Sub-100 Nanometer GaAs MESFETs”,  
Journal of the Korean Physical Society, Vol. 42, pp. 297- 301, 2003.
- [4]. **M.S.Shur**  
“ Analytical model of GaAs FET’s “  
IEEE Tran. El. Dev, Vol 32, N° 1, 1985.
- [5]. **M. Kaddour, A. Gharsallah, A. Gharbi, H. Baudrand**  
“ Analysis and design criteria for traveling-wave MESFET “,  
Solid-State Electronics, Vol 48, pp 253–257, 2004.
- [6]. **R. L. Kuvas,**  
“ Equivalent circuit model of FET including distributed gate effects “,  
IEEE Electron Dev, Vol 27, No 6, pp 1193 1195, 1980.

# **CHAPITRE I :**

## **ETAT DE L'ART DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP**

**CHAPITRE I : ETAT DE L'ART DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP****I) INTRODUCTION**

Les transistors constituent sans doute la plus large part de l'activité microélectronique moderne. Dans ce secteur, un très large effort s'est concentré sur les composants unipolaires, ce sont les composants qui ne reposent que sur le transport d'un seul type de porteurs. Ces composants incluent les transistors à effet de champ sous leurs différentes formes, JFET, MOSFET, MESFET. Le MESFET à base de GaAs a reçu une très grande attention en particulier en raison de son application dans les systèmes hautes fréquences et de puissances.

L'objectif est de présenter les différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences. Tout d'abord, nous proposerons une description géométrique et physique des transistors les plus utilisés actuellement. Nous présenterons donc successivement les JFET, MOSFET, MESFET et leurs dérivés les HEMT.

**II) LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP****II-1) PRESENTATION**

Un transistor à effet de champ (TEC ou FET pour Field Effect Transistor) est un dispositif semiconducteur à trois broches : la Grille, le Drain et la Source. Ces composants sont caractérisés par l'utilisation d'un seul type de porteurs : les électrons ou les trous, par opposition aux technologies bipolaires utilisant simultanément les deux types de porteurs. Le principe d'un transistor à effet de champ est commun aux différentes sous catégories de transistors. Il repose sur l'existence d'un canal, c'est à dire d'une zone dans laquelle les porteurs sont libres de se mouvoir sous l'action d'un champ (phénomène analogue à une résistance). Les porteurs passent ainsi d'une borne à une autre à travers ce canal sous l'action d'un champ électrique (c'est à dire d'une tension) appliqué tout du long, Il concurrence le transistor bipolaire sur de nombreux domaines d'applications, tels que l'électronique numérique.

On considère que la commande du transistor se fait par l'application d'une tension  $V_{GS}$  positive dans le cas d'un type N, négative dans le cas d'un type P.

Les caractéristiques de sortie sont liées au rapport tension/courant admissible entre le drain et la source, représenté par une résistance équivalente  $R_{DS}$  on lorsque le transistor est passant.

La pente (ou transconductance) du transistor est le rapport  $g_m = I_{DS} / V_{GS}$  à  $V_{DS}$  constant. C'est l'inverse d'une résistance (donc une conductance). Plus elle est élevée, et plus le gain du transistor sera grand.

Les transistors à effet de champ sont plus fragiles que les transistors à jonction, notamment parce qu'ils peuvent claquer suite à une décharge d'électricité statique. C'est pourquoi on doit les protéger contre les surtensions d'origine statique ou dynamique afin d'éviter leur destruction.

- ✓ en court-circuitant les connexions externes pendant leur stockage, leur manipulation ou leur soudure.
- ✓ en les piquant dans des mousses conductrices.

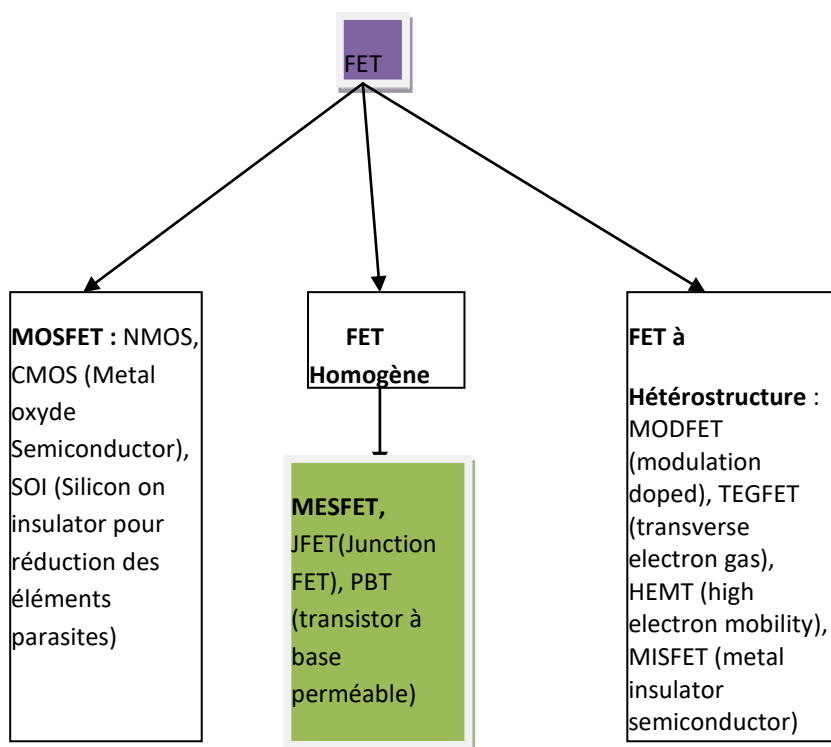
Ainsi, pour une utilisation en hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur responsable de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport : mobilité, vitesse et coefficient de diffusion. Les électrons possèdent des propriétés plus intéressantes que les trous. Les FET sont essentiellement élaborés sur du matériau de type N. Leur principe peut être comparé à une résistance semi-conductrice dont la section est modulée par une jonction polarisée en inverse, principe décrit pour la première fois en 1952 par W .Shockley [1]. Sur ce principe, différentes structures de transistors à effet de champ correspondant à différents contacts de grille ont été élaborées : [2]

- ✓ grille à jonction PN pour le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor),
- ✓ grille métallique isolée pour le transistor MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor).
- ✓ grille métallique à barrière Schottky pour le transistor MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor).

De nouveaux transistors pouvant contrôler des puissances supérieures à celles des FET homogènes sont en train d'émerger [3]. Ils ne sont pas faits en Silicium ou en Arséniure de Gallium car ces matériaux sont utilisés près de leurs limites physiques ultimes.

Les technologies FET sont principalement utilisées en électronique numérique (réalisation d'opérations logiques). Ils peuvent être utilisés pour faire des blocs analogiques dans des circuits numériques (régulateur de tension par exemple). Ils sont aussi utilisés pour faire des commandes de puissance (moteurs) et pour l'électronique haute tension (automobile). Leurs caractéristiques s'apparentent plus à celles des tubes électroniques. Ils offrent une meilleure linéarité dans le cadre d'amplificateurs Hi-Fi, donc moins de distorsion.

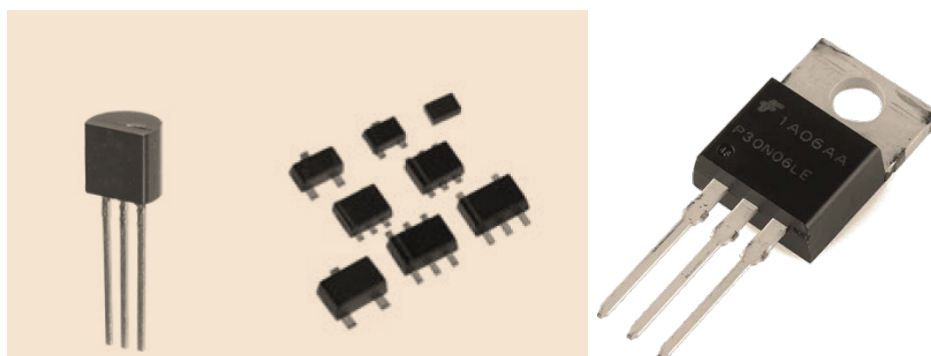
Aujourd'hui, les semi-conducteurs à large bande interdite sont les candidats idéaux pour réaliser un nouveau saut technologique. Nous pouvons citer les FET à Hétérostructure. En effet, les propriétés physiques (champ électrique de claquage, vitesse de saturation, conductivité thermique) des matériaux utilisés ( $Ga_{1-x}Al_xAs$ ) en font de ces composants un bon choix pour un grand nombre d'applications de forte puissance et à haute température. Dans ce sens, les technologues ont imaginé des procédés de fabrication de plusieurs types de composants à effet de champs qu'on regroupe suivant la structure dans l'organigramme suivant :



**Figure I-01 : La famille des composants à effet de champ [4]**

**II-1-a) COMPARAISON ENTRE UN FET ET UN TRANSISTOR BIPOLAIRE**

Dans le cas des transistors bipolaire (Bipolar junction transistor, BJT), le courant de sortie sur le collecteur est proportionnel au courant d'entrée sur la base. Le transistor bipolaire est donc un dispositif piloté par un courant. Le transistor à effet de champ (Field effect transistor ou FET) utilise une tension sur la borne d'entrée du transistor, appelée la base afin de contrôler le courant qui le traverse. Cette dépendance se base sur l'effet du champ électrique généré par l'électrode de base (d'où le nom de transistor à effet de champ). Le transistor à effet de champ est ainsi un transistor commandé en tension.



**Figure I-02 Exemples de transistors à effet de champ typiques**

Le transistor à effet de champ est un dispositif qui possède trois bornes de connexion selon une terminologie qui lui est propre. La comparaison avec le transistor bipolaire est donné ci-dessous

Transistor bipolaire	Transistor à effet de champ
Emetteur - (E)	Source - (S)
Base - (B)	Grille - (G)
Collecteur - (C)	Drain - (D)

**Tableau I-01 : Dénomination générale dans le cas du TEC et le transistor bipolaire**

Le transistor à effet de champ a des caractéristiques très voisines de son homologue, le transistor bipolaire ; il possède un haut rendement, fonctionne instantanément, il est robuste et bon-marché. Il peut ainsi remplacer son cousin, le transistor bipolaire dans la plupart des applications.

Les transistors à effet de champ peuvent être beaucoup plus petits que leur équivalent bipolaire. Grâce à leur faible consommation de puissance, ils sont idéaux pour les circuits intégrés, telle que les circuits digitaux CMOS.

Le transistor bipolaire comporte deux types de constructions différentes, NPN et PNP, qui décrit l'arrangement physique des couches de type P et de type N qui le compose. On retrouve la même classification pour les transistors à effet de champ. Il y a les transistors à effet de champ à canal N et ceux à canal P.

Le courant entre l'électrode de drain et de source va passer dans un canal qui peut être constitué soit d'un semiconducteur de type P, soit d'un semiconducteur de type N. Le contrôle de ce courant se fait au travers de la tension appliquée sur l'électrode de grille.

Comme son nom l'indique, les transistors bipolaires sont « bipolaires », parce qu'ils emploient deux types de porteurs de charges, des électrons et des trous. Le transistor à effet de champ est au contraire un dispositif « unipolaire » qui dépend seulement de la conduction d'électrons (canal N) ou de trous (canal P).

Le transistor à effet de champ a un avantage majeur sur le transistor bipolaire, son impédance d'entrée ( $R_{in}$ ) est très élevée (Mega Ohm), alors que celle du transistor bipolaire est comparativement basse. Cela a deux conséquences. D'une part, le courant de grille, de même que la consommation sont extrêmement bas. D'autre part, cela signifie que ces composants sont très sensibles à l'électricité statique.

Il y a quatre types principaux de transistors à effet de champ, le JFET (Junction Field Effect Transistor), le IGFET (Insulated-gate Field Effect Transistor) qui est plus connu sous le nom de MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor), le MESFET (Metal semiconductor field effect transistor) et les HEMT.

Les transistors à effet de champ peuvent être utilisés pour remplacer les transistors bipolaires dans les circuits électroniques. Une comparaison simple entre leurs caractéristiques est donnée ci-dessous :

FET	Transistor bipolaire (BJT)
Faible gain en tension	Haut gain en tension
Haut gain en courant	Faible gain en courant
Très haute impédance d'entrée	Faible impédance d'entrée
Haute impédance de sortie	Faible impédance de sortie
Génère peu de bruit	Génère un bruit moyen
Vitesse de commutation élevée	Vitesse de commutation moyenne
Sensible à l'électricité statique (ESD)	Robuste
Dispositif contrôlé en tension	Dispositif contrôlé en courant

**Tableau I-02 : Comparaison entre un FET et un transistor bipolaire**

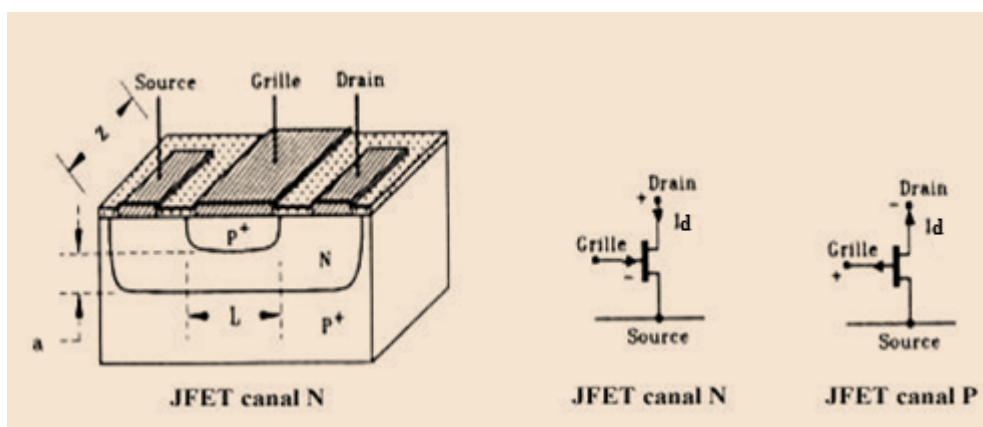
**II-2) TRANSISTOR A EFREET DE CHAMP A JONCTION (JFET)**

***II-2-a) HISTORIQUE [5]***

Le concept d'un semi-conducteur à triode comme structure similaire au transistor à effet de champ à jonction (JFET Junction Field Effect Transistor) a été proposé, la première fois, par Jules Lilienfeld dans trois révélations de brevet au alentour de 1925, suivis d'un brevet semblable par Oskar Heil en 1935. Cependant, un dispositif fonctionnant réellement est demeuré évasif pendant une période d'encre 25 années principalement dues à la difficulté de développer une surface semi-conductrice propre. Après ces années, les efforts cumulatifs d'un certain nombre de chercheurs aux laboratoires de Bell comprenant Atalla, Bardeen, Brattain, brun, Derick, Frosch, Gibney, Hoerni, Kahng, Ligenza, Shockley, Spitzer, et Warner ont lentement mené à la réalisation de ce dispositif.

**II-2-b) DESCRIPTION [6]**

La structure plane du JFET est schématisée sur la figure I-03. Le canal conducteur est constitué par une couche épitaxiée de type n, sur un substrat semi-isolant ou de type p. la zone de charge d'espace à l'interface isole électriquement la couche épitaxiée, du substrat. Une diffusion de type P<sup>+</sup> à la surface de la couche réalise l'électrode de la grille constituant ainsi une jonction P<sup>+</sup>N verticale (figure I-03). Deux diffusions N<sup>+</sup>, aux extrémités du canal, permettent d'assurer les contacts ohmiques de source et de drain.



**Figure I-03 Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET**

**II-2-c) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU JFET [7]**

On appellera  $Z$ ,  $L$  et  $a$  respectivement ; la largeur, la longueur et l'épaisseur du canal. Le principe de fonctionnement est montré sur la figure ci-dessous, qui schématise la zone active du transistor sous différents régimes de polarisation.

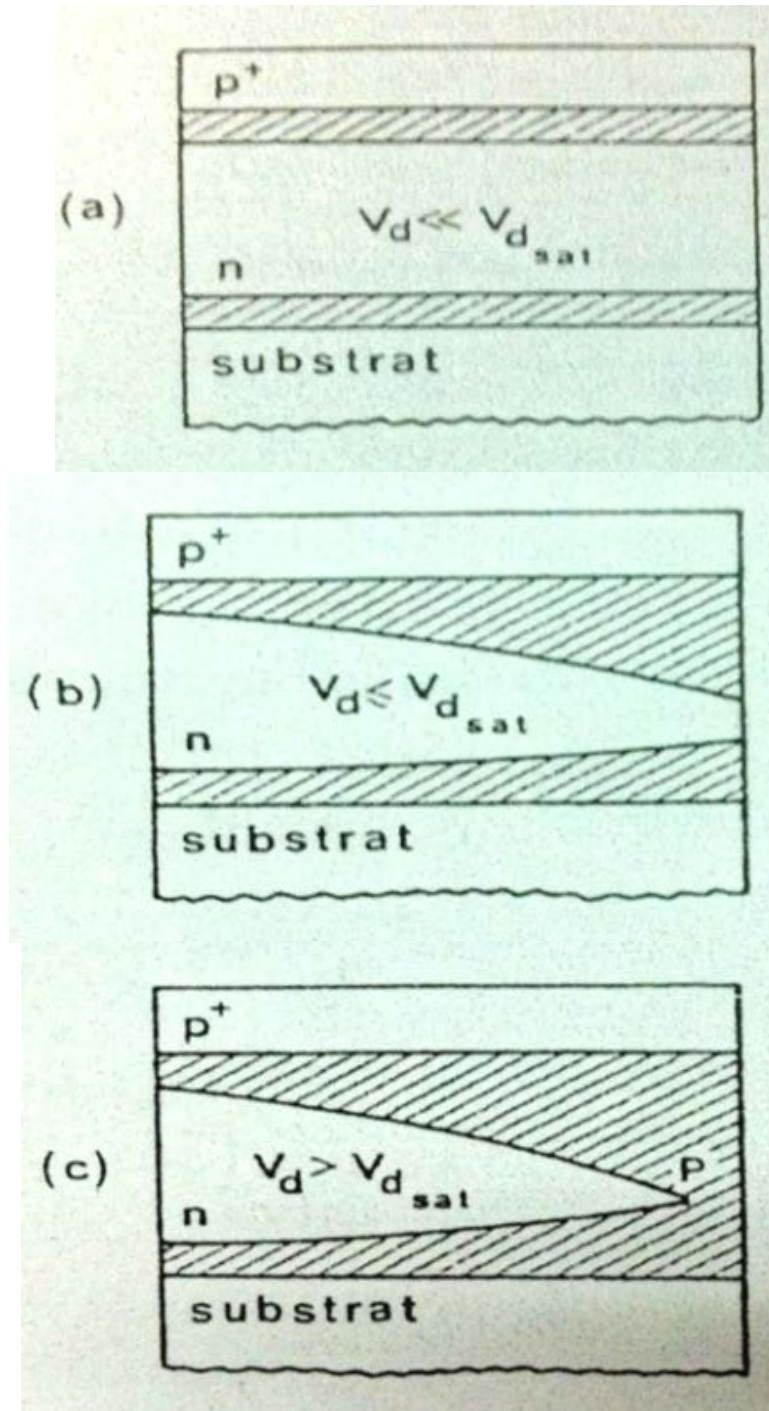


Figure I-04 Comportement du JFET [6]

Dans le JFET, la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction latérale "P<sup>+</sup>N" est causée par la variation de la tension de polarisation. Autrement dit, la

variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal. Sans polarisation, il peut y avoir une zone de désertion sur une certaine profondeur dans le canal. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

$V_d \ll V_{dsat}$  : La tension drain-source est faible, un courant circule dans le canal entre la source et le drain. La variation relative de la section du canal  $\Delta(a-h)/a$  est négligeable, la conductance du canal reste sensiblement constante, le courant de drain varie proportionnellement à la tension drain source. C'est le *régime linéaire*.

$V_d \leq V_{dsat}$  : quand la tension drain source augmente la déformation du canal devient significative et la conductance du canal diminue. Le canal présente alors une variation sous linéaire avec la tension  $V_d$  et amorce une saturation. Lorsque les zones de charge d'espace se recouvrent, la largeur conductrice du canal devient nulle coté drain. C'est le *régime de pincement*, la tension drain source correspondante est appelée *tension de saturation*  $V_{dsat}$ , le courant correspondant est appelé *courant de saturation*  $I_{dsat}$ .

$V_d > V_{dsat}$  : la tension drain source entraîne une distribution de potentiel sur toute la longueur du canal, avec une valeur locale qui varie de  $V_{loc} = V_s = 0$  coté source à  $V_{loc} = V_d$  coté drain. En un point donné du canal ce potentiel local entraîne une polarisation local de la jonction grille canal  $V(h) = (V_n - V_p)_{loc} = V_{di} + V_{loc} - V_g$  qui crée dans cette dernière une zone de déplétion de largeur  $h$  ( $V_{di}$  est la tension de diffusion de la jonction). Le pincement du canal se produit au point P où le potentiel local du canal  $V_{loc}$  prend la valeur critique  $V_0$  qui entraîne  $h=a$ . En d'autres termes, au point de pincement quelque soit sa position, le potentiel du canal est toujours égal à  $V_0$ . Lorsque  $V_d = V_{dsat}$  le pincement se produit au drain. Lorsque  $V_d$  augmente au-delà de  $V_{dsat}$  la distribution du potentiel le long du canal évolue et le point du canal où  $V_{loc} = V_{dsat}$  se déplace vers la source. Le point de pincement P qui suit ce dernier, se déplace donc vers la source le canal conducteur est ainsi raccourci, mais si sa variation relative de longueur reste faible sa conductance reste constante. D'autre part la tension à ses bornes reste constante, égal à  $V_{dsat}$ . Il en résulte donc que le courant de drain reste lui aussi constant,  $I_d = I_{dsat}$ , c'est le *régime de saturation*. Le courant est transporté par les porteurs majoritaires qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse vers l'électrode de drain.

Lorsque la tension de polarisation augmente, la largeur conductrice du canal à  $V_d=0$  diminue. A partir d'une certaine valeur de  $V_g$ , le canal est obturé quelque soit la valeur de  $V_d$ . le transistor est bloqué, la tension grille correspondante est appelée *tension de seuil*.

### ***II-2-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION [8]***

#### ***II-2-d-1) Interrupteur Analogique***

On considère un FET dont la source est à la masse. Pour une tension  $V_{GS}$  nulle, le transistor étant saturé présente une résistance  $R_{DS}$  faible ( $\approx 100 \Omega$ ). Si par contre  $V_{GS}$  est très négatif il est bloqué et la résistance  $R_{DS}$  est très grande. Cette propriété est très utilisée dans les interrupteurs analogiques qui permettent la commutation de signaux alternatifs. On utilise soit la connexion « shunt » soit la connexion « série ». Dans les deux cas l'interrupteur n'est pas parfait et présente une résistance  $R_{DS}$ .

Le modèle série peut être utilisé comme « hacheur » de signal : les signaux lentement variables avec le temps sont difficiles à amplifier. On applique sur la grille une tension de commande rectangulaire variant entre 0 et la tension de blocage du FET. On transforme ainsi le signal d'entrée continu en un signal alternatif rectangulaire dont la fréquence est celle du générateur de commande. Il est alors possible d'utiliser un amplificateur alternatif conventionnel pour amplifier le signal. On effectue ensuite un redressement pour obtenir l'image amplifiée du signal original.

#### ***II-2-d-2) Résistance Commandée Par Une Tension***

Dans la région ohmique, la résistance drain-source  $R_{DS}$  est fonction de la valeur de  $V_{GS}$ . Plus cette tension est négative et plus  $R_{DS}$  est grand. Pour  $V_{GS}$  nul, la valeur de  $R_{DS}$  est voisine d'une centaine d'ohms. Si la tension aux bornes de  $R_{DS}$  est inférieure à 100 mV, le FET peut être utilisé avec des tensions alternatives. On peut utiliser cette résistance commandée en tension pour stabiliser le taux de réaction dans un oscillateur.

#### ***II-2-d-3) Résistance Non Linéaire***

Un transistor dont la grille est reliée au drain se comporte comme une résistance non linéaire dont la caractéristique est le lieu des points tels que  $V_{DS} = V_{GS}$ .

**II-2-d-4) Source De Courant**

On trouve dans les catalogues des constructeurs des diodes à courant constant qui sont en fait des transistors à effet de champ dont la grille est reliée à la source. Cette « diode » se comporte comme un générateur de courant constant égal à  $I_{DSS}$  (gamme 0,2 à 5 mA) et de résistance interne  $R$  (gamme 20 M $\Omega$  à 200 k $\Omega$ ). La chute de tension dans la diode doit rester inférieure à la tension de claquage du transistor.

**II-3) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A GRILLE ISOLEE (MOSFET)****II-3-a) HISTORIQUE**

C'est en 1930 qu'a été décrit pour la première fois le principe de fonctionnement du transistor MOSFET (métal oxyde semi-conducteurs à effet de champ) par Lilienfield [9]. Ensuite, en décembre 1947, John Bardeen et Walter H. Brattain réalisaient le premier transistor en germanium [10]. Avec William B. Shockley le transistor à jonction et la théorie associée sont développées aux Bell Laboratoires en 1951. En 1958, Jack Kilby invente le circuit intégré en fabriquant cinq composants sur le même substrat [11]. C'est en 1960 que Kahng et Attala ont présenté le premier transistor MOS sur Silicium qui reste aujourd'hui le composant généralement le plus utilisé, vu la qualité inégalée de l'interface créée par le silicium et l'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ), qui sert d'isolant. Peu après, l'élaboration de la technologie CMOS assura le futur commercial et technologique du MOSFET en électronique intégrée (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques) grâce à une géométrie simple et une consommation pouvant être très faible.

**II-3-b) DESCRIPTION [12]**

MOSFET est un acronyme pour « Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor ». Les MOSFET ou transistors MOS sont des transistors à effet de champ dont la grille métallique est totalement isolée du canal par une mince couche isolante d'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ) d'épaisseur voisine de 0,1  $\mu m$ .

La grille, la couche de silice et le canal constituent un condensateur dont la polarisation peut modifier la conductivité du canal. Le changement peut résulter en deux types fondamentaux du MOSFET : soit d'une modification de la concentration en porteurs majoritaires et l'on a des MOS à canal diffusé ou à déplétion (Figure I-08), soit d'une

modification de la concentration en porteurs minoritaires et l'on a alors des MOS à canal induit ou à enrichissement (figure I-07). Dans chaque type de MOSFET, on peut distinguer le MOSFET canal N (le courant provient du déplacement d'électrons) et le MOSFET canal P (le courant provient du déplacement des trous).

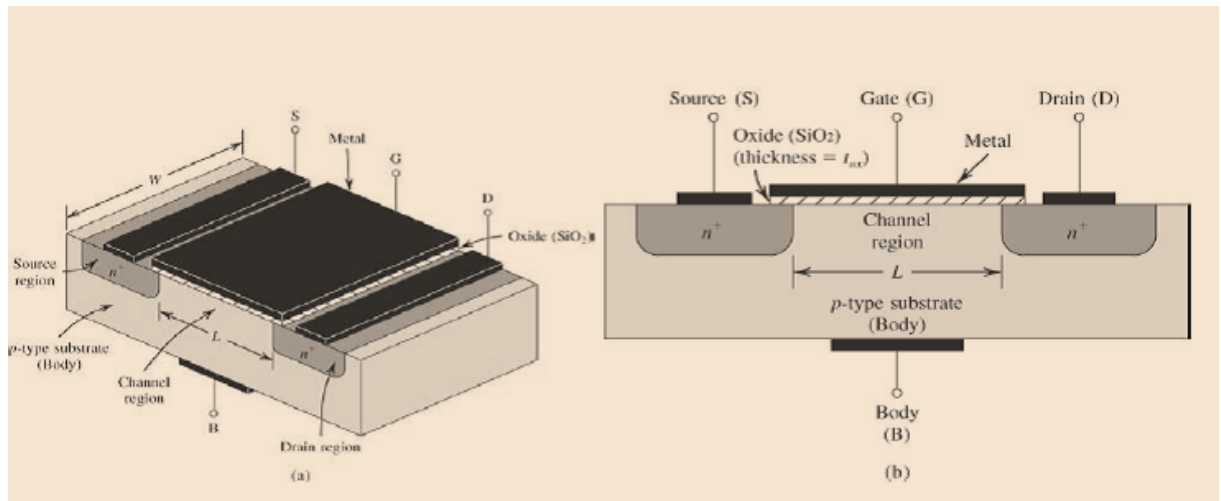


Figure I-05 : Vue d'un MOSFET en 3D (gauche) et en coupe (droite)

Pour ce type de transistors le courant d'entrée est nul puisque la grille est isolée. La résistance d'entrée est toujours supérieure à  $10^{10}\Omega$ .

L'intensité du courant circulant entre la source et le drain est commandée par la tension entre la grille et le substrat. Très souvent les électrodes de source et de substrat sont électriquement reliées.

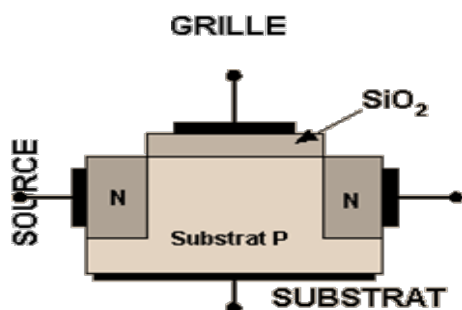


Figure I-07- Structure du MOS à enrichissement canal N [12]

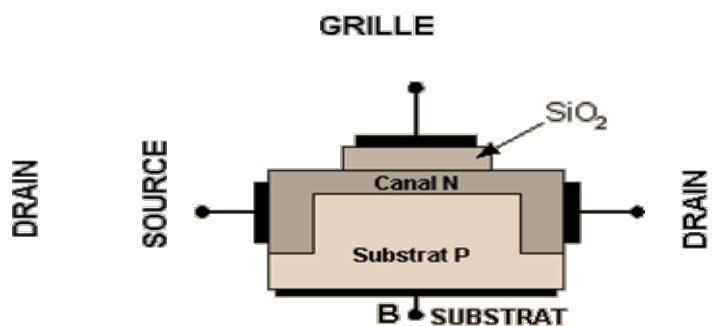


Figure I-08- Structure du MOS à appauvrissement canal N [12]

Les transistors MOS à enrichissement sont bloqués sans tension de commande sur la grille (NORMALLY OFF), ils deviennent passants à partir d'une certaine tension de grille  $V_{th}$ . Plus  $|V_g| > |V_{th}|$ , plus le E-MOS devient passant. Les transistors MOS à appauvrissement sont passants sans tension de commande sur la grille (NORMALLY ON), ils deviennent de moins en moins conducteurs au fur et à mesure que la tension de commande augmente pour finalement se bloquer au delà d'une tension de blocage  $V_{goff}$ .

Le principal avantage des transistors MOS est la résistance d'entrée qui est très grande  $R_e \approx 10^{12} \Omega$ . Pour un transistor à effet de champ à jonction, la résistance d'entrée est de l'ordre de  $10^8 \Omega$ , en plus d'un bruit intrinsèque très faible, ajouté à leur simplicité de fabrication et par suite peu onéreux. La densité d'intégration autorisée par ce type de composant est très importante : on dépasse aujourd'hui le nombre de  $10^7$  transistors sur une seule puce.

### ***II-3-c) STRUCTURE ET FONCTIONNEMENT DU MOSFET [13,14]***

#### ***II-3-c-1) MOS A Canal Diffusé***

Sur un substrat (B) dopé P sont diffusées deux zones très dopées N<sup>+</sup> formant le drain et la source reliées par un canal dopé N. Il existe également des MOS avec un canal P et qui fonctionnent avec des tensions et des courants opposés à ceux ayant un canal N.

Sur le symbole utilisé pour la représentation des MOS à canal diffusé, le canal est représenté par un trait continu. Une flèche montre la jonction substrat-canal, elle est orientée dans le sens passant de la diode. Les quatre électrodes peuvent être accessibles mais le substrat et la source peuvent être reliés en interne.

Pour un potentiel  $V_{GS}$  nul et sous l'action de la tension drain-source, un courant drain  $I_D$  circule dans le canal. Sa section diminue quand on se rapproche du drain. Si  $V_{GS}$  est négatif, on induit par effet capacitif des charges positives dans le canal et donc des recombinaisons : la population en électrons diminue et la conduction du canal diminue. Le potentiel du canal est d'autant plus positif que l'on se rapproche du drain. Au contraire, si  $V_{GS}$  est positif la zone appauvrie en porteurs régresse dans le canal et le courant drain augmente. Selon la valeur de la tension grille-source  $V_{GS}$ , le canal est plus ou moins conducteur.

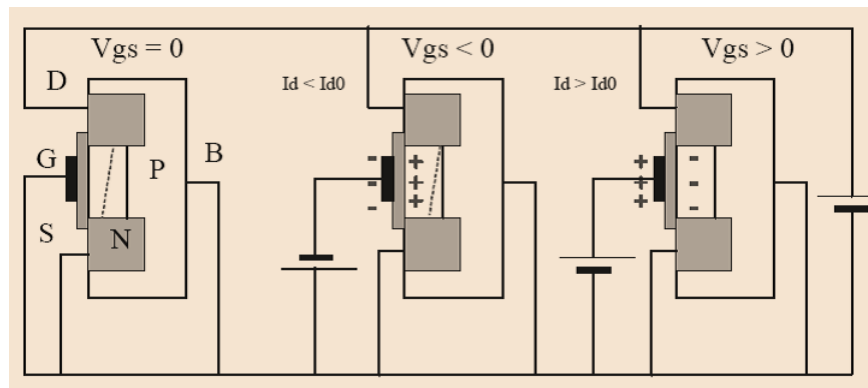
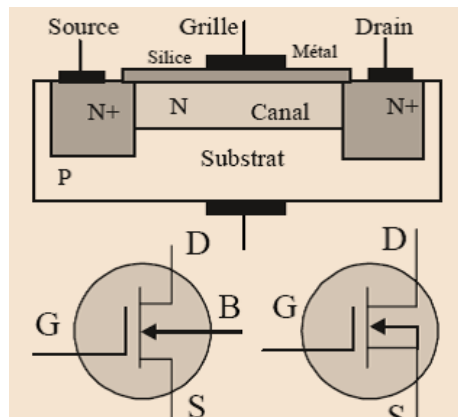


Figure I-09 : Principe d'un MOSFET à canal diffusé

II-3-c-2) MOS A Canal Induit

Pour ce type de transistor il n'y a pas de canal créé lors de la fabrication. Pour les tensions de grille  $V_{GS}$  négatives, la jonction drain-source est bloquée et le courant drain  $I_D$  est nul. Les seuls porteurs libres dans la zone P sont des électrons d'origine thermique. Si  $V_{GS}$  est assez positif, les charges négatives du matériau P se regroupent au voisinage de la grille et forment une couche conductrice entre le drain et la source. Cette couche se comporte comme une zone N qui est induite dans la zone P par inversion de la population des porteurs.

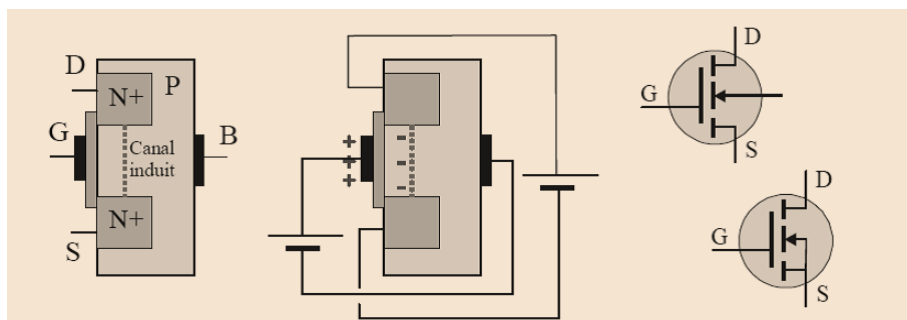


Figure I-10 : Principe d'un MOSFET à canal induit

La tension de seuil minimale pour induire un canal est notée  $V_{th}$  (th est mis pour threshold = seuil). Si  $V_{GS}$  croît au-delà du seuil, la section du canal augmente et  $I_D$  croît. Par construction le substrat est souvent relié à la source. Sur le symbole des MOS à canal induit, le canal est représenté par un trait discontinu. Une flèche indique le sens pour lequel la jonction substrat-canal est passante. Il existe également des transistors complémentaires dans lesquels le canal induit est de type P.

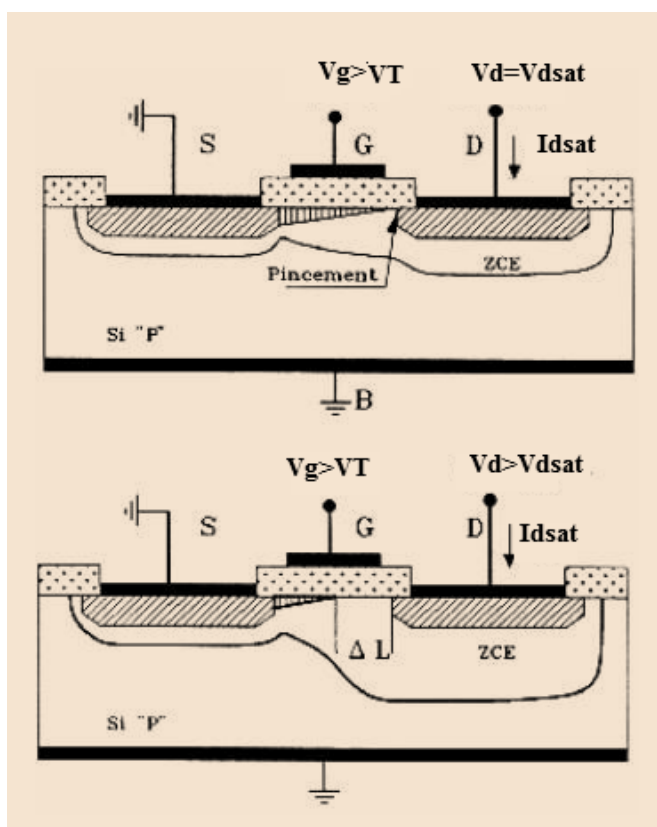


Figure I-11 : Pincement du canal en fonction de  $V_d$

**II-3-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION**

La couche de silice qui isole la grille de commande est tellement mince qu'elle sera détruite par une tension grille-source excessive. Le simple fait d'apporter des charges statiques sur la grille peut provoquer la destruction du dispositif. En effet la capacité du condensateur grille-silice-canal est si petite que même des quantités minimales d'électricité peuvent créer des champs électriques supérieurs au seuil de claquage de l'isolant. Ce claquage est irréversible et destructeur. La grille étant isolée, la résistance d'entrée du transistor MOS est très élevée (de  $10^{11} \Omega$  à  $10^{15} \Omega$ ), et la capacité grille-source étant très faible, ces transistors sont extrêmement sensibles aux charges électrostatiques qui peuvent provoquer le claquage de la couche de silice. [15].

Il faut donc intégrer des dispositifs de protection contre les surtensions (le plus souvent, deux diodes tête-bêche placées entre grille et source). En raison de leurs très petites dimensions, de leur faible consommation et de leur facilité d'intégration, le domaine privilégié d'emploi des transistors MOS est celui des circuits intégrés (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques).

Certes, ces dispositifs sont encore moins rapides [16], Malgré que des progrès spectaculaires ont été effectués en vue de la miniaturisation des transistors MOS et plus particulièrement la diminution de la longueur du canal, ce qui a permis d'augmenter la densité d'intégration et la vitesse de fonctionnement des circuits mais cette réduction de dimensions à engendrer des phénomènes parasites ( modification de la tension de seuil, augmentation du phénomène des porteurs chauds, ...) qui détériorent les caractéristiques courant-tension. Toutefois, les technologues ont imaginé des procédés de fabrication particuliers en vue de conserver ces caractéristiques (Technologie SOI, NMOS, CMOS, VMOS, ...), par exemple les transistors de type VMOS (à grille particulière en forme de V) permettent des applications de puissance (plusieurs dizaines de watts) jusqu'à des fréquences très élevées (plusieurs milliers de mégahertz).

## **II-4) TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A CONTACT SCHOTTKY (MESFET)**

### ***II-4-a) HISTORIQUE [17]***

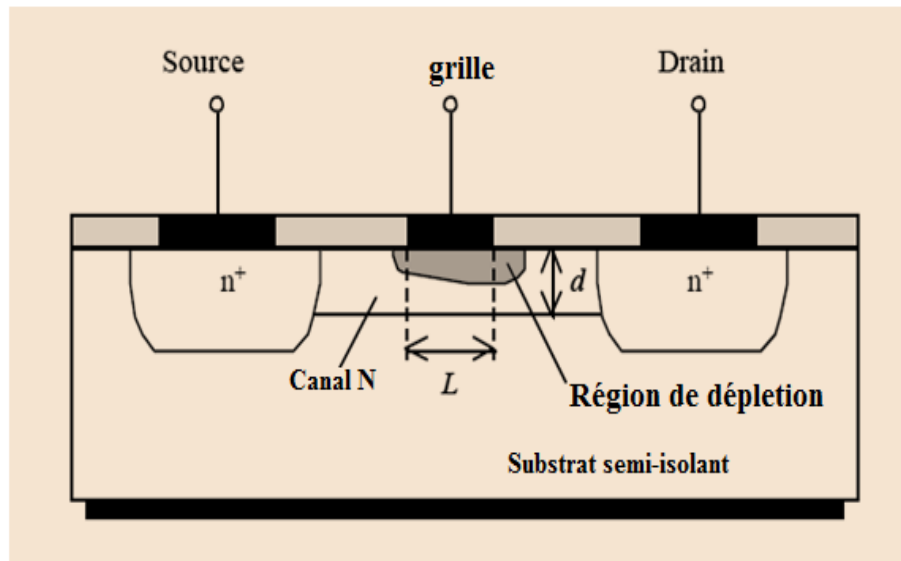
Le MESFET (Metal Semi-conducteur Field Effect Transistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. En 1966 Carver Mead [18] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FET par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), puis réalisé par Hoop [19]. 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. Les premiers résultats obtenus avec un MESFET au carbure de silicium (4H-SiC) datent de 1994.

### ***II-4-b) DESCRIPTION [3]***

La structure du transistor à effet de champ à contact Schottky est tout à fait comparable à celle du transistor à effet de champ à jonction, la jonction  $p^+n$  est remplacée par une barrière de Schottky métal-semiconducteur. Le principe de fonctionnement aussi, la largeur du canal conducteur est modulée par la variation de la largeur  $h$  de la zone de charge d'espace de la diode Schottky.

Dans l'état de l'art aujourd'hui, la structure du Transistor à effet de champ à contact Schottky repose sur une couche active (canal) directement implantée dans le substrat semi-isolant. Ensuite, la grille en métal réfractaire est déposée pour matérialiser le contact schottky. Puis les zones  $N^+$  sont implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès auto alignées sur la grille.

La figure (I-12) présente une coupe schématique d'un MESFET. La structure présentée met en évidence les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type N qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de source et de drain sont des contacts ohmiques contrairement au contact Schottky de grille.



**Figure I-12 : Vue en coupe du MESFET GaAs avec longueur de grille  $L$  et épaisseur du canal  $d$**

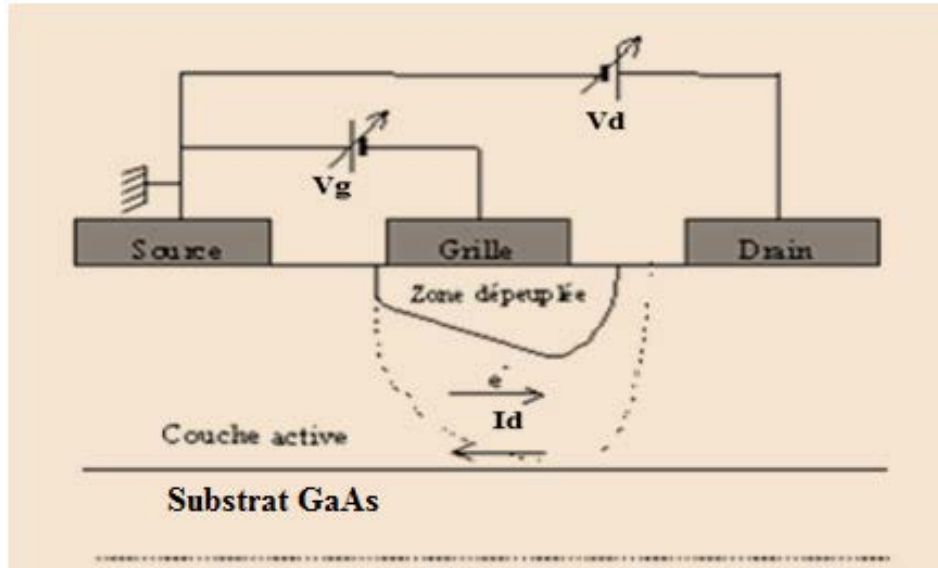
En fait, le MESFET a été réalisé pour mettre à profit la rapidité de la réponse de la diode Schottky résultant de l'absence de stockage de porteurs minoritaires. Des transistors à effet de champ à contact Schottky présentant une fréquence de coupure de l'ordre de 50 GHz ont été réalisés. Pour mettre à profit dans les meilleures conditions la vitesse de réponse de la diode Schottky, la longueur du canal est en outre considérablement réduite par rapport au transistor à effet de champ à jonction, cette longueur  $L$  est de l'ordre du micron.

#### **II-4-c) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT [17]**

Le principe de fonctionnement du MESFET repose essentiellement sur la jonction métal semi-conducteur (SC) entre l'électrode de grille et le canal. Lorsque la grille est mise en contact avec un semi-conducteur de type N, les électrons du semi-conducteur au voisinage du métal diffusent dans ce dernier laissant ainsi une zone dépeuplée sous la grille d'une profondeur  $d$ . perdant des électrons, le SC devient de plus en plus positif par rapport au métal, ce qui donne naissance à un champ électrique inverse freinant la diffusion des électrons.

Le flux des porteurs de la source au drain est contrôlé par une grille qui module l'épaisseur du canal. Le contact de la grille est de type Schottky et ceux du drain et de la source sont de type ohmique. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE) ou zone de déplétion, se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de

la couche active non dépeuplée. En régime de fonctionnement normal le drain est polarisé positivement par rapport à la source, tandis que la grille est polarisée négativement, toujours par rapport à la source.



**Figure I-13 :- Vue en coupe et polarisation d'un MESFET**

Le réseau typique de sortie du MESFET est composé de deux zones :

La zone linéaire qui est aussi appelée zone ohmique. Pour une valeur de  $V_{gs}$  fixée, supérieure à la tension de pincement, le courant  $I_{ds}$  est proportionnel à la tension  $V_{DS}$ . La section du canal est pratiquement uniforme. Le canal se comporte alors comme une conductance contrôlée par la tension  $V_{GS}$ .

La zone de saturation existe pour des  $V_{ds}$  assez forts, entraînant une extension de la zone de charge d'espace côté drain. La section du canal est alors resserrée et limite donc le courant  $I_{ds}$ . Le fonctionnement du canal peut être alors schématiquement divisé en deux zones ; une zone ohmique et une zone saturée.

Notons qu'en régime de fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement par rapport à la source tandis que le drain est polarisé positivement par rapport à la source également. 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. Si on diminue  $V_{GS}$ , la profondeur  $d$  de la zone dépeuplée d'électrons augmente. Par conséquent le courant  $I_{ds}$  diminue. Lorsque  $d$  atteint une valeur particulière, 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.

#### **II-4-c-1) Les Effets Thermiques**

Une apparition d'énergie thermique est provoquée par le passage d'un courant inverse de la grille sous une tension élevée. La résistance d'un semi-conducteur diminue quand la température augmente, alors que celle d'un conducteur augmente. L'état thermique résulte de la température ambiante et de l'auto-échauffement du composant. Dans les transistors à effet de champ, la génération de chaleur est essentiellement due à l'effet joule et est égale à la puissance électrique dissipée.

L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la mobilité des porteurs. Il en résulte une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance de sortie

#### **II-4-c-2) Les Effets D'avalanche**

L'effet d'avalanche résulte de la rupture des liaisons covalentes de la zone de charge d'espace (ZCE), ces ruptures sont dues à de violentes collisions entre le réseau et les porteurs libres accélérés. Ce phénomène correspond à la génération thermique d'une paire électron trou, si le champ électrique dans la ZCE n'est pas élevé, ce processus conduit à un courant inverse normal. Par contre si le champ est suffisamment élevé l'électron et le trou vont acquérir assez d'énergie pour que la collision avec le réseau soit susceptible de viser des liaisons covalentes et de provoquer ainsi l'apparition de nouvelles paires électron-trou. Lors de l'impact l'électron perd une partie de son énergie puis il repart accéléré par le champ contribuant ainsi à l'augmentation brutale du courant inverse.

Le fonctionnement en puissance des TEC est essentiellement limité d'une part en courant par la conduction de la ZCE et d'autre part en tension par des phénomènes d'avalanches.

**II-4-c-3) Les Effets De Piège**

Les défauts localisés dans les cristaux, ainsi que la présence d'impuretés cristallines sont la cause des effets de pièges dans les composants semi-conducteurs. Ces défauts sont classés en deux catégories :

- Défauts propres du cristal tels que les lacunes (absence d'atomes dans les sites qui devraient normalement les contenir), les défauts interstitiels (la présence d'un atome en dehors d'un nœud du réseau cristallin) et les anti-sites (un matériau contenant des atomes différents A et B : A peut occuper la place de B et inversement)
- Les pièges dans les semi-conducteurs génèrent des états intermédiaires d'énergie dans la bande interdite pouvant être occupés par des porteurs. Les temps d'émission et de capture des porteurs par les pièges sont compris entre 1ns et plusieurs secondes. Ces pièges vont générer des courants transitoires avec des constantes de temps non négligeables.

**II-4-c-4) Principe De Polarisation**

Nous avons deux situations :

Si on applique une tension positive du côté du métal M et une autre négative du côté du semi-conducteur SC, la bande de conduction du SC va s'élever. La courbure diminue ainsi la barrière SC-M diminue. L'équilibre est rompu et les électrons diffusent du SC vers le M. il crée alors un courant du métal vers le semi-conducteur.

Si on applique une tension négative du côté du métal M et une autre positive du côté du semi-conducteur SC, la bande de conduction du SC est abaissée, augmentant ainsi la barrière de potentiel qui s'oppose à la diffusion des électrons du SC vers le M. la structure est polarisée en sens inverse. La structure M-SC dans ce cas constitue un contact redresseur appelé Diode Schottky, en référence au modèle qui régit son fonctionnement : à l'hétéro-interface métal/semi-conducteur apparaît une barrière de potentiel pour les électrons (tension de built-in  $V_b$ ), qui correspond à la différence de travail de sortie entre le métal et le semi-conducteur..

**II-4-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION [17]**

Le MESFET GaAs est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, les propriétés de transport électronique de

l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V. Pour fournir une puissance élevée, le FET doit pouvoir délivrer un courant drain-source  $I_d$  le plus élevé possible tout en supportant des tensions  $V_d$  de grande amplitude. Cependant, l'obtention d'un fort courant  $I_d$  nécessite l'emploi de dopages élevés qui entraînent une dégradation de la tension de claquage. D'autre part, si l'on veut privilégier un fonctionnement à de très hautes fréquences, il convient de réduire la longueur de grille. La nécessité de garder un facteur d'aspect (le rapport entre la longueur de grille et l'épaisseur de la couche active) raisonnable contraint alors à diminuer l'épaisseur de cette couche active, ce qui se traduit par une diminution du courant drain-source.

Pour des applications de forte puissance, des MESFET utilisant des matériaux dits à « grand gap » présentent des caractéristiques intéressantes. Ainsi, l'utilisation du Carbure de Silicium SiC permet d'obtenir des performances élevées grâce à un champ de claquage huit fois plus élevée et une conductivité thermique trois fois plus élevée que le Silicium.

Ces propriétés permettent d'utiliser les composants avec des tensions très élevées, de plusieurs dizaines de volts et à haute température. Compte tenu de ces performances, le domaine d'utilisation privilégié de ces composants est l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) pour l'émission en station de base par exemple.

## **II-5) LE TRANSISTOR HEMT**

### ***II-5-a) HISTORIQUE [20]***

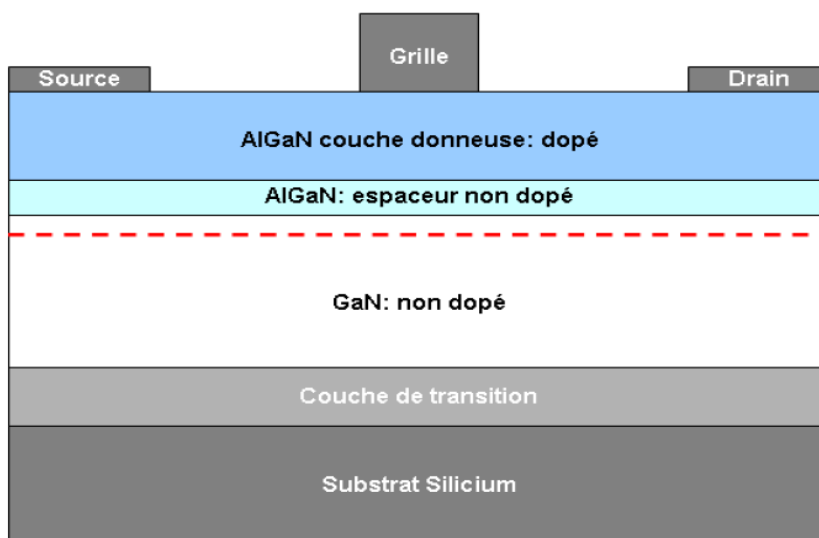
Les premiers transistors HEMT (High Electron Mobility Transistor), ou encore appelé MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), présentent des caractéristiques très intéressantes pour des applications mettant en jeu des densités de puissance significatives, à haute fréquence.

Ils sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson) . En 1985, le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde. Initialement, ce transistor était utilisé dans un radiotélescope à Nobeyama, Japon, qui présente un diamètre de 45 mètres. En refroidissant le composant à la température de

l'hélium liquide, il est possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années lumières de la Terre. Plus tard, le HEMT sera implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant se fera une place dans notre quotidien.

Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990.

**II-5-b) DESCRIPTION [21,22]**



**Figure I-14 : Vue en coupe du transistor HEMT AlGaIn/GaN [21]**

La figure (I-14) représente la structure de couches d'un HEMT classique. Ce type de transistor, tire sa particularité de son contact métal/semi-conducteur de grille, que l'on nomme Schottky. Le comportement électrique de ce contact est celui d'une diode. En polarisation inverse, cette jonction se comporte comme un condensateur.

La structure d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap et un matériau à petit gap (figure 1-14). On retrouve les électrodes de source, grille et drain, communes au MESFET.

La couche superficielle (appelée Cap Layer) est formée par un matériau de faible bande interdite, pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.

La couche à grand gap non dopée est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposé après gravure du Cap Layer (fossé de grille ou recess).

La couche de matériau à grand gap dopé a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure ; c'est la couche donneuse. Ce dopage, pouvant être volumique, est généralement réalisé par un plan de dopage silicium.

Vient ensuite l'espaceur (spacer), une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid), permettant de séparer les atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal. Les interactions à distance électrons-impuretés sont ainsi réduites. Plus cette couche sera épaisse, meilleure sera la mobilité des électrons dans le canal. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un espaceur fin.

Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.

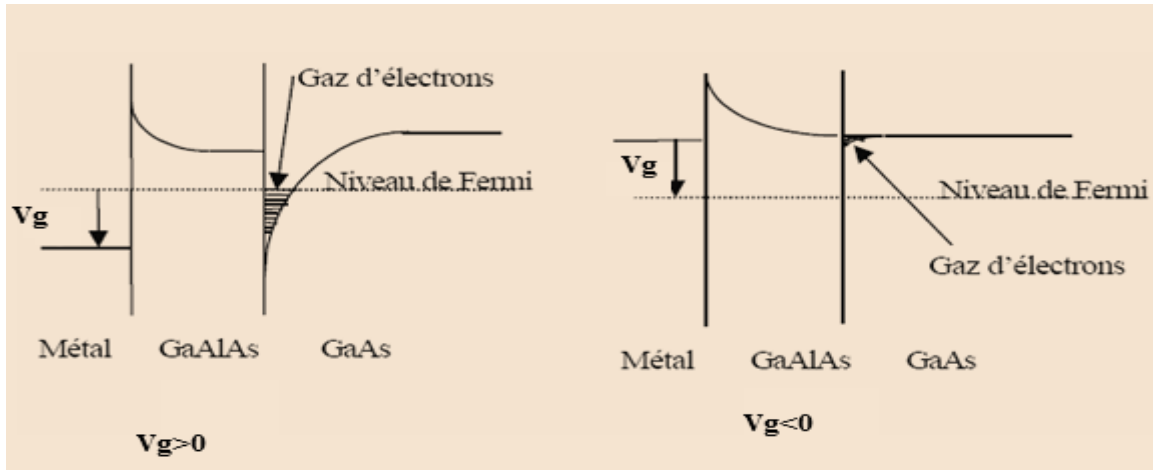
Une couche tampon, communément appelée buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches.

Enfin, le substrat semi-isolant (SI) est un matériau binaire qui identifie la filière (GaAs, InP).

### ***II-5-c) PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT***

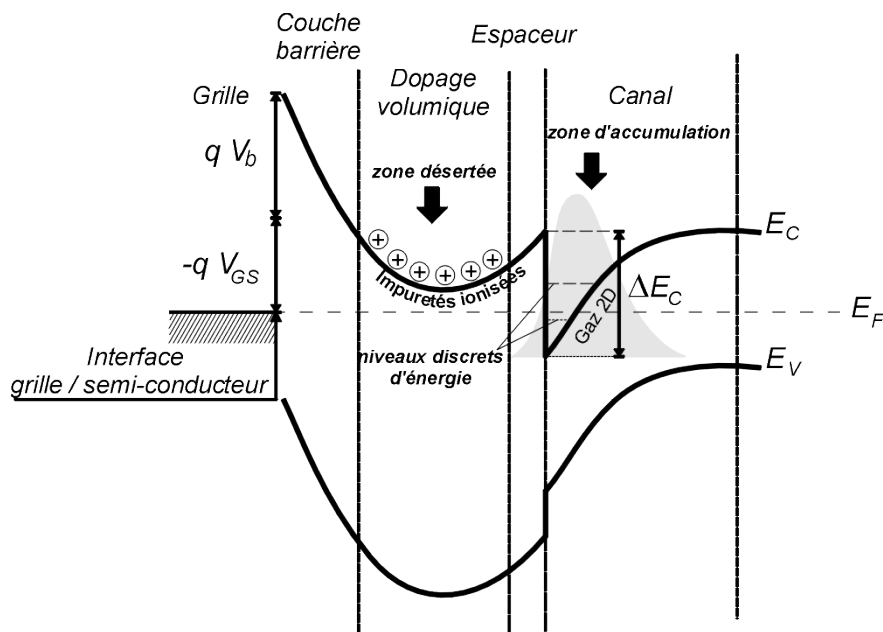
Le principe de fonctionnement du HEMT est identique à celui d'un transistor à effet de champ à grille Schottky de type MESFET. Il est basé sur la modulation de la conductance entre deux contacts ohmiques appelés "Source" et "Drain", par l'action électrostatique d'une électrode de commande dénommée "Grille".

La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le canal, et donc au courant entre source et drain. C'est l'effet d'amplification transistor qui permet de transformer un faible signal appliqué sur la grille en un signal plus fort récupéré sur le drain.



**Figure I- 15 : Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.**

Dans le cas du HEMT, la juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux. Cette "hétérojonction", illustrée par la figure I-15, entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où transfèrent et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse. L'hétérojonction est caractérisée par la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$  entre les deux matériaux.



**Figure I-16 : structure de bande d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille.**

Le transfert de charges génère dans la couche donneuse une zone désertée. Le profil électrique de charges détermine la courbure de bande de part et d'autre de l'hétérojonction, ce qui se traduit par la formation d'un puits de potentiel de forme triangulaire dans le canal. Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie, apparaissent les effets quantiques. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction. On appelle gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG : two Dimensional Electron Gas), l'accumulation des électrons dans ce puits. L'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des mobilités importantes. Le HEMT bénéficie donc d'un transport électronique dans un gaz (quasi-bidimensionnel) bien supérieur à celui d'un matériau dopé. Notons que dans le cas de la figure I-14, le canal du HEMT est situé entre deux matériaux de grand gap. La structure de bande n'est plus alors constituée d'une seule hétérojonction, comme sur la figure I-16, mais d'une double hétérojonction, améliorant encore ainsi le confinement des électrons dans le canal.

Les performances fréquentielles des HEMT sont liées au temps de transit entre la source et le drain. Monter en fréquence revient donc à réduire les dimensions du

composant, mais également à utiliser des matériaux présentant des mobilités électroniques élevées. C'est cet aspect "matériaux" que nous allons aborder maintenant.

#### ***II-5-d) CONTRAINTES ET DOMAINES D'UTILISATION [3]***

Si le HEMT a permis des utilisations en fréquence bien plus hautes que celles du MESFET, sa limite fréquentielle est de l'ordre de 60-70 GHz. Cette limite est principalement due aux propriétés de transport du matériau intrinsèque, c'est-à-dire l'Arséniure de Gallium. De plus le HEMT génère un bruit basse fréquence élevé. Il est le composant privilégié pour des applications de puissance hautes fréquences ainsi que pour des applications à faible bruit telles que les circuits de pré-amplification des satellites ou encore les oscillateurs. En conséquence pour satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base a été de remplacer le GaAs du canal par un autre matériau à faible gap autorisant une vitesse  $V_s$  à fort champ électrique la plus élevée possible l'InGaAs. Les récents progrès technologiques en matière d'épitaxie ont donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction le HEMT pseudo-morphique (PHEMT).

### **III) CONCLUSION**

Après avoir rappelé la structure physique et le principe de fonctionnement des différents transistors à effet de champ (JFET, MOSFET, MESFET et des HEMT), et à travers une analyse de leurs performances pour des applications hautes fréquences et hautes puissance, nous nous sommes particulièrement intéressés au MESFET GaAs qui est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde [23]. En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. Ceci va permettre de réduire le temps de transit dans la grille ainsi que dans les résistances de contact. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V. Ceci indique que pour des composants tels que les MESFET, les performances fréquentielles seront supérieures à celles des composants réalisés sur silicium.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1]. **W. SHOCKLEY**  
“A unipolar field effect transistor “  
Proc. Of the IRE, vol.40, pp.1365-1376, 1952.
- [2]. **S, BELHOUR**  
“Simulation du transistor à effet de champ a grille Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs “  
Mémoire de magister, Université de Constantine, 2007.
- [3]. **H. MULLER et J. N. MYKLEBUST**  
“Les composants actifs hyperfréquences”  
[www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors\\_HF.doc](http://www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc)
- [4]. **O. VANBESIEN**  
“Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO. Hyperfréquences”  
Cours DESS, septembre 2003.
- [5]. **R. P. JINDAL**  
“Compact Noise Models for MOSFETs”  
IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 53, NO. 9, september 2006.
- [6]. **H. MATHIEU**  
“ physique des semi-conducteurs et des composants électroniques”  
Edition MASSON (2004).
- [7]. **R. KHLIL**  
“hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant et tension”  
Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2005.
- [8]. **M. HUBIN,**  
<http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/index.htm>
- [9]. **J.E. LILIENFELD,**  
“Amplifier for electric currents”  
US Patent No. 1, 877,140, application filed December 8, 1928.
- [10]. **J. BARDEEN et al,**  
Three electrode circuit element,  
U.S. Patent No. 2, 524,035, Issued October 3, 1950. Filed June 17, 1948.

- [11]. **J. KILBY**,  
Miniaturized Electronic Circuits,  
U.S. Patent No. 3, 138,743, June 23, 1964.
- [12]. **M.A. ABDI**.  
“Modélisation de l’ inverse de la pente sous seuil des transistor FETs nanométriques”  
Mémoire de magister, Université de Batna, 2006
- [13]. **JC. MICHEL**  
“ COURS : Les transistors à effet de champ”  
<http://JC.MICHEL.free.fr>
- [14]. **J. H. KRENZ**  
Electronic Concepts: An Introduction  
Cambridge University Press, 28 févr. 2000
- [15]. **R. H. CRAWFORD**,  
“Mosfet in Circuit Design”,  
McGraw-Hill, 1967
- [16]. **F. DJEFFAL**  
“Modélisation et simulation prédictive du transistor MOSFET fortement submicronique, Application à la conception des dispositifs Intégrés”  
Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006.
- [17]. **N. DUBUC**  
“Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement”  
Thèse doctorat d'état, Université de Limoges, 2003 84
- [18]. **C. A. MEAD**  
“Schottky barrier gate field effect transistor”  
Proceedings of the IEEE 54 (2): 307–308. (Feb. 1966).
- [19]. **W. ALIOUAT**  
“ Etude des propriétés des transistors à effet de champs à grille Schottky à l'Arséniure de Gallium”  
Thèse de Magistère, université de Constantine, 2006
- [20]. **S. D. MEYER**

“Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur la technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande “

Thèse de doctorat, Université De Limoges, Année 2005

**[21]. C. TEYSSANDIER,**

“ Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudomorphiques sur substrat AsGa : Analyse des effets parasites’ “

Thèse de doctorat, Université de Limoges 2008

**[22]. R.L. ROSS, STEFAN P. SVENSSON, PAOLO LUGLI**

Pseudomorphic HEMT Technology and Applications Springer Science & Business Media, 6 déc. 2012

**[23]. F. HUIN**

“Etude des formes d' ondes permettant une optimisation des performances des amplificateurs de puissance. Application à la conception d'amplificateurs, à faible tension de polarisation, pour les communications mobiles’ “

Thèse de doctorat, Université de LIMOGES, 2001.

## **CHAPITRE II :**

**LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP  
MESFET GaAs A GRILLE SCHOTTKY**

**CHAPITRE II : LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs A**  
**GRILLE SCHOTTKY**

**I) INTRODUCTION**

Dans ce chapitre, nous aborderons les matériaux III-V du tableau Mendeliev. Nous présenterons ensuite les propriétés électroniques de l'Arséniure de Gallium, suivi de la technique de fabrication des substrats semi-isolants GaAs.

L'hétérojonction métal-semiconducteur qui résulte en un contact de type Schottky est fondamentale. Au cours de ce chapitre nous aborderons plus en détail cette hétérojonction et les mécanismes de transport des porteurs à travers ce contact.

Une analyse structurale du transistor MESFET GaAs suivie d'une présentation de son principe de fonctionnement sont décrits sur ce chapitre

Les effets dispersifs des transistors à effet de champ sont rappelés ainsi que les améliorations apportés sur les structures des TEC.

**II) PROPRIETES DES MATERIAUX III-V**

Les semi-conducteurs III-V sont des matériaux composés d'un ou plusieurs éléments de la colonne 3-III (bore, gallium, aluminium, indium, etc.) et de la colonne 5-V (arsenic, antimoine, phosphore, etc.) du tableau périodique de Mendeleïev, tels que l'arséniure de gallium, arséniure d'indium, nitrure de gallium, antimoniure de gallium, phosphore de bore ou des alliages ternaires tels que  $In_xGa_{1-x}As$ . Ils présentent généralement une haute mobilité électronique et une bande interdite directe, et sont utilisés dans des applications opto-électroniques (diodes lasers, cellules solaires, etc.) ainsi qu'électroniques (transistors...). Après le Silicium, ce sont les deuxièmes matériaux semi-conducteurs les plus utilisés dans l'industrie. L'étude de leur structure de bandes montre toutefois, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée [01]. Le tableau (II-1) résume cette situation en donnant l'énergie (énergie de gap) de bande interdite, la masse effective  $m^*/m_0$  (où  $m^*$  et  $m_0$  sont respectivement la masse effective et la masse de l'électron dans le vide) des électrons du bas de la bande de conduction, la mobilité électronique à champ faible  $\mu$  et le paramètre cristallin  $a$  [02].

Ces matériaux sont principalement utilisés en microélectronique pour des circuits intégrés, dans les cellules photovoltaïques et dans les dispositifs optoélectroniques tels que les diodes électroluminescentes (DEL ou LED en anglais).

Composé III-V	Eg (eV)	m*/m0	μ(cm <sup>2</sup> /V.s)	a (Å)
Al P	2,45			5,4510
Al As	2,16			5,6605
Al Sb	1,58	0,12	200	6,1355
B P	2,0			4,5380
Ga P	2,26	0,82	110	5,4512
Ga As	1,42	0,067	8500	5,6533
In P	1,35	0,077	4600	5,8686
In As	0,36	0,023	33000	6,0584
In Sb	0,17	0,0145	80000	6,4794

**Tableau II -1 - Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K.**

Parmi tous les composés (binaires ou ternaires) possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure des bandes, montre notamment que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. Les composés incluant du bore, de l'aluminium, ou de l'azote, et le phosphore de gallium entrent dans cette catégorie, ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'opto-électronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces. À l'autre extrémité, les éléments lourds, comme le thallium ou le bismuth, donnent des composés à caractère métallique. Pour des applications électroniques et opto-électroniques, on considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont les plus intéressantes.

La formation d'alliages ternaires comme Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As ou In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As permet d'ajuster certaines propriétés comme la largeur de la bande interdite (pour les applications opto-électronique), la mobilité des porteurs (pour les applications électroniques) ou encore la

constance de réseau, importante pour la croissance épitaxiale sur des substrats silicium par exemple.

La figure (II-1) [03] représente le diagramme des variations de l'énergie de bande interdite en fonction du paramètre cristallin  $a$  qui varie lui même avec la composition. Les points du graphe montrent la position des composés binaires stœchiométriques, et les lignes représentent l'évolution du gap  $E_g$  et du paramètre cristallin  $a$ , en fonction de la composition des alliages ternaires. Ce diagramme est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de compositions permettant de modifier leurs propriétés électroniques.

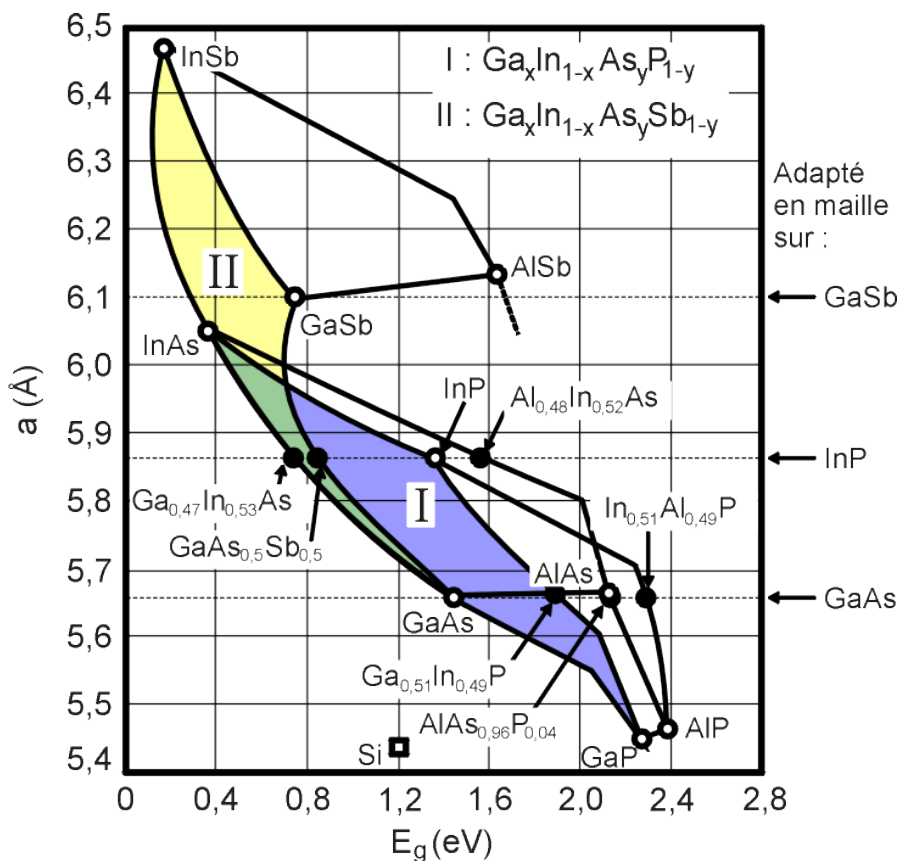
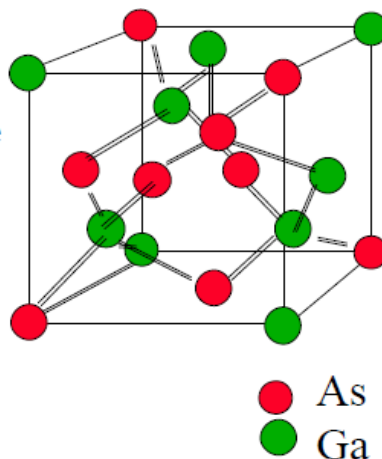


Figure II -1- Evolutions de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages de composés III-V [3].

II-1) STRUCTURE CRISTALLINE DES MATERIAUX III-V.

Les composés III-V massifs cristallisent généralement dans une structure zinc-blende figure

(II-2). Ce réseau est constitué de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées (cfc) interpénétrés, l'un étant formé par les éléments III et l'autre par les éléments V. À l'échelle nanoscopique, la structure wurtzite devient également stable pour certains matériaux III-V (GaAs, InAs) et offre une autre possibilité d'ajuster leur propriété opto-électroniques, lorsque cette transition est bien contrôlée. Plusieurs études ont montré le contrôle de cette transition pour des nanofils ou des boîtes quantiques<sup>1</sup>.



**Figure II -2- Maille cristallographiques de la structure GaAs Zinc Blende [04].**

### III) ARSENIURE DE GALLIUM

L'arséniure de gallium est un composé chimique de formule brute GaAs appartenant à la famille des semiconducteurs III-V. C'est un matériau semiconducteur utilisé notamment pour réaliser des composants micro-ondes et des composants opto-électroniques, des diodes électroluminescentes dans l'infrarouge ou des cellules photovoltaïques. Le GaAs est dit « III-V » car le gallium et l'arsenic se trouvent respectivement dans les colonnes III et V du tableau périodique des éléments, et présentent donc trois et cinq électrons de valence.

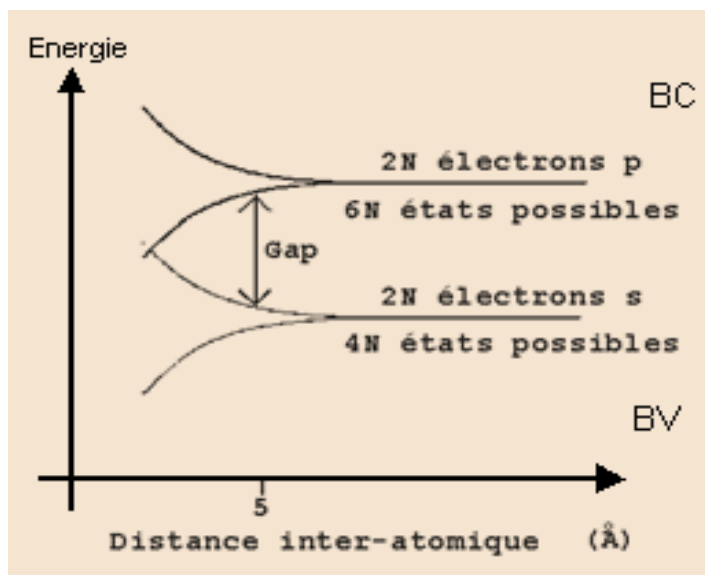
#### III-1) PROPRIETES PHYSIQUES DE L'ARSENIURE DE GALLIUM [05], [06].

##### III-1-a) STRUCTURE DES BANDES D'ENERGIE.

Les semi-conducteurs et les métaux possèdent une structure cristalline particulière, c'est-à-dire que les atomes sont groupés en réseaux régulièrement disposés dans l'espace. Dans ces réseaux, la distance inter-atomique étant faible, de l'ordre de quelques Å, les atomes ne peuvent plus être considérés comme isolés, et il en résulte des interactions de

nature électrostatique entre les divers atomes.

Les états d'énergie électroniques sont distribués selon une loi de dispersion appelée structure de bandes, représentée par une succession de bandes permises pouvant être séparées par des bandes interdites. Toutes les directions de propagation des électrons, c'est à dire tous les points du réseau réciproque, doivent être examinées afin d'établir l'existence d'une bande interdite. Si un tel gap d'énergie existe au dessus de la bande supérieure entièrement remplie par les électrons, à la température absolue zéro, le cristal est un isolant. Dans le cas particulier d'une largeur de bande interdite relativement petite, le solide est semi-conducteur. Dans tous les autres cas où le niveau de Fermi à la température zéro coïncide avec un niveau d'énergie dans une bande permise [6], le solide est un métal.



**Figure II– 3 : Diagrammes d'énergie des éléments du groupe IV.**

Dans les semi-conducteurs, à température différente de zéro, les porteurs de charges peuvent être des électrons dans la bande de conduction (BC) figure II-03 et des trous dans la bande de valence (BV). Leur comportement dynamique est décrit à l'aide des paramètres de masse effective qui tiennent compte, en moyenne, de l'influence du potentiel périodique cristallin. La largeur de bande interdite (Gap) et les masses effectives sont des paramètres significatifs pour les propriétés des semi- conducteurs. Considérons le gap des différents semi-conducteurs. Le gap est par définition la largeur de la bande interdite, c'est-à-dire la différence d'énergie entre le minimum absolu de la bande de conduction et le maximum absolu de la bande de valence. Les structures de

bandes font apparaître deux types fondamentaux de semi- conducteurs : les semi-conducteurs dans lesquels le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés en des points différents de l'espace des k, et les semi-conducteurs pour lesquels ces extrêmes sont situés au même point de l'espace des k, k représentant le vecteur d'onde.

Les seconds sont dits à gap direct, le prototype en est l'Arséniure de Gallium GaAs, les premiers sont dits à gap indirect. La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction du semi-conducteur avec un rayonnement électromagnétique et par la suite dans le fonctionnement des composants optoélectroniques [6].

Le tableau II-1 présente la classification périodique des éléments des groupes III, IV et V. Les gaps des différents semi-conducteurs sont portés dans le tableau II-2. On remarque que le gap augmente quand on passe du groupe IV aux groupes III et V.

<b>Groupe III</b>	Bore (B)	Aluminium (Al)	Gallium (Ga)	Indium (In)	Thallium (Tl)
<b>Groupe IV</b>	Carbone (C)	Silicium (Si)	Germanium (Ge)	Etain (Sn)	Plomb (Pb)
<b>Groupe V</b>	Azote (N)	Phosphore (P)	Arsenic (As)	Antimoine (Sb)	Bismuth (Bi)

**Tableau II – 2 : Classification périodique des éléments des groupes III, IV et V**

Semi-conducteur	Gap (eV)		Nature du gap	Constante diélectrique Relative $\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0$
	4°K	300°		
C (c)	5.48	5.47	indirect	5.57
Si (c)	1.16	1.12	indirect	12
SiC (6H)	-	3.23	indirect	9.7
GaN (H)	-	3.44	direct	9.5
GaAs (c)	1.52	1.43	direct	11.5
InP (c)	1.42	1.27	direct	12.1

**Tableau II – 3 : Energie du gap des différents semi-conducteurs**

**(c) : structure cubique (H) : structure hexagonale**

**III-2) PROPRIETES ELECTRONIQUES DU GaAs [08]**

Le GaAs possède des propriétés électroniques intéressantes grâce à sa structure de bande directe :

1) Il se prête facilement à la réalisation de diodes Schottky de hauteur de barrière élevée à partir de métaux divers qui rendent possible la fabrication de transistors à effet de champ à jonction métal-semiconducteur (MESFET).

2) Il permet, par l'épitaxie d'un composé ternaire (par exemple Ga-Al-As de largeur de bande différente), de réaliser des composants nouveaux tels que le transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel (HEMT), ou encore les transistors bipolaires à hétérojonctions HBT.

3) Les propriétés de transport électronique du GaAs sont remarquables : mobilité très élevée ( $8000 \text{ cm}^2\text{v}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation élevée ( $2.10^7 \text{ cm/s}$ ) obtenue pour un champ électrique trois fois plus faible que pour le silicium. Ces propriétés garantissent l'obtention de vitesses de commutation élevées sous de faibles consommations [Tableau II-4].

4) De par sa grande largeur de bande interdite, le GaAs peut être obtenu sous forme d'un semi-isolant de haute résistivité ( $10^7$  à  $10^9 \Omega \cdot \text{cm}$ ). L'épitaxie ou l'implantation de la couche active dans ce semi-isolant, permet d'assurer l'isolation interdispositif et ainsi, d'offrir des capacités parasites entre les dispositifs et le plan de masse extrêmement faibles.

Nom	Symbol	Unités	Valeur
Structure cristalline			Zinc Blende
Paramètre cristallin	a	Å	5,63
Masse molaire	M	g. mole <sup>-1</sup>	144,63
Masse volumique	ρ	g. cm <sup>-3</sup>	5,32
Nombre atomes par unité de volume	N	cm <sup>-3</sup>	4,4.10 <sup>22</sup>
Hauteur de la Bande Interdite	Eg	eV	1,42
Densité effective d'états dans la Bande de Conduction	Nc	cm <sup>-3</sup>	4,7.10 <sup>17</sup>
Densité effective d'états dans la Bande de Valence	Nv	cm <sup>-3</sup>	7,0.10 <sup>18</sup>
Mobilité des électrons	μn	cm <sup>-2</sup> .v <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	8,5.10 <sup>3</sup>
Mobilité des trous	μp	cm <sup>-2</sup> .v <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup>	4,0.10 <sup>2</sup>
Vitesse de saturation des électrons	vsn	cm. s <sup>-1</sup>	1.10 <sup>7</sup>
Constante diélectrique relative	εr		12.9
Champ de claquage	Eav	kv. cm <sup>-1</sup>	3.10 <sup>2</sup>
Affinité électronique	χs	eV	4.07
Coefficient de dilatation thermique	αl	k <sup>-1</sup>	6,86.10 <sup>6</sup>
Chaleur spécifique	C	J.g <sup>-1</sup> .k <sup>-1</sup>	0.35
Conductivité thermique	λ	W. cm <sup>-1</sup> .k <sup>-1</sup>	0.46
Température de fusion	Tf	° C	1240

**Tableau II -4- Données de l'arséniure de gallium (GaAs : 300 K)**

**III-3) FABRICATION DU GaAs [09]**

L'arséniure de gallium peut être préparé directement par réaction directe entre les éléments arsenic et gallium, principe utilisé dans de nombreux procédés industriels [10] :

1- Croissance de cristal utilisant un four horizontal par la technique de Bridgman-Stockbarger, dans laquelle des vapeurs de gallium et d'arsenic réagissent pour former des molécules libres qui se déposent sur un germe cristallin dans la partie la plus froide du four.

2- Méthode LEC (Liquid encapsulated Czochralski) utilisée pour produire des monocristaux à haute pureté qui présentent des caractéristiques semi-isolantes. Cette technique a permis la fabrication GaAs semi-isolant avec un niveau de dopage résiduel très faible (de l'ordre de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ), aussi la croissance de lingots de GaAs de haute pureté est rendu possible. De grandes dimensions (76.2mm de diamètre, jusqu'à 5kg), présentant de faibles dislocations ( $10^4 \text{ cm}^{-3}$ ), une stabilité remarquable et une haute résistivité convenant à l'utilisation des techniques d'implantation ionique. De grandes plaquettes rondes orientées <100> sont maintenant disponibles pour être traitées par les équipements modernes de fabrication de semi-conducteurs.

Des améliorations apportées par l'emploi de la méthode de tirage Czochralski permettent l'implantation directe de la couche active dans le substrat semi-isolant. Ce procédé offre l'énorme avantage d'un excellent contrôle de la tension de seuil sur l'ensemble de la plaque.

Parmi les autres méthodes destinées à former des couches minces de GaAs, on compte [10,11] :

- a- l'épitaxie en phase vapeur (VPE) entre le gallium sous forme de gaz et le trichlorure d'arsenic :  $2 \text{ Ga} + 2 \text{ AsCl}_3 \rightarrow 2 \text{ GaAs} + 3 \text{ Cl}_2$
- b- MOCVD entre le triméthylgallium et l'arsine :  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3 + \text{AsH}_3 \rightarrow \text{GaAs} + 3 \text{ CH}_4$
- c- Épitaxie par jet moléculaire (MBE) du gallium et de l'arsenic :  $4 \text{ Ga} + \text{As}_4 \rightarrow 4 \text{ GaAs}$   
ou  $2 \text{ Ga} + \text{As}_2 \rightarrow 2 \text{ GaAs}$

Dans l'industrie, la gravure humide de l'arséniure de gallium est effectuée en utilisant un oxydant tel que le peroxyde d'hydrogène ou l'eau bromée [12] .

L'arséniure de gallium est oxydable dans l'air, ce qui dégrade ses performances en tant que semi-conducteur. Il est possible de passiver sa surface en y déposant une couche de sulfure de gallium (II) cubique [13].

## **IV) LE CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR- LA DIODE SCHOTTKY [14,15,16]**

### **IV-1) INTRODUCTION**

Pour la réalisation des composants semi-conducteurs [17], l'hétérojonction métal-semiconducteur est fondamentale. Elle se présente sur tous les dispositifs sous forme de contact ohmique pour assurer la connexion entre la "puce" et le boîtier. Elle peut également se comporter comme un contact redresseur de l'électrode de grille d'un transistor à effet de champ, ce que nous appelons diode Schottky, qui doit son nom à Walter H. Schottky (1886-1976), un physicien allemand. Il a collaboré avec Siemens.

La diode Schottky utilise une jonction métal-semi-conducteur. Cette jonction est appelée barrière de Schottky. Le fonctionnement de la diode est déterminé par l'asymétrie de l'interface entre le métal et le matériau semi-conducteur.

Deux propriétés principales différencient les diodes Schottky des autres types de diodes. Premièrement, la chute de tension est beaucoup plus faible sur une diode Schottky que sur la plupart des autres types et un temps de commutation très rapide.

Une des applications les plus utiles des diodes est basée sur le fait qu'elles peuvent passer d'un état conducteur à un état non-conducteur lorsque la direction du courant est inversée. Même si les intervalles de commutation sont très courts, étant mesurés en nanosecondes, une diode à jonction P-N a besoin de plus de temps qu'une diode Schottky pour changer d'état. Lorsqu'une diode à semi-conducteur conventionnelle passe de l'état conducteur à l'état non-conducteur, un temps de récupération est nécessaire. Ce délai est inutile dans une diode Schottky parce qu'un des matériaux semi-conducteurs est remplacé par un métal. Par conséquent, comme une diode Schottky n'est pas une jonction à deux semi-conducteurs qui nécessitent une récupération à chaque changement d'état, elle est capable de changer d'état presque instantanément. Cet avantage améliore considérablement l'efficacité du circuit.

L'utilisation de ces types de contacts est très largement répandue dans des mixers radio et des détecteurs de fréquence radio. Ils répondent aux exigences de ces applications grâce à leurs capacités de fonctionnement à très hautes fréquences dans la gamme des MHz [18].

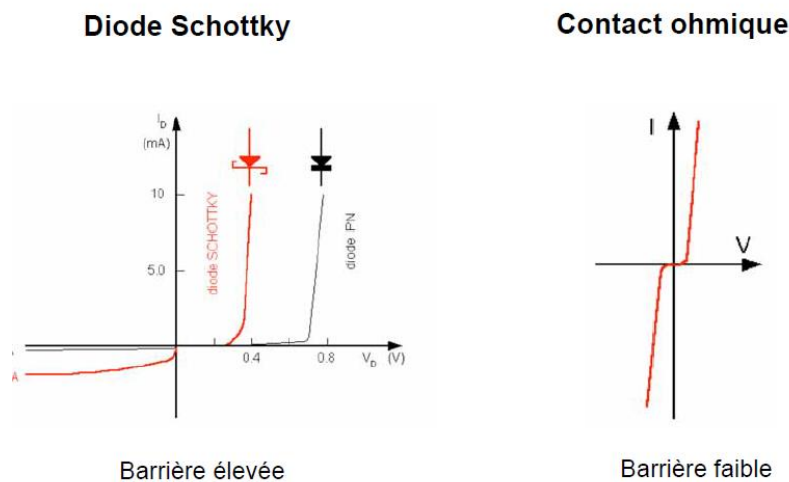
Ce fonctionnement les rend très utiles pour protéger des dispositifs sensibles contre des courants circulant dans la direction opposée [19]. Les chargeurs de batteries en donnent un exemple évident. Si une batterie ou un groupe de batteries est rechargé par une source

d'alimentation externe, le courant doit circuler dans une direction pour les recharger, sans que son sens de circulation ne soit jamais inversé, puisque cela viderait la ou les batteries.

**IV-2) DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE**

La structure Métal-Semiconducteur (M-SC) est le dispositif unipolaire (un seul type de porteurs électrons ou trous) le plus simple. Il est à la base d'un grand nombre de structures plus complexes.

Souvent l'application d'une tension sur une structure MS produit une caractéristique I(V) non symétrique (Figure II-4), la structure se comporte comme un redresseur : c'est une diode SCHOTTKY. Certaines structures M-SC peuvent présenter des caractéristiques I(V) très symétriques, ce sont alors des contacts ohmiques. La maîtrise des contacts ohmiques est capitale pour réaliser les connexions entre les différentes structures d'un circuit intégré.



**Figure II-4 : I(V) dans les cas du contact ohmique et redresseur**

Quelques définitions [20] :

- a- Niveau de Fermi ( $E_f$ ) :** en première approximation, le niveau de Fermi peut être considéré comme une constante, laquelle équivaldrait alors au niveau de plus haute énergie occupé par les électrons du système à la température de 0 K. le niveau de Fermi délimite donc, dans un système, les états occupés et les états vides.
- b- Niveau du vide ( $N_v$ ):** Le niveau du vide dans un semi-conducteur est un niveau qui permet aux électrons de s'extraire en dehors de l'atome quand ils sont sur la bande de conduction.

**c- Le travail de sortie du métal ( $e\Phi_m = N_v - E_f$ ):** C'est l'énergie qu'il faut fournir à un électron dans le métal pour l'extraire du métal. son unité sera l'électronvolt. elle est définie comme la différence entre le niveau du vide et le niveau de Fermi dans le métal.

Le travail de sortie des métaux peut varier de 2 eV à 6 eV. Toutefois, les métaux les plus utilisables dans la fabrication des composants électroniques ont une gamme beaucoup plus restreinte qui s'étend de 4,3 eV à 5,7 eV. Dans le tableau II-5 nous donnons quelques valeurs du travail de sortie de certains métaux.

Métal	Cr	Fe	Ni	Al	Ag	Au	Cu	Pt
$e\phi_m$ (eV)	4,6	4,4	4,4	4,3	4,3	4,8	4,4	5,3

**Tableau II-5: Travail de sortie de quelques métaux**

**d- L'affinité électronique du semi-conducteur ( $e\Phi_s = N_v - E_c$ ):** C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du bas de la bande de conduction d'un semi-conducteur et l'amener au niveau du vide. C'est la différence d'énergie entre le niveau du vide et la bande de conduction BC. Dans le tableau II-6 nous donnons l'affinité électronique de certains semiconducteurs.

	Si	Ge	GaP	InP	CdTe	GaAs
$e\chi_s$ (eV)	4,01	4,13	4,30	4,38	4,22	4,07
$e\phi_s$ (eV)	5,13	4,49	6,55	5,65	5,72	5,50

**Tableau II-6: Affinité électronique**

La figure (II-5) représente les niveaux d'énergies du métal et du semi-conducteur avant contact.

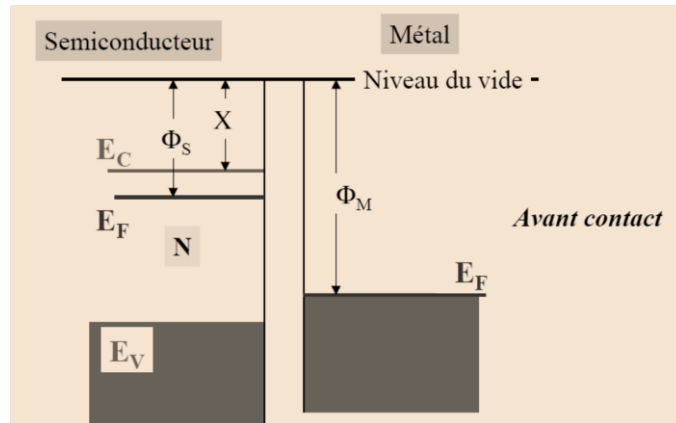


Figure II –5 : Diagramme de bandes du métal et du semi-conducteur [03].

Quand un métal et un semi-conducteur sont en contact, la structure des bandes d'énergie à l'interface est conditionnée par la différence éventuelle entre le travail de sortie du métal  $e\phi_m$  et le travail de sortie du semi-conducteur  $e\phi_s$  [07]:

$$E_b = e\phi_m - e\phi_s \tag{II-1}$$

Envisageons le cas où le travail de sortie du métal est égal au travail de sortie du semi-conducteur  $e\phi_m = e\phi_s$ : Les niveaux de Fermi du métal  $E_{Fm}$  et du semi-conducteur  $E_{FN}$  sont alignés en l'absence de contact car leur distance au niveau du vide est la même.

Lorsque le contact est réalisé, les niveaux de Fermi étant déjà alignés, l'équilibre thermodynamique peut se réaliser sans échange de porteurs (ici des électrons). Dans le semi-conducteur la densité des électrons reste constante. C'est ce que l'on appelle le régime de bandes plates (flat-band)

Pour un semi-conducteur de type N deux cas majeurs sont possibles :

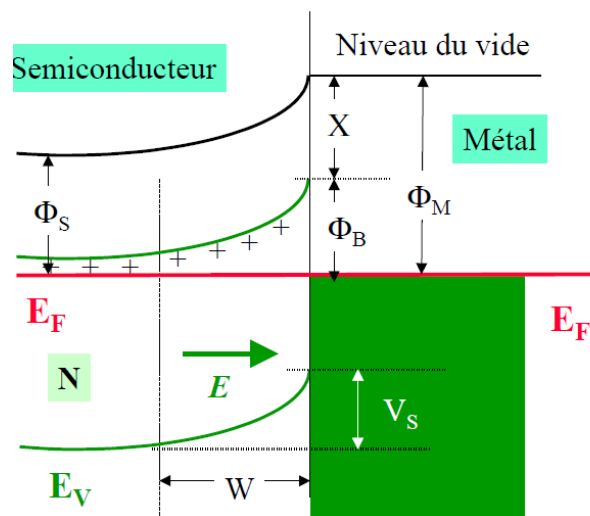
- soit  $\phi_m \geq \phi_s$
- soit  $\phi_m < \phi_s$

**IV-2-a) CONTACT REDRESSEUR [07]: Cas qui correspond à  $\phi_m \geq \phi_s$**

Lorsque les deux matériaux sont en contact et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain

nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal d'où le phénomène d'accumulation et désertter le semi-conducteur loin de l'interface métallurgique pour créer la zone de charge d'espace. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène va s'arrêter. On aboutit alors à l'équilibre schématisé par la figure (II-6).

On voit que dans ce cas, la barrière à l'interface commande le passage du courant du métal vers le semi-conducteur et vice versa : on se trouve dans le cas d'un contact redresseur ou *Schottky*.



**Figure II – 6 - Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur après le contact lorsque  $\phi_m > \phi_s$  [03].**

**IV-2-b) CONTACT OHMIQUE [26]: Cas qui correspond à  $\phi_m < \phi_s$**

Un contact ohmique sur un SC-*n* est théoriquement réalisable avec un métal de travail de sortie inférieur à celui du semi-conducteur. Les électrons sortent du métal pour entrer dans le semi conducteur et font apparaître ainsi dans le métal un déficit d'électrons, localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas, des bandes de valence et de conduction (figure II-7). Seulement, cette situation idéale est rarement réalisée. En pratique, on diminue la résistance du contact en surdopant superficiellement la région où l'on veut réaliser le contact : on réalise une *couche tampon* dégénérée (de  $10^{19}$  à  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$ ).

La ZCE de la barrière ainsi formée entre la couche tampon et le métal du contact est tellement fine que les porteurs peuvent la traverser par effet tunnel. Le contact n'est plus redresseur et la caractéristique I(V) est symétrique.

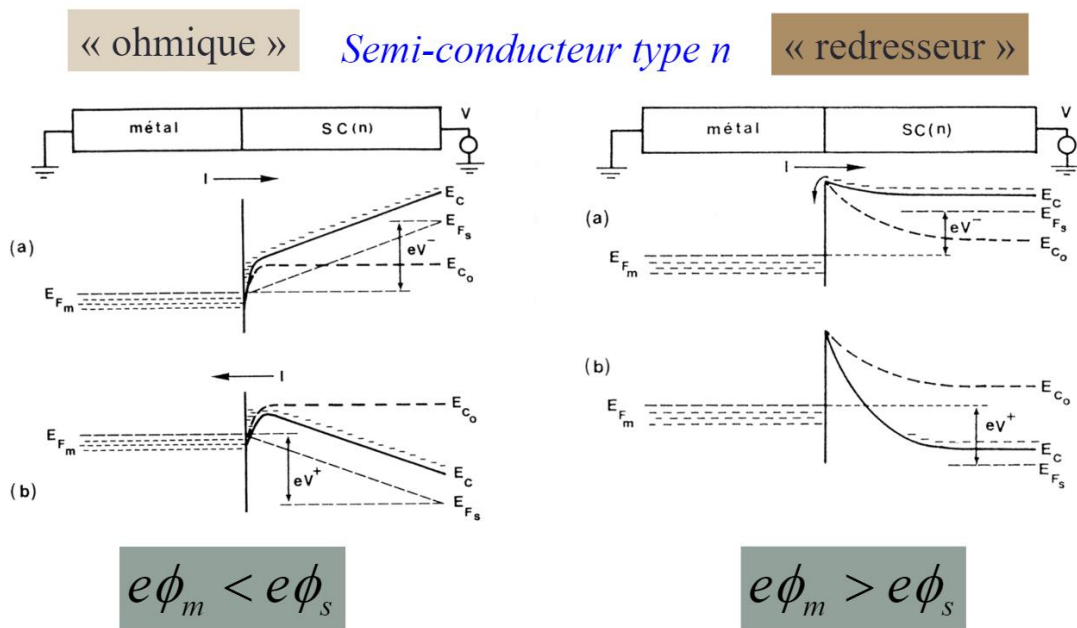


Figure II – 7 – contact ohmique et redresseur dans le cas d'un semi-conducteur type n

[03]

Si on polarise la structure tous les électrons supplémentaires, par rapport au régime d'équilibre, qui arrivant à l'interface dans le semi-conducteur passent librement dans le métal et vice versa: on se trouve dans le cas d'un contact ohmique.

Nous n'étudierons que le cas qui nous intéresse en tant que composant non-linéaire, c'est à dire le cas du contact redresseur.

#### IV-3) BARRIERE DE POTENTIEL ET ZONE DE CHARGE D'ESPACE [21]

Notre étude se limitera au cas intéressant en tant que composant non-linéaire, c'est à dire le cas du contact redresseur avec  $\phi_m \geq \phi_s$ . Considérons la structure métal semi-conducteur de type N. On obtient la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. Les électrons libres du semiconducteur au voisinage de la jonction métal-semiconducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du coté semiconducteur une zone de charge d'espace « ZCE » positive et un champ électrique « E » s'établit [Figure (II-8)]. A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E.

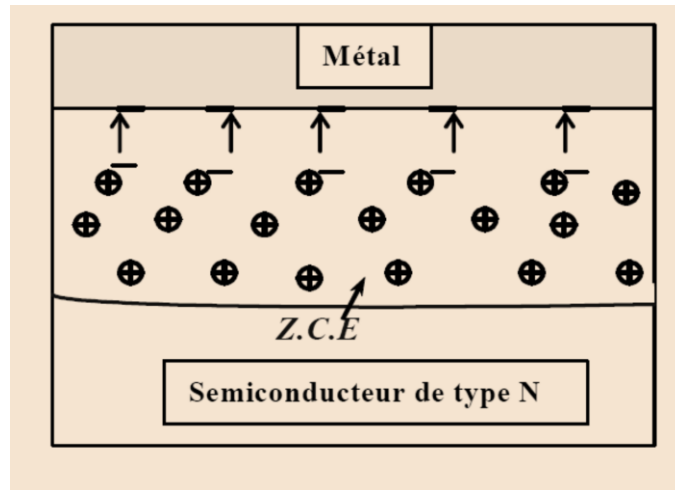


Figure II-8: la zone de charge d'espace

Nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de porteurs que nous appellerons  $N_d$  pour alléger l'écriture. Nous admettrons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante et que la densité d'état d'interface est négligeable. Nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide de porteurs et nous appellerons  $h$  la largeur de cette zone. Ainsi la densité de charges dans le semi-conducteur s'écrit :

$$0 < y < h \quad \rho(y) = qN_d \tag{II-2-a}$$

$$y > h \quad \rho(y) = 0 \tag{II-2-b}$$

Pour déterminer l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le semiconducteur il faut donc chercher une solution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon_{GaAs}} \tag{II-3}$$

$\epsilon_{GaAs}$  est la constante diélectrique du semiconducteur.

$\epsilon_0$  est la permittivité du vide.

En intégrant une première fois avec la condition  $E=0$  pour  $y \geq h$  on obtient :

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qN_d}{\epsilon} (y - h) \tag{II-4}$$

Le champ électrique varie linéairement dans la zone de charge d'espace sa valeur à l'interface est:

$$E_s = - \frac{qN_d}{\epsilon} h \quad (\text{II-5})$$

En intégrant une deuxième fois, et en prenant l'origine des potentiels à l'interface, on obtient:

$$V(y) = - \frac{qN_d}{\epsilon} \left( \frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{II-6})$$

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

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (\text{II-7})$$

Elle correspond à la différence de potentiel entre la surface du semi-conducteur et le volume, c'est-à-dire aux bornes de la zone de charge d'espace du semi-conducteur

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) = - \frac{qN_d}{\epsilon} \left( \frac{h^2}{\epsilon} - h^2 \right) = \frac{qN_d}{2\epsilon} h^2 \quad (\text{II-8})$$

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

$$h = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} V_{bi} \right]^{1/2} = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} (\phi_m - \phi_s) \right]^{1/2} \quad (\text{II-9})$$

Si la structure est polarisée par une tension extérieure  $V$ , supposée positive dans le sens direct c'est-à-dire quand le métal est polarisé positivement par rapport au semi-conducteur, la barrière de potentiel devient  $(V_{bi}-V)$  et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$h(V) = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (\text{II-10})$$

Ceci reste vrai tant que la zone de charge d' espace existe.

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du coté drain que du coté source, on exprime les épaisseurs  $h_s$  et  $h_d$  compte tenu de la polarisation du transistor  $V=V_g$  coté source et  $V=V_g-V_d$  coté drain [22]:

l'expression (II-10). Permet d'écrire (Jonction abrupte)

$$h_s = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2} \quad h_d = \left[ \frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g + V_d) \right]^{1/2} \quad (\text{II-11})$$

$$\text{Or } V_{gd} = V_g - V_d \quad (\text{II-12})$$

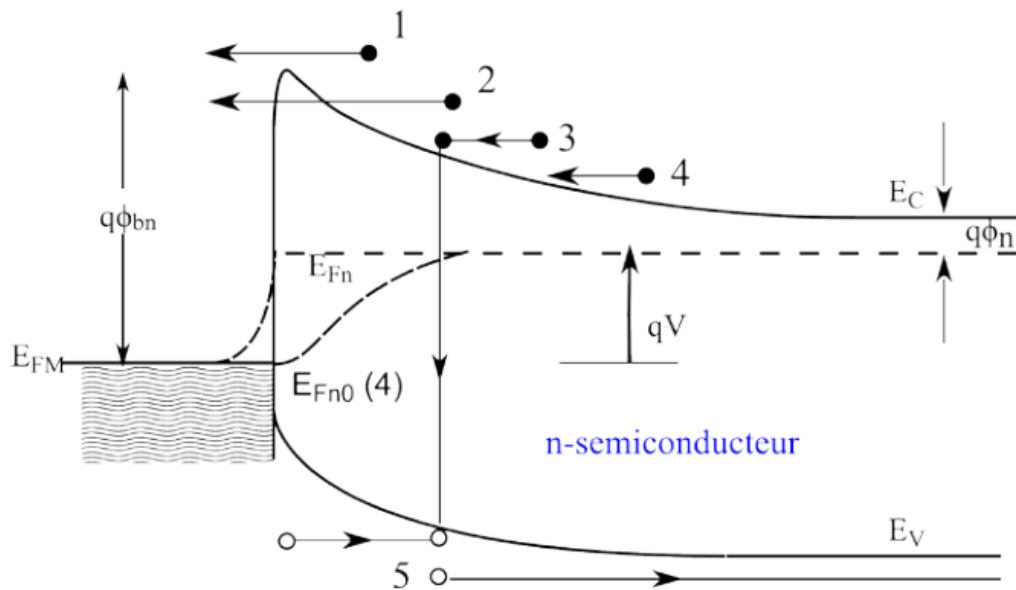
Sachant que  $V_d > 0$ , alors  $V_{gd} < V_{gs}$ , ce qui implique  $h_d > h_s$ . Ce fait explique que la zone désertée est plus importante du côté drain que du côté source.

#### **IV-4) COURANTS ET MECANISMES DE TRANSPORT DANS LA DIODE SCHOTTKY**

L'application d'une tension directe à une diode de Schottky donne naissance à un transport de courant qui est dû principalement aux porteurs de charges majoritaires [23], qui peut se résumer en cinq mécanismes :

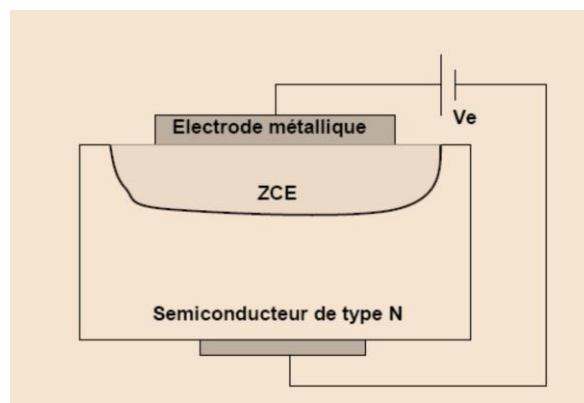
1. émission des électrons du semiconducteur vers le métal au dessus de la barrière  $\phi_B$ , c'est le mécanisme dominant pour les contacts Schottky avec des semiconducteurs à dopage modéré (exemple du silicium avec  $N_D \leq 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) à la température ambiante.
2. courant des électrons à travers la barrière  $\phi_B$  par *effet tunnel*. Ce courant est très important dans les semiconducteurs fortement dopés et il est responsable du processus de conduction dans la plupart des contacts ohmiques.
3. courant de recombinaison dans la zone de charge d'espace identique à celle de la jonction p-n.
4. diffusion des électrons dans la région de déplétion.
5. diffusion des trous du métal dans le semiconducteur.

En plus, à cause de la haute valeur du champ électrique, un courant de fuite (edge leakage) peut avoir lieu au bord du contact ohmique ou à l'interface du métal-semiconducteur. Pour résoudre ce problème plusieurs structures technologiques ont été proposées, parmi lesquelles figurent les anneaux diffusés autour du contact métallique (guard ring). La figure II-9 illustre les cinq mécanismes de base pour les courants existants dans le contact Schottky en polarisation directe.



**Figure II-9 Mécanismes de transport des courants existants dans le contact Schottky polarisé avec une tension positive : (1) émission thermoïonique, (2) effet tunnel, (3) recombinaison, (4) diffusion des électrons, (5) diffusion des trous [23], [24]**

Si on applique une tension extérieure «  $V_e = V_{\text{Métal}} - V_{S/C}$  » sur l'électrode métallique de la diode [figure (II-10) ], la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.



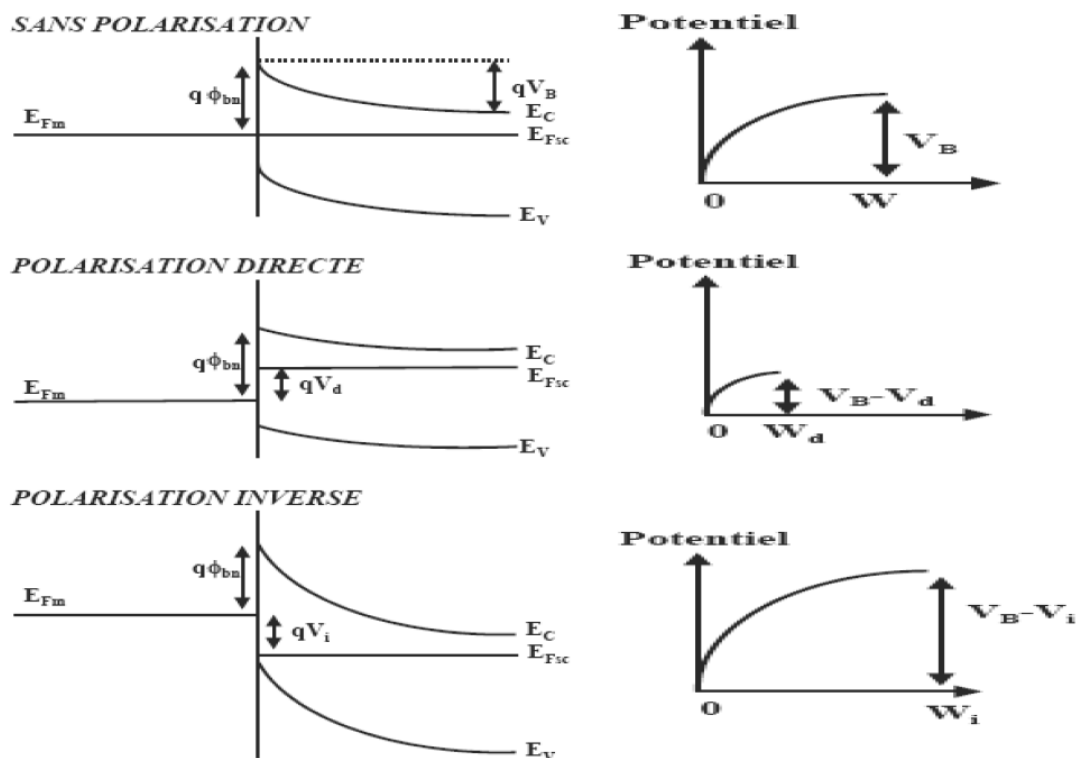
**Figure II-10 : Polarisation de la diode Schottky [24]**

**IV-4-a) EN POLARISATION DIRECTE**

Dans ce cas, la tension «  $V_e$  » est positive, la bande de conduction du semiconducteur s'élève et les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur.

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en direct (figure II –11) :

- ✓ **émission thermoïonique** [25], [26],: passage des électrons au dessus de la barrière de potentiel (flèche 1, figure II-9).
- ✓ **effet tunnel** [27]: les électrons passent au travers de la barrière, effet quantique (flèche 2, figure II-9) .



**Figure II-11: Potentiel d'une diode en fonction de sa polarisation [23, 25].**

**IV-4-b) EN POLARISATION INVERSE**

En polarisation inverse c'est-à-dire une tension «  $V_e$  » négative, il y a extension de la zone de charge d'espace, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

Les phénomènes sont équivalents dans les deux cas de polarisation, à part que la hauteur de barrière vue par les électrons du métal reste quasiment constante en fonction de la polarisation (c'est la valeur  $q\phi_{bn}$ ).

Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoionique.

Ce résultat s'obtient en intégrant, dans l'espace des vitesses, la densité d'électrons se déplaçant sous l'action du champ électrique. On obtient une relation de la forme :

$$J_{sc \rightarrow M} = J_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (\text{II-13})$$

Avec  $J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qE_b}{kT}\right)$  et  $A^* = \frac{4\pi q k^2 m^*}{h^3}$

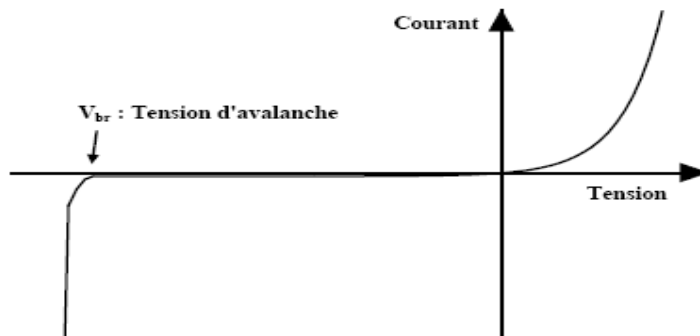
( $A^*$  : Constante de RICHARDSON)

Dans l'autre sens, en première approximation, la hauteur de barrière ne varie pas et le courant est quasiment constant. Par annulation du courant à l'origine :

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \quad (\text{II-14})$$

Le courant total est donc, pour des tensions raisonnables supérieures à la tension d'avalanche  $V_{br}$  (Figure II-12) :

$$J = J_s \left( \exp\frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (\text{II-15})$$



**Figure II – 12- Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.**

**IV-4-c) LE CLAQUAGE PAR AVALANCHE**

Le champ électrique est très grand dans le semi-conducteur pour des polarisations très importantes, ainsi les électrons accélérés peuvent gagner beaucoup d'énergie et migrer de la bande de valence vers la bande de conduction, c'est le claquage par avalanche.

Il existe un certain nombre de composantes parasites de courant pour les composants

réels, ces composantes induisent un ralentissement de la montée du courant pour les tensions de polarisation positive qui perd ainsi son caractère purement exponentiel.

Compte tenu de ces phénomènes on rajoute alors un paramètre  $\eta$  dans l'expression du courant, appelé coefficient d'idéalité.

On écrit donc la densité de courant :

$$J = J_s \left( \exp \frac{qV}{\eta kT} - 1 \right) \quad (\text{II-16})$$

Le courant dans la diode est alors :  $I = I_s \left( \exp \frac{qV}{\eta kT} - 1 \right)$

Avec : I courant dans la diode Schottky (ou I<sub>gs</sub>) et V tension de polarisation souvent noté: V<sub>gs</sub>.

**❖ Remarque**

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

Il est : - ohmique si  $\phi_m \geq \phi_s$

-Redresseur si  $\phi_m < \phi_s$

**IV-5) CAPACITE D'ENTREE [21]**

En examinant l'expression finale de la largeur de la zone de charge d'espace (II-10) on déduit que toute variation de la tension V entraîne une modulation de la profondeur h(v) et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La charge d'espace est donnée par:

$$Q_{sc} = -Q_m = qN_d h = [2\varepsilon q N_d (V_d - V)]^{1/2} \quad (\text{II-17})$$

La capacité différentielle est donnée par:

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left( \frac{\varepsilon q N_d}{2} \right)^{1/2} (V_d - V)^{-1/2} = \frac{\varepsilon}{h} \quad (\text{II-18})$$

Cette capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan d'épaisseur h.

On peut écrire l'expression de C(V) sous forme:

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\varepsilon q N_d} (V_d - V) \quad (\text{II-19})$$

## V) LE TRANSISTOR MESFET A L'ARSENIURE DE GALLIUM

### V-1) STRUCTURE DU MESFET GaAs [20, 18, 07]

La figure II-13 représente la structure d'un transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky (MESFET GaAs) sous sa forme classique.

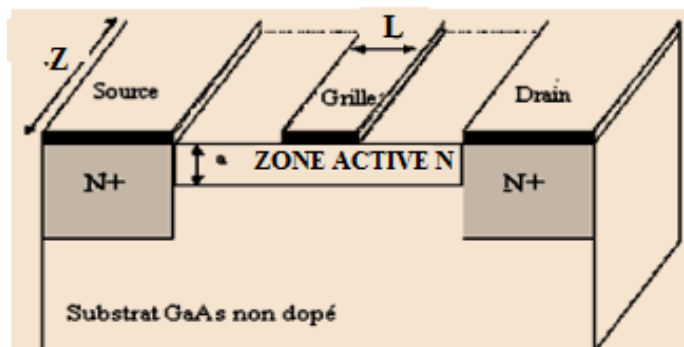


Figure II-13- Vue en coupe d'un MESFET

Il apparaît clairement sur cette figure, En partant du bas un substrat semi-isolant en GaAs qui doit être le moins conducteur possible. Son rôle n'est pas électrique mais essentiellement mécanique car il représente un support pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée  $n$  est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Sous l'électrode de drain et celui de la source, deux zones fortement dopées  $N^+$  sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky.

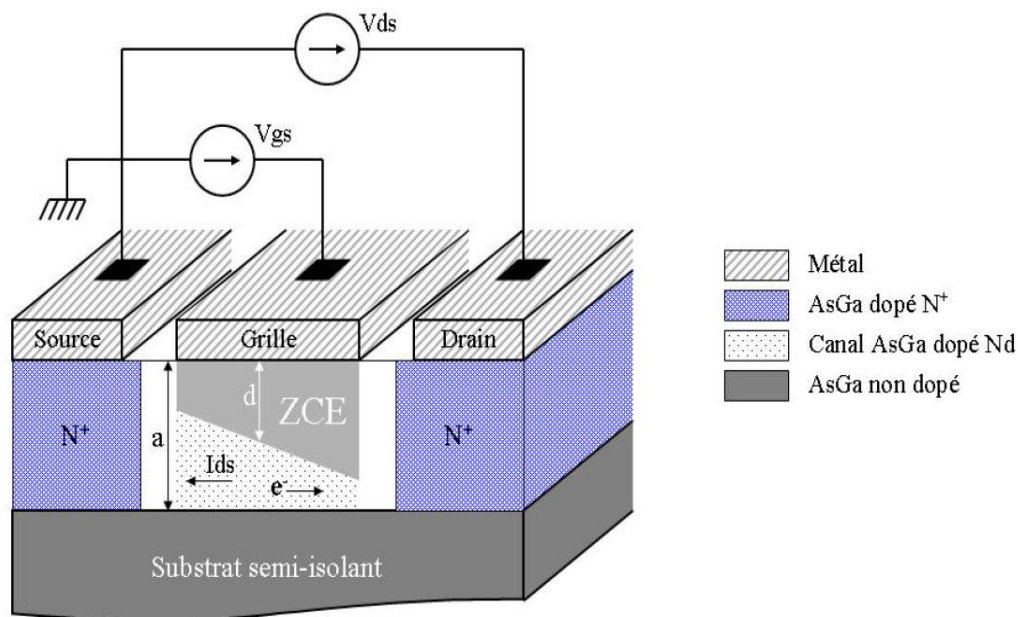
Les principales dimensions géométriques sont représentées sur la figure II-13.  $L$  est appelée par convention longueur de grille du transistor. Elle détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à  $1 \mu\text{m}$ . La largeur de grille  $W$  rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de  $L$ . L'épaisseur «  $a$  » de la couche active est généralement de  $0.2 \mu\text{m}$  à  $0.4 \mu\text{m}$ .

Dans toutes les études de transport dans les semi-conducteurs le courant de conduction converge vers la loi d'ohm, car la vitesse de dérive est proportionnelle au champ électrique, cette règle est correcte pour des champs faibles, mais elle perd sa valeur lorsque le champ dépasse  $10^4\text{V/cm}$ , qui est évident pour un canal conducteur de  $1\mu\text{m}$  de long, qui subit un champ de  $10^4\text{V/m}$  pour une polarisation de seulement 1V.

**V-2) LE PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU MESFET GaAs [07,05]**

Notons que la jonction Schottky régit fortement le principe de fonctionnement du MESFET. En régime de fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement par rapport à la source tandis que le drain est polarisé positivement par rapport à la source également.

Le principe de fonctionnement est simple, 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 ( $a-h$ ). En effet, lorsque l'on applique une tension  $V_d$  positive, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le drain correspondant à un courant  $I_d$  dans le sens inverse. Or, la section du canal conducteur disponible est limitée à  $(a-h)$ . Si on diminue  $V_g$ , l'épaisseur  $h$  augmente. Par conséquent le courant  $I_d$  diminue. Lorsque  $h$  atteint la valeur  $a$ , le canal est pincé et  $I_d$  s'annule. On se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille.



**Figure II-14- Vue en coupe de la structure du MESFET [28]**

En faisant varier  $V_{ds}$  pour plusieurs niveaux de commande  $V_{gs}$ , on génère un réseau de caractéristiques donnant l'évolution du courant de sortie. Ce réseau de caractéristiques est constitué de deux parties : la zone linéaire et la zone de fonctionnement saturé [21] (figure II-15).

***V-2-a) TENSION DE PINCEMENT, TENSION DE SEUIL***

La tension de pincement  $V_p$  est la hauteur de barrière électrostatique qui amènerait la zone de charge d'espace située sous la grille à occuper l'épaisseur totale  $a$  de la couche active. Dans le cas d'une couche d'épaisseur  $h$  dopée uniformément  $N_d$ , la tension de pincement est donnée par :

$$V_p = qNd a^2/2\epsilon$$

Au repos, en l'absence de tension de polarisation sur la grille, la tension de diffusion  $V_d$  de la barrière Schottky provoque une pénétration de la zone de charge d'espace (ZCE) jusqu'en  $y = h$ .

Si  $h > a$  ( $V_d > V_p$ ), le canal est pincé par la ZCE avant toute polarisation de grille : le transistor est dit normalement bloqué ou à enrichissement (enhancement, normally off). Il faudra appliquer une tension de grille positive pour qu'il conduise.

Si  $h < a$  ( $V_d < V_p$ ), le canal existe sous la grille : le transistor est dit normalement conducteur ou à appauvrissement (déplétion, normally on).

La définition de la tension de seuil en découle naturellement : c'est la tension qui, appliquée entre la grille et la couche active, amène la charge d'espace à occuper toute l'épaisseur de la couche active et, d'après ce que l'on vient de dire, on a :

$$V_T = V_d - V_p$$

La tension de seuil est donc positive dans le cas du transistor à enrichissement, et négative dans le cas d'un dispositif à appauvrissement.

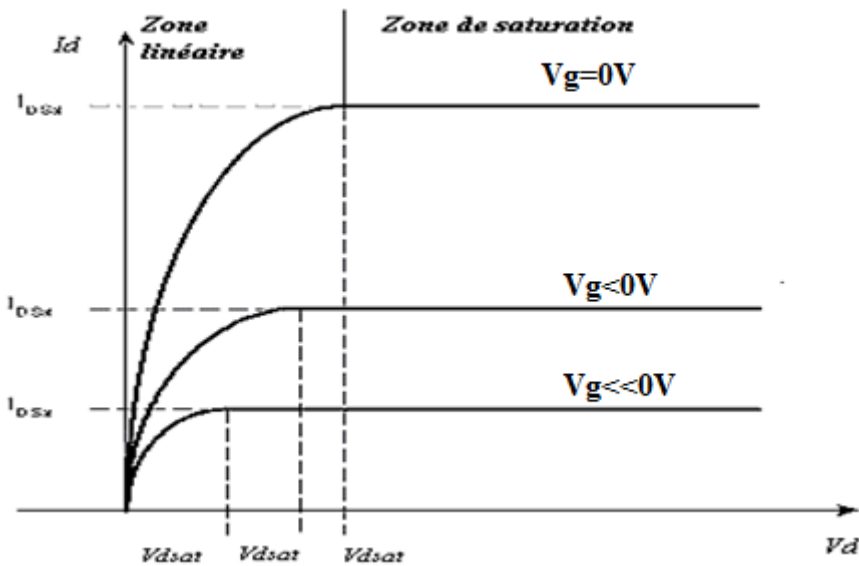


Figure II-15 - Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

**V-2-a-1) Zone De Fonctionnement Linéaire ( $V_d \ll V_{dsat}$ ) :**

Cette zone, appelée également zone ohmique correspond à une évolution quasi linéaire du courant de sortie  $I_d$  pour de faibles valeurs de  $V_{ds}$  comme le montre la figure (II-15). En effet, la section du canal conducteur est presque uniforme puisqu'elle dépend principalement de la commande  $V_g$ . Le transistor se comporte ainsi comme une conductance contrôlée par la tension de grille.

**V-2-a-2) B) Zone De Fonctionnement Saturé :**

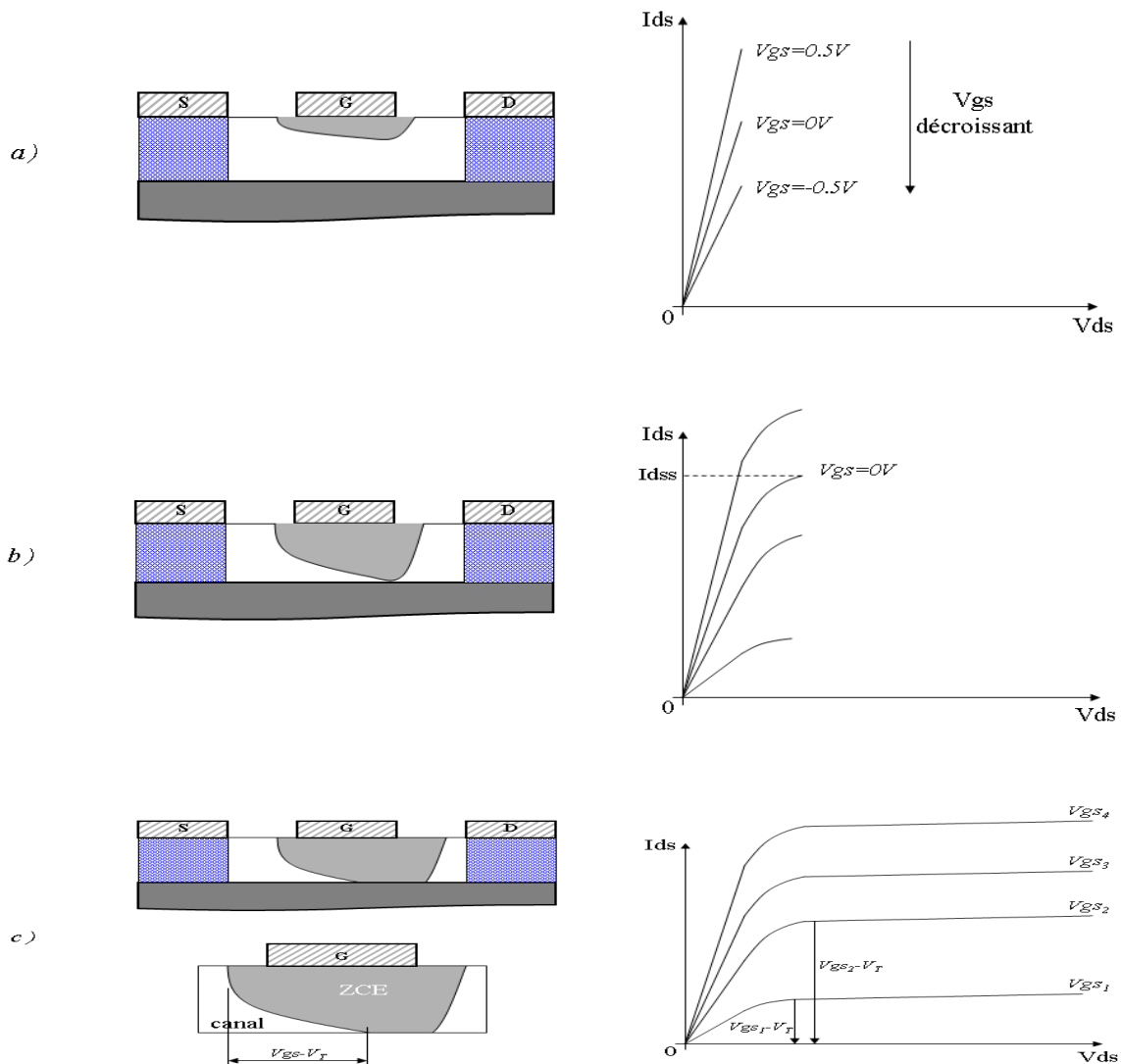
Selon la valeur de la tension drain source, deux régimes de polarisation se présentent, linéaire et saturé:

**• Régime de pincement ( $V_d \leq V_{dsat}$ ) [29]:**

En augmentant  $V_d$ , le canal ne peut plus être considéré comme équipotentiel. L'extension de la zone de charge d'espace évolue tout au long du canal, elle est plus importante sous la grille du côté drain que du côté source, ce qui entraîne une augmentation de la résistance du canal et une faible variation du courant de drain avec la tension drain-source appliquée. Lorsque la largeur conductrice du canal devient nulle côté drain: le régime de pincement est ainsi atteint, la tension drain-source correspondante est appelée tension de saturation  $V_{dsat}$ , le courant correspondant est appelé courant de saturation. 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 MESFETs à canal court, et le pincement du canal pour les MESFETs à canal long. En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique  $E_c$  et amorce la saturation du MESFET. Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique  $E_c$  avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation.



**Figure II-16- Principe de fonctionnement du MESFET [28]:** En a) le canal est entièrement ouvert. Le courant est proportionnel à  $V_{ds}$ . Le transistor se comporte comme une conductance contrôlée par la grille. En b) le rétrécissement du canal près du drain provoque le ralentissement de la croissance de  $I_{ds}$ . En c) pincement du canal, le transistor est en saturation.

- a)  $V_{ds} \ll V_{dsat}$
- b)  $V_{ds} \leq V_{dsat}$
- c)  $V_{ds} > V_{dsat}$

- **Régime de blocage ( $V_{ds} > V_{dsat}$ ) [21]:**

Quand la tension drain-source augmente au-delà de la tension de pincement, le point de pincement se déplace vers la source. L'excédent de tension se trouve aux bornes de la zone de charge d'espace, dont la résistivité est beaucoup plus importante que celle du canal. La tension aux bornes du canal conducteur reste sensiblement constante et égale à  $V_{dsat}$ .

Dans la mesure où la variation relative de la longueur du canal est faible la conductance du canal reste constante et par suite le courant de drain reste constant et égal au courant de saturation  $I_{dsat}$ . La faible diminution de la longueur du canal entraîne une faible augmentation de la conductance du canal et par suite une faible augmentation du courant de drain. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement.

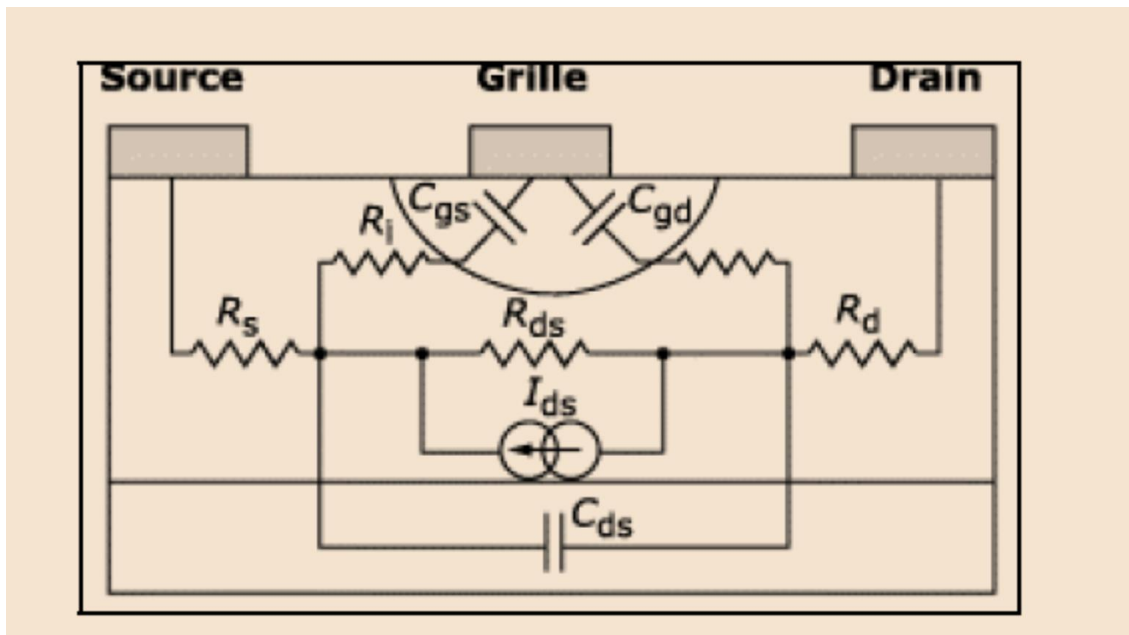
Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse vers l'électrode de drain. Lorsque la tension drain-source varie, le régime de pincement est atteint d'autant plus rapidement que la zone de charge d'espace est importante à  $V_{ds}=0$ , c'est-à-dire que  $V_{gs}$  est important. Lorsque la tension de polarisation grille- source augmente, la largeur conductrice du canal à  $V_{ds}=0$  diminue. A partir d'une certaine valeur de  $V_{gs}$ , le canal est obturé quelque soit la valeur de  $V_{ds}$ . Le transistor est bloqué, la tension grille correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens, lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct.

### **V-3) SCHEMA EQUIVALENT PETIT SIGNAL**

Pour tout transistor à effet de champ, on peut caractériser la zone située sous la grille (zone intrinsèque du transistor) par deux grandeurs : le courant drain-source  $I_{ds}$ , et la charge stockée  $Q_g$  en fonction des tensions  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$ . A partir des lois  $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$  et  $Q_g(V_{gs}, V_{ds})$ , les quatre éléments principaux du schéma équivalent petit signal ((la transconductance  $g_m$ , la conductance de sortie  $g_d$ , les capacités grille-source  $C_{gs}$  et grille-drain  $C_{gd}$ ) sont déterminés.

A ces éléments il faut ajouter la résistance intrinsèque  $R_i$  qui traduit le caractère distribué de

la commande de grille et donc le fait que la charge et la décharge de la capacité de grille ne s'effectuent pas de façon instantanée (figure II-17).



**Figure II-17 : Origine physique du modèle petit signal [29]**

**V-4) EFFETS DISPERSIFS DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP[30], [31], [32], [33] :**

Nous savons que dans le fonctionnement d'un MESFET, l'effet fondamental est la source de courant «  $I_{ds}$  » commandée par la tension de grille. Mais il existe des effets dispersifs limitant le fonctionnement des transistors. Les principaux effets limitatifs dans les FETs sont les effets thermiques, de pièges, d'avalanches et de bruit [34].

**V-4-a) EFFETS THERMIQUES**

Le problème d'auto-échauffement est du essentiellement à trois principaux phénomènes. Le plus important est l'effet Joule des électrons et des trous. Il existe ensuite les phénomènes de radiation. Enfin, le processus de génération recombinaison des paires électrons/trous qui libèrent une quantité de chaleur proportionnelle au gap d'énergie entre les niveaux donneurs et accepteurs. [35], [36].

Cette augmentation de la température interne provoque une diminution de la valeur de la mobilité des porteurs. Ce qui résulte en une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance et de la conductance de sortie [37]. Les effets de l'échauffement du composant sur la transconductance et la conductance de sortie sont non négligeables et doivent être pris en compte dans une procédure de mesure et de modélisation précise. Un exemple de

l'effet de l'auto-échauffement sur la caractéristique de sortie d'un transistor à effet de champ est représenté sur la figure (II-18) [38].

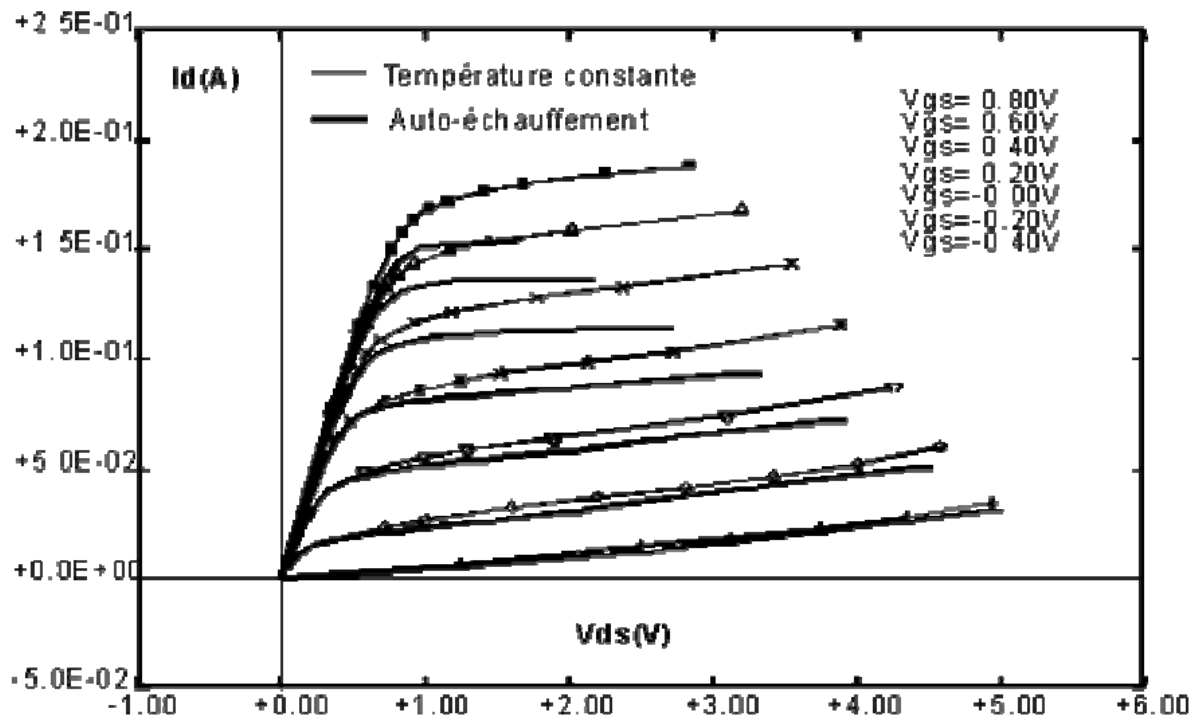


Figure II-18 : Comparaison des caractéristiques de sortie d'un FET : à température constante et avec auto-échauffement [39].

**V-4-b) LES PHÉNOMÈNES DE PIÈGES [30], [31], [32]**

Le principal obstacle à la progression des performances a été et reste encore aujourd'hui le contrôle des densités de pièges dans le transistor. En effet, bien que l'amélioration de la qualité des matériaux soit essentielle à l'obtention d'un dispositif de haute puissance, les effets de pièges restent toujours présents dans les transistors. Les différents types de défauts présents dans l'épithaxie sont à l'origine des effets de pièges, et en particulier la présence d'impuretés dans le réseau cristallin, la présence de densités élevées de dislocations, qui sont des défauts cristallographiques, ou l'existence de liaisons pendantes aux surfaces libres des transistors. D'un point de vue électrique, ces impuretés génèrent des états énergétiques situés dans la bande interdite du matériau semi-conducteur qui peuvent être occupés par des porteurs libres. L'énergie d'activation est le

niveau d'énergie d'un piège par rapport à la bande de conduction ou de valence, selon les conventions. Ces porteurs sont alors retenus pendant un temps donné (temps de réémission) dans ces niveaux d'énergie ; d'où le nom de pièges donné à ces états. Ces effets de pièges peuvent être regroupés en deux catégories le « Gate-lag » et le « Self-backgating », [39], [40],[47]:

#### V-4-b-1) Le « Gate-Lag »

Le Gate-Lag est causé par les pièges de surface. Ils apparaissent lorsque la commande de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction, ce qui se traduit par des états transitoires sur le courant de drain (figure II-19). La durée de ces états est de 1ns jusqu'à quelques secondes.

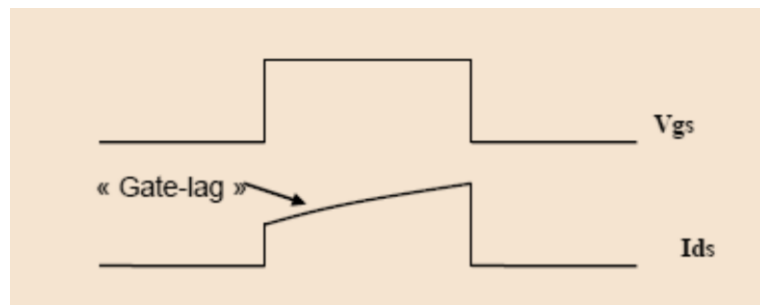


Figure II-19 : Phénomène de « Gate lag »

#### V-4-b-2) Le « Self-Backgating »

Le comportement non idéal du substrat semi-isolant qui contient des impuretés est la cause principale du « Self-backgating ». Ces impuretés génèrent des états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ils sont alors capables de capturer et réémettre les électrons qui participent au courant dans le canal. Le principal effet du « self-backgating » se traduit par la réponse transitoire du courant de sortie « Ids ».

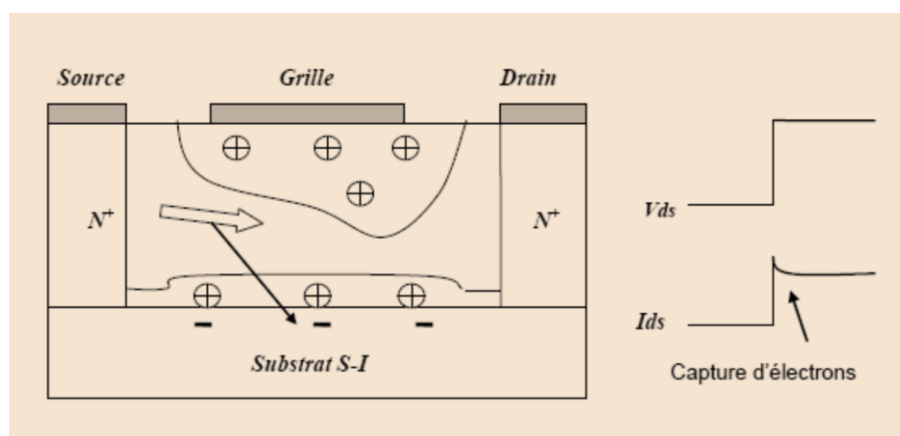
En l'absence de champ électrique au niveau du canal, les électrons s'écoulent de façon continue par-dessus la barrière de potentiel vers le substrat. Ces électrons sont piégés par des donneurs ionisés et d'autres sont émis par les donneurs neutres. L'état permanent conduit à l'équilibre entre les concentrations d'électrons libres et ceux piégés par les donneurs ionisés. Le nombre moyen d'électrons capturés dans le substrat est alors égal au nombre moyen de ceux émis dans le canal. Les taux de capture et d'émission sont égaux

le long de l'interface canal/substrat.

Toutefois, une brusque augmentation du champ électrique entre le drain et la source provoque l'état transitoire. En effet, des électrons sont injectés du canal dans le substrat où ils sont rapidement piégés dans des zones ionisées. Ces pièges deviennent électriquement neutres et le substrat au voisinage du canal est alors chargé plus négativement. Ce phénomène est représenté sur la figure (II-20).

A ce moment là, une charge positive apparaît à l'interface canal/substrat, assurant ainsi l'équilibre des charges. Le potentiel de substrat agit comme une grille arrière du canal qui diminue. Par conséquent le courant de drain «  $I_{ds}$  » diminue jusqu'à atteindre l'état permanent. Le « selfbackgating » est caractérisé par la naissance d'un potentiel spontané du substrat semi- isolant qui se traduit par une jonction canal/substrat difficile à contrôler.

Lorsque la tension de drain chute brutalement, les pièges commencent à émettre les électrons. La charge d'espace canal/substrat diminue lentement, ce qui augmente l'épaisseur du canal (figure II-21). Le courant de drain «  $I_{ds}$  » augmente au rythme du processus d'émission des charges dans le canal jusqu'à atteindre son état permanent. Les effets de pièges sont également très sensibles à l'illumination du matériau. Lorsque le composant est placé dans l'obscurité, les phénomènes de pièges sont plus importants (augmentation du temps d'émission).



**Figure II.20 : Influence de la capture des électrons dans des pièges de substrat sur le courant de sortie**

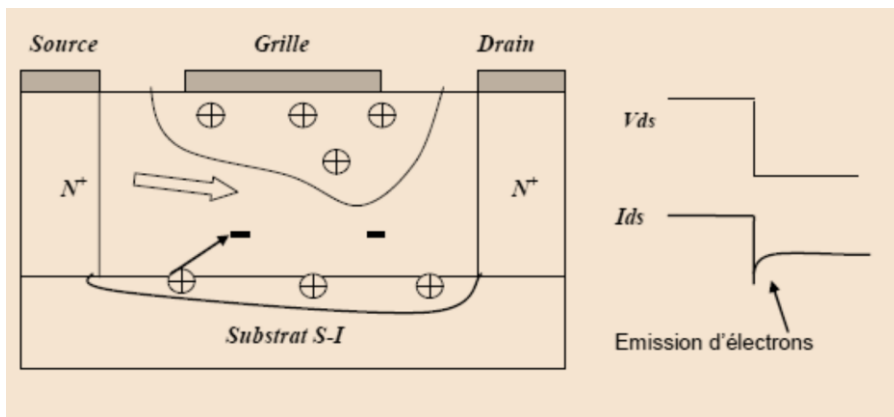
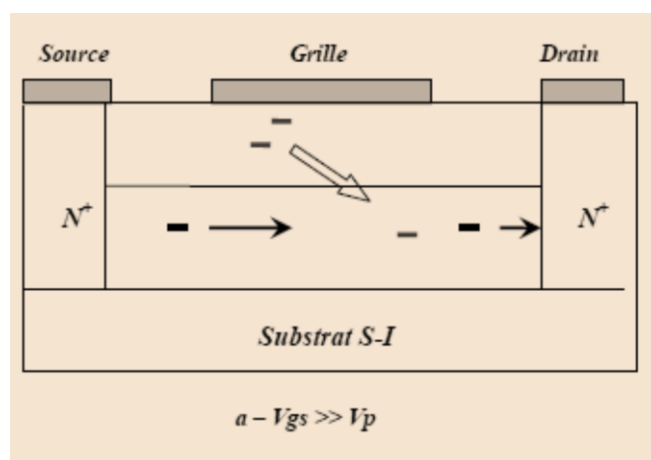


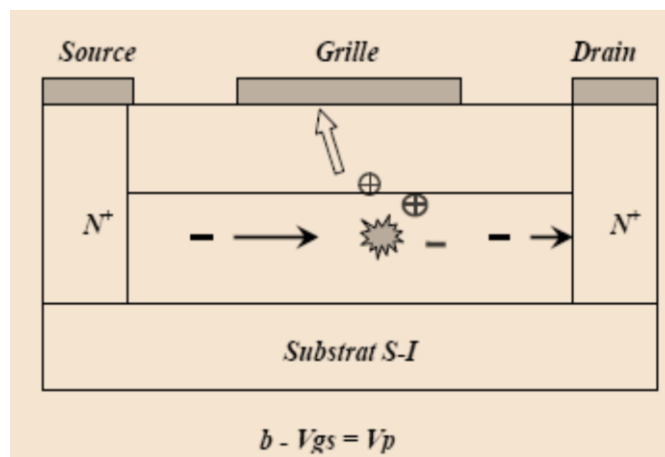
Figure II.21 : Influence de l'émission des électrons dans le canal sur le courant de sortie

V-4-c) PHÉNOMÈNES D'AVALANCHE

Dans les dispositifs à effet de champ, deux types d'avalanches peuvent être mis en évidence : avalanche par effet KINK et avalanche par ionisation par impact [39, 40, 41]. L'avalanche par effet KINK se produit pour une tension de grille supérieure à la tension de pincement et une tension de drain importante (courant de drain saturé). L'effet KINK est lié à la présence de pièges de surface dans le semiconducteur [figure (II-22-a)].

L'avalanche par ionisation par impact se produit pour une tension de drain élevée et une tension de grille proche du pincement du canal [figure (II-22-b)]. Les électrons circulant dans le canal sont accélérés par le champ électrique. Si celui-ci est suffisamment élevé, les électrons en percutant les atomes du cristal libèrent des paires électron-trous. Les trous sont collectés par l'électrode de grille et les électrons par l'électrode de drain. Ce type d'avalanche peut provoquer une émission de lumière.





**FigureII.22 : Mécanisme des phénomènes d’avalanches [33]**

**V-5) AMÉLIORATION DES STRUCTURES DES FETS (CAS DU MESFET GaAs)**

Nous allons présenter dans ce qui suit quelques techniques pour l’amélioration des performances des transistors à effet de champ. Ces techniques sont dépendantes de la forme de la grille pour les transistors MESFET GaAs.

**V-5-a) MESFET GaAs À GRILLE CREUSÉE**

Une structure GaAs à grille creusée est réalisée en creusant, par attaque chimique ou gravure plasma ou autre procédé technologique, une tranchée dans le semiconducteur entre les contacts de source et de drain. Ensuite, la grille est pulvérisée au fond de cette tranchée. Par cette méthode les résistances d’accès dues à la zone latérale non contrôlée par la grille diminuent [figure (II-23)]. On peut ainsi améliorer la commande du transistor, [42,43].

Néanmoins, cette technique à l’inconvénient d’augmenter la complexité des opérations technologiques, on lui préfère souvent la technique de l’implantation ionique localisée qui 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.

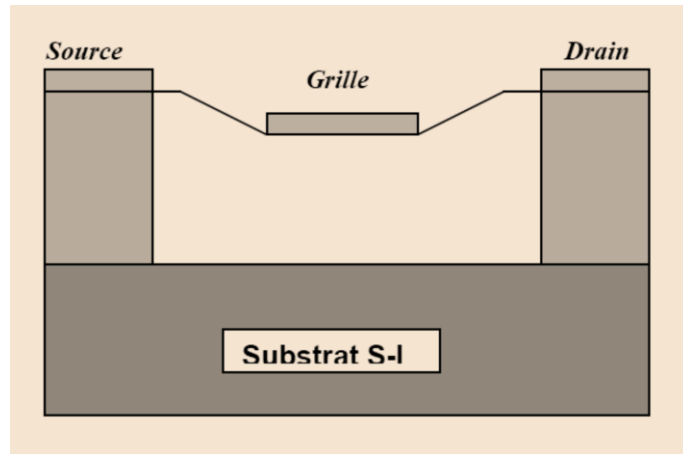


Figure II.23 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.

V-5-b) MESFET GaAs 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 de la grille en champignon [31] [figure (II-24)] 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.

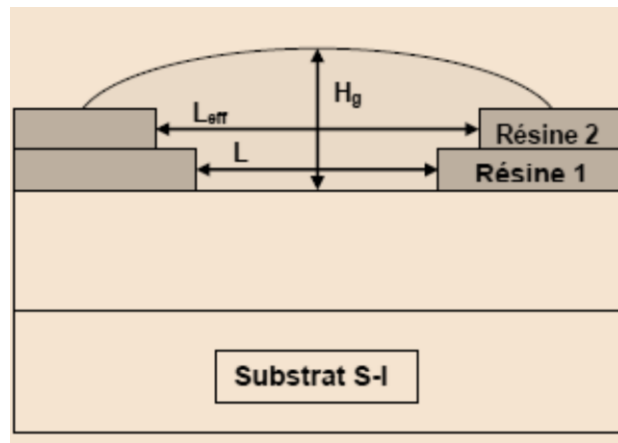


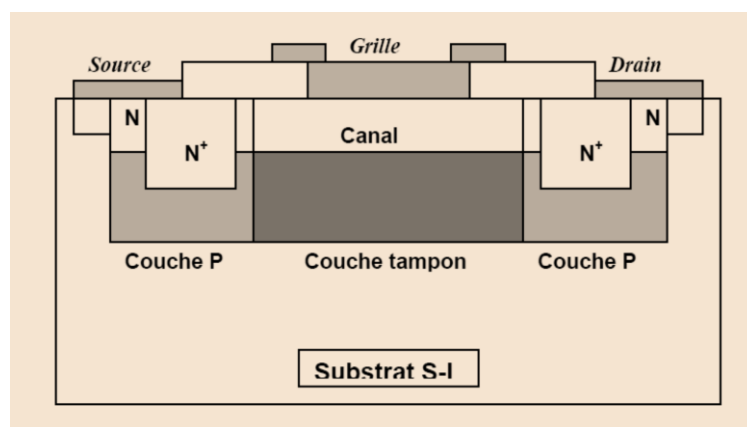
Figure II.24 : Coupe d’une grille champignon réalisée par double photogravure [33].

V-5-c) MESFET GaAs EN STRUCTURE LDD

La structure LDD (Light Doped Drain) [32] est améliorée par l’utilisation d’une couche sur la grille, comme il est schématisé dans la figure (II-25).

Cette structure possède les avantages suivants :

- ✓ Elle supprime les effets de bords notamment pour les canaux courts.
- ✓ Elle réduit la résistance de source.
- ✓ Et surtout elle augmente la fréquence de composants submicroniques, une fréquence de coupure de 72 Ghz peut être obtenue avec de bonnes performances en bruit.
- ✓ Ces avantages montrent que le MESFET GaAs en structure LDD reste le meilleur pour les applications digitales, analogiques, micro-onde et hybride.



**Figure II.25 : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD.**

#### ***V-5-d) MESFET GaAs À GRILLE DIVISÉE EN PLUSIEURS DOIGTS***

Cette amélioration permet de diminuer la résistance de grille [46]. Elle consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts comme il est schématisé dans la figure (I-26).

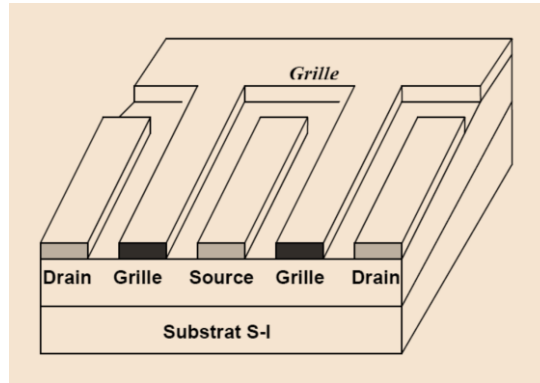


Figure II.26 : Exemple de métallisation de grille à deux doigts

V-5-e) AUTRES STRUCTURES

Pour augmenter les fréquences micro-ondes et baisser le bruit, plusieurs configurations de grilles sont considérées [47].

La figure (I-27-a) montre une structure avec une grille semi-isolante, fabriquée par bombardement en Ar de la région de grille, du dispositif peut réduire la capacité de grille, diminuer le courant de fuite de grille et augmenter la tension de claquage.

La figure (I-27-b) montre une structure similaire avec une grille en couche tampon, cette couche est insérée entre le métal de grille et la couche active.

La technique de l'auto-alignement à été utilisée pour réaliser des composants avec une longueur de grille submicronique.

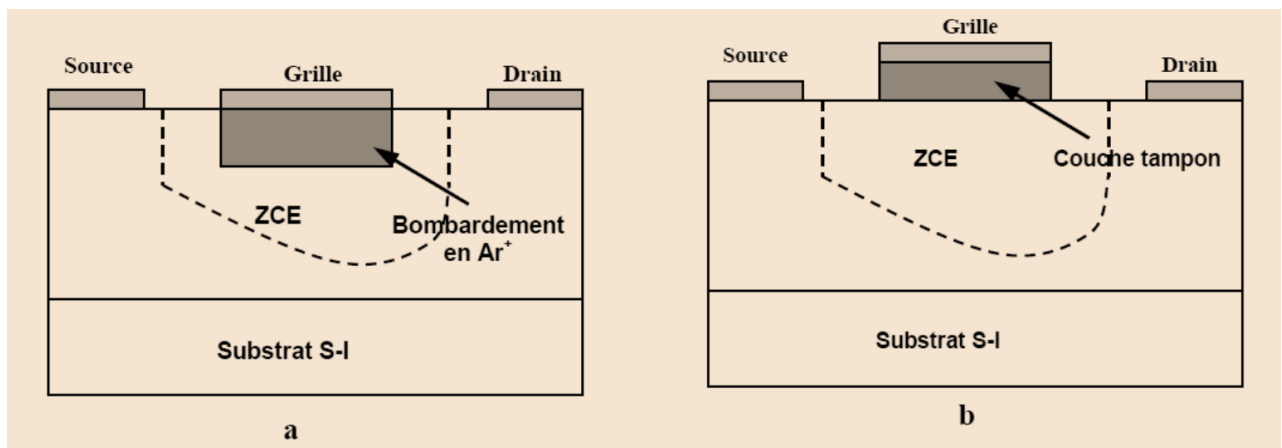


Figure II.27 : Différentes configurations de grille pour améliorer les performances du MESFET.

- a- Bombardement de la grille avec les ions d'argon.
- b- Couche tampon de grille.

## **VI) CONCLUSION**

Dans ce chapitre, nous avons abordé les propriétés physiques et cristallographiques des matériaux III et V et plus particulièrement celles du matériau d'Arséniure de Gallium, le semiconducteur du composant de notre étude.

Ensuite, une étude de l'hétérojonction métal-semiconducteur est établie. Les mécanismes de transport en polarisation directe et inverse dans la diode Schottky ont été abordés. Suivi d'une présentation du transistor MESFET GaAs et ses principaux régimes de fonctionnement.

Les effets limitatifs le fonctionnement des transistors sont décrits. Finalement, une présentation de quelques procédés technologiques pour l'amélioration des performances des transistors à effet de champ a été effectuée.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1]. **S. AMOURACHE**  
“Modélisation du transistor à effet de champ a grille Schottky a l'arséniure de gallium”  
Thèse de doctorat, Université de Constantine, 2007
- [2]. **T. BOUMAAZA**  
“Caractérisation d'un MESFET à grille fondue pour la détection optique”  
Thèse de doctorat, 3 cycle, 1987.
- [3]. **POLYTECH-LILLE.FR**  
COURS : Les transistors à effet de champ”
- [4]. **G. PASCAL**  
“ Etude des transistors HEMT “,  
site Internet, espace perso: [www.eudil.fr](http://www.eudil.fr),2005.
- [5]. **ELECTRONIC DEVICE LETTER,**  
Vol. 13, n°10, Transaction on, 1996.
- [6]. **C. KITTEL,**  
“Introduction à la physique de l'état solide”,  
Dunod, Paris, 1970.
- [7]. **H.MATIEU,**  
“Physique des semi-conducteur et des composant électroniques”,  
Collection Masson ,4eme Edition Enseignement de la Physique, 2000.
- [8]. **M. LEVY,**  
“Physique et technologie de Semi- conducteur”,  
Traité des matériaux Presse des Polytechnique, 1998.
- [9]. **C.AZIZI et al**  
“ Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte”  
Sciences et technologie B-N° 24 Décembre 2005.
- [10]. **S. J. MOSS, A. LEDWITH,**  
The Chemistry of the Semiconductor Industry,  
Springer,) 1987 ISBN 0-216-92005-1)

- [11]. **L.S. ELAINE**  
“Moore, *Solid State Chemistry: An Introduction*”  
CRC Press, 2005 (ISBN 0-7487-7516-1)
- [12]. **M. R. BROZEL, G. E. STILLMAN,**  
“*Properties of Gallium Arsenide*”  
IEEE Inspec, 1996 (ISBN 0-85296-885-X)
- [13]. **A. R. BARRON, M. B. POWER, A. N. MACINNES, A. F. HEPP, P. P. JENKINS,**  
“Chemical vapor deposition from single organometallic precursors”  
Brevet U.S. 5300320 (1994)
- [14]. **MICROSEMI –**  
“introduction to schottky rectifiers”  
Microsemi Corporation Corporate Headquarters One Enterprise Aliso Viejo, CA  
92656 USA Microsemi Corporation document
- [15]. **AN OVERVIEW OF ESD PROTECTION DEVICES**  
ce-mag.com, le 26 janvier 2013.
- [16]. **W.SCHOTTKY**  
“Thermodynamik der seltenen Zustände im Dampfraum (Thermische Ionisierung und thermisches Leuchten)”  
Annalen der Physik Volume 367, Issue 10, pages 113–155, 1920
- [17]. **T YTTERDAL, M HURT, M SHUR, H.PARK , TSAI AND W.C.B PEATMAN**  
“High- temperature characteristics of two dimensional MESFETs”  
IEEE Elect. Dev. Lett, vol 17n° 5 pp 214 - 216 May 1966
- [18]. **J. GRAFFEUILLE,**  
“Le transistor hyperfréquence à grille métallique GaAs propriétés statique et dynamiques”,  
Thèse doctorat d’Etat, Paul Sabatier Toulouse, 1977.
- [19]. **J. GRAFFEUILLE, R. SARES**  
“Applications des transistors à effet de champ”,  
Ed. Eyrolles, 1984.
- [20]. **M.S. BENBOUZA**  
“Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs”  
Thèse de doctorat, Université de Batna, 2006
- [21]. **C. KARL**

- “MESFET MODELS BASED ON GaAs”<sup>‘</sup>.  
Edition 1996.
- [22]. **O. VANBESIEN**  
“Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la CAO.  
Hyperfréquences”<sup>‘</sup>,  
Cours DESS, septembre 2003.
- [23]. **S. M. SZE, KWOK K. NG,**  
Physics of Semiconductor Devices,  
Third Edition, JOHN WILEY & SONS, JNC, 2007.
- [24]. **E. H. RHODERICK AND R. H. WILLIAMS,**  
Metal-Semiconductor Contacts,  
2nd Ed., Clarendon, Oxford, 1988
- [25]. **H. JAI IM, M.S.**  
Introduction Metal Contacts to Silicon Carbide and Gallium Nitride Studied with  
Ballistic Electron Emission Microscopy,  
PHD, Univ. School of The Ohio State, 2001.
- [26]. **H. A. BETHE,**  
“Theory of the Boundary Layer of Crystal Rectifiers,”  
MTRadiat. Lab. Rep., 43-12, 1942.
- [27]. **F. A. PADOVANI AND R. STRATTON,**  
“Field and Thermionic-Field Emission in Schottky Barriers”,  
Solid-state Electron, Vol.9, 695, 1966.
- [28]. **C. TEYSSANDIER,**  
“ Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT  
Pseudomorphiques sur substrat AsGa : Analyse des effets parasites”<sup>‘</sup>,  
Thèse de doctorat, Université de Limoges 2008
- [29]. **Y. A. KHALAF**  
“ Systematic optimization technique for MESFET modeling  
”<sup>‘</sup>, Doctor of Philosophy thesis, Virginia Polytechnic Institute and State University  
2000.
- [30]. **Y.OHNO, AND ALL**  
“ Surface states effects on GaAs FET electrical performance “<sup>‘</sup>,  
IEEE Tran. El. Dev. Vol 46, N°1, 1999.

- [31]. **A. WAKABAYASHI, Y. MITANI, K. HORIO**  
“ Analysis of gate-lag phenomena in recessed-gate GaAs MESFET’s “  
, IEEE Tran. El. Dev. Vol 49, N° 1, 2002.
- [32]. **K. SHENAI, R. W. DUTTON**  
“ channel buffer interface phenomena in GaAs MESFET’s fabricated by molecular beam epitaxie “,  
IEEE Tran. El. Dev, Vol 35, N° 5, 1988.
- [33]. **S. KHEMISSI**  
“MODELISATION NON LINEAIRE DES COMPOSANTS A EFFET DE CHAMP ”,  
these de Doctorat en science, Université Mentouri de Constantine 2009.
- [34]. **C CHARBONNIAUD**  
“ Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde “  
Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2005.
- [35]. **H. WONG AND ALL**  
“ On the temperature variation of threshold voltage of GaAs MESFET “,  
IEEE Tran. El. Dev. Vol 35, N°7, 1992.
- [36]. **J. R. TELLEZ, T. A. MEDIAVILLA, A. TAZON**  
“ Characterisation thermal and frequencies distortion effects in GaAs MESFET devices “  
IEEE Tran. M.T.T, Vol 49, N°7, 2001.
- [37]. **K. FRICHE, H. HARTNAGEL, R. SCHUTZ ET AL,**  
“ A New GaAs Technology for stable FETs at 300°C “  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, No 12, pp. 577, 1989.
- [38]. **.H. SHOUCAIR ET P. K. OJALA,**  
“ High-Temperature Electrical characteristics of GaAs MESFETs 25-400°C “  
, IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 39, No 7, p. 1551, 1992.
- [39]. **N. DUBUC**  
“ modélisation électrothermique de transistors MESFET Sic et optimisation d’une architecture Doherty pour l’amplification de puissance à haute rendement” ,  
Thèse de doctorat Université de Limoges, France 2003.
- [40]. **A. LALOUE**  
“ Modélisation non linéaire distribuée des transistor à effet de champ: application à

l'analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits MMIC “

Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2001.

**[41]. 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.

**[42]. Y. SAIDI**

“ Propriétés statique et dynamique du MESFET GaAs “,  
Thèse de Doctorat d'état Université Mentouri de Constantine 2004.

**[43]. A. BELHATEM**

“ Contribution à l'étude des propriétés statiques du MESFET GaAs “  
Thèse de Magister Université de Constantine 1990.

**[44]. S. AMOURACHE**

“ Modélisation et caractérisation non- linéaire des transistors à effet de champ à barrière Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs “  
Thèse de Magister Université de Constantine 1999.

**[45]. J. GRAFFEUIL, I. ODERGON**

“ Application des MESFET's GaAs “,  
Edition Eyrolles 1984.

**[46]. S. M. SZE**

“ semiconductor devices physics and technology “  
Edi J. Willy and sons, New York 1985.

**[47]. A. EL RAFEI**

Analyse des effets dispersifs dans les transistors radiofréquences par mesures électriques

Thèse Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de Limoges Discipline : “  
Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et systèmes”

## **CHAPITRE III :**

# **EQUATIONS FONCTIONNELLES ET MODELISATION DU MESFET GaAs A BARRIERE SCHOTTKY**

## **CHAPITRE III : EQUATIONS FONCTIONNELLES ET MODELISATION DU MESFET GaAs**

### **I) INTRODUCTION**

Dans ce chapitre, nous avons élaboré une modélisation unidimensionnelle non linéaire du transistor à effet de champ en arséniure de gallium à grille Schottky dit MESFET GaAs.

Nous avons tout d'abord rappelé l'ensemble des équations régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur d'un transistor MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé. Ensuite, nous présentons la détermination du potentiel dans la zone de charge d'espace du canal, du courant de drain en fonction des tensions de polarisation ainsi que la conductance et la transconductance, en se basant sur un ensemble d'hypothèses afin de résoudre les équations différentielles.

L'étude du dispositif interne se fait en général sous une hypothèse que nous adopterons :

- ✓ -la frontière séparant le canal de la zone de charge d'espace située sous la grille est abrupte.

Nous admettrons aussi que dans tout le canal les équipotentielles sont des plans perpendiculaires à l'axe  $\vec{o}\vec{x}$  (figure III-1) alors que c'est l'inverse dans la zone de charge d'espace : C'est l'hypothèse dite du « canal graduel » [01]. Elle revient à négliger la composante  $E_y$  du champ dans le canal et sa composante  $E_x$  dans la zone de Charge d'espace. Cette hypothèse est bien vérifiée lorsque le rapport  $L/a$  est grand devient l'unité.

Dans un deuxième temps, nous prenons en considération les effets d'interface au niveau de la jonction Métal Semiconducteur. De ce fait nous proposons une nouvelle approche mathématique en tenant compte de ces effets. Une nouvelle formulation analytique de la tension de grille est proposée, ce qui nous a ainsi permis de redéfinir la zone de charge d'espace et de réécrire les expressions du courant de drain, de la transconductance et de la conductance, ainsi que ceux de la capacité grille source et grille drain dans les différents régimes de fonctionnement du MESFET GaAs.

L'effet des résistances parasites d'accès de source  $R_s$  et de drain  $R_d$ , et aussi l'effet de la résistance  $R_p$  ont été pris en considération.

L'influence des paramètres physiques et géométriques (la longueur de grille, le niveau de

dopage dans le canal, son épaisseur...) du composant sur des performances a été abordé.

La température est un paramètre très important qui influe sur la mobilité des porteurs de charge du composant et la vitesse de dérive. C’est pourquoi l’effet thermique et les différents mécanismes de diffusion dit mécanismes de scattering sont étudiés.

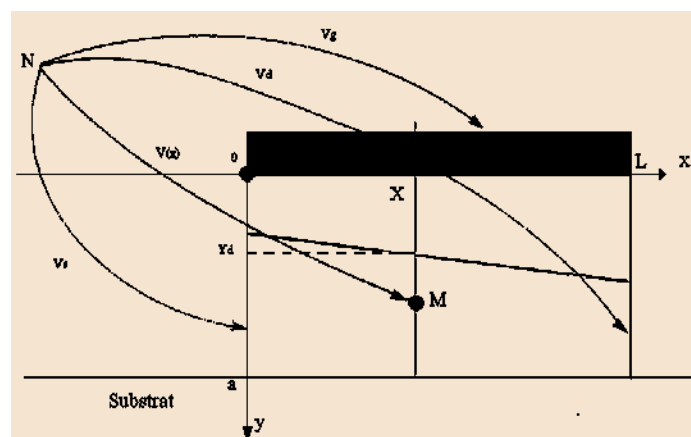
Une étude globale d’un MESFET GaAs ne peut se faire sans qu’on fasse intervenir le mécanisme d’influence de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique appliqué. Dans ce chapitre on a fait le tour avec les lois de mobilité les plus répondu dans la littérature. On a ensuite choisi une pour notre étude.

Finalement, nous proposons deux modèles non-linéaires récents des caractéristiques I-V afin de faire une comparaison avec notre approche.

**II) ÉQUATIONS FONCTIONNELLES DU MESFET**

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.

La longueur du canal libre est notée  $L$ , et  $\phi_g$ , sera la variation totale du potentiel électrostatique à travers la zone de charge d’espace.



**Figure III – 1- Notations spécifiques pour l’étude du MESFET intrinsèque**

Le point  $M(x, y)$  sur la figure (III-1) est un point courant dans le canal avec

l'hypothèse du canal graduel c.-à-d. le potentiel au point M est indépendant de l'ordonnée y.

L'ensemble des équations (III-1) à (III-2) régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur d'un transistor MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé sont établies.

**Equation de Poisson :**

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III-01})$$

**Potentiel électrique :**

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}(\psi) \quad (\text{III -02})$$

**Densité du courant :**

$$J_x = \sigma(x, y, z)E_x \quad (\text{III-03})$$

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

- $E(x, y)$  est le champ électrique.
- $\psi(x, y, z)$  est la variation totale du potentiel électrostatique à travers la zone de charge d'espace.
- $J_x$  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 (III-2). Les autres régions du transistor seront modélisées à partir d'éléments linéaires extrinsèques.

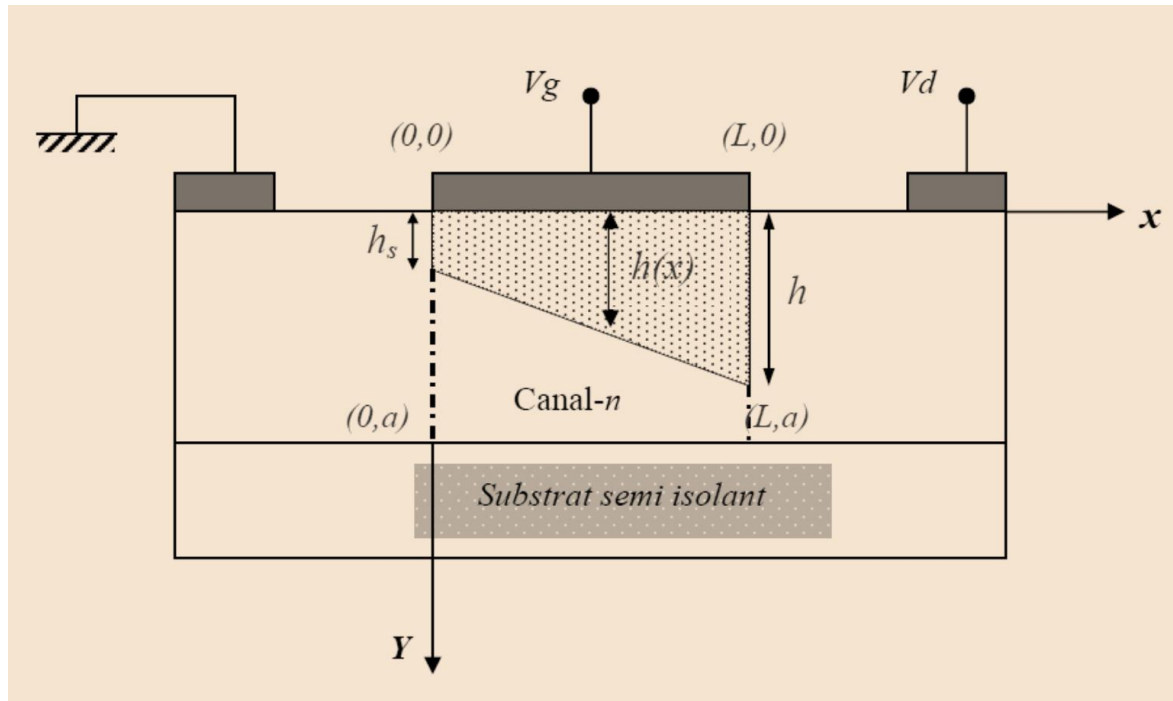


Figure III-02- Zone active du transistor MESFET

Les axes  $ox$  et  $oy$  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.

Notre 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 (III-01) afin d'extraire les expressions analytiques du potentiel électrostatique  $\psi(x,y)$ .
- Détermination à partir de l'équation (III-02) des expressions analytiques des composantes, suivant les axes  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$ ,  $E_x(x,y)$  et  $E_y(x,y)$  du champ électrique  $E(x,y)$  dans le canal.
- Puis intégration de la composante, suivant l'axe  $\vec{x}$ , 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-1) CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMP ELECTRIQUE**

Le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal est donné par l'intégration de l'équation de poisson :

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{d^2 \psi}{dy^2} + \frac{d^2 \psi}{dz^2} = - \frac{\rho(x,y,z)}{\epsilon} \tag{III-04}$$

Pour simplifier l'étude, on cherche toujours à avoir un dopage homogène du canal. Et pour des raisons liées aux techniques de fabrication ceci est impossible de sorte qu'on a

$$N_d = N_d (y).$$

On admet en outre que tous les donneurs sont ionisés à température ambiante. Ainsi la densité de charge d'espace dans le semi conducteur sous la grille s'écrit :

$$\rho(x, y) = q(N_d(y) - n(x, y)) \tag{III-05}$$

Avec :n(x ,y) la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace.

Pour des raisons de symétrie le potentiel est constant suivant la direction Z, de sorte que

$$\frac{d^2 \psi}{dz^2} = 0.$$

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

L'équation de poisson se ramène à :

$$\frac{d^2 \psi(x,y)}{dy^2} = - \frac{q}{\epsilon} N_d(x, y) \tag{III-06}$$

On intègre les deux membres (III-06) entre h(x) à y, avec la condition  $\frac{d\psi(x,y)}{dy} = 0$  en y=h on obtient :

$$\frac{d\psi(x,y)}{dy} = - \frac{1}{\epsilon} \int_{h(x)}^y qN_d(x, y)dy = \frac{1}{\epsilon} \left( \int_0^{h(x)} qN_d(x, y)dy - \int_0^y qN_d(x, y)dy \right) \tag{III-07}$$

Dans l'hypothèse graduelle, le champ électrique de la zone de charge d'espace n'a qu'une composante verticale  $E_y(x, y)$  donnée par:

$$E_y(x, y) = - \frac{d\psi(x,y)}{dy} \tag{III -08}$$

Ainsi l'expression du champ électrique de la zone de charge d'espace reliée au dopage

et à la pénétration  $h(x)$  est donnée par :

$$E_y(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \left( \int_0^y q N_d(x, y) dy - \int_0^{h(x)} q N_d(x, y) dy \right)$$

Nous introduirons pour traiter les problèmes de charge de canal et de charge d'espace la fonction intégrale du dopage [02].

$$Q(y) = \int_0^y \rho(x, y) dy = q \int_0^y N_d(x, y) dy \quad \text{(III -09)}$$

Ainsi :

$$\frac{d\psi(x, y)}{dy} = \frac{1}{\epsilon} [Q(h(x)) - Q(y)] \quad \text{(III-10)}$$

Le potentiel électrostatique  $\psi(x, y)$  dans la zone charge d'espace à l'abscisse  $x$  est donné par une deuxième intégration de l'équation de poisson de  $y=0$  à  $y=h(x)$  :

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} [Q(h(x)) - Q(y)] dy \quad \text{(III -11)}$$

$$\psi(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \left[ h(x)Q(h(x)) - \int_0^{h(x)} Q(y) dy \right] \quad \text{(III-12)}$$

Après une intégration par parties, on aboutit à l'expression finale du potentiel dans la zone de charge d'espace :

$$\psi(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy \quad \text{(III-13)}$$

La valeur maximum de  $h(x)$  est  $h_{\max} = a$ . Lorsque  $h$  atteint cette valeur en un point du canal, celui-ci est obturé et le régime de pincement est atteint.  $\psi(L, a)$  correspondant est appelée tension de pincement  $V_p$  :

$$V_p = \psi(L, a) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^a y N_d(x, y) dy \quad \text{(II -14)}$$

Par ailleurs on peut en déduire  $V(x, y)$ , l'expression de la tension du canal dans le plan  $x$ :

$$V(x, y) = \psi(x, y) + V_g - V_{bi} \quad \text{(III -15)}$$

Et par conséquent :

$$V(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy + V_g - V_{bi} \quad \text{(III -16)}$$

La composante  $E_x(x)$  du champ électrique dans le canal est donnée par :

$$E_x(x) = - \frac{dV(x, y)}{dx} \quad \text{(III -17)}$$

En développant  $\frac{dV(x,y)}{dx}$  sous la forme  $\frac{dV(x,y)}{dh(x)} \cdot \frac{dh(x)}{dx}$ , nous obtenons :

$$\frac{dV(x,y)}{dh(x)} = \frac{q}{\epsilon} h(x) N_d(h(x))$$

ce qui permet d'écrire l'expression de  $E_x(x)$  sous la forme :

$$E_x(x) = -\frac{q}{\epsilon} h(x) N_d(h(x)) \frac{dh(x)}{dx} \quad (\text{III -18})$$

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

$$N_d(x, y) = N_d$$

On remplaçant  $N_d(x, y)$  par  $N_d$  dans les expressions de  $E_y(x, y)$ , (III-16) et (III-18) on obtient :

$$E_y(x) = \frac{qN_d}{\epsilon} (y - h(x)) \quad (\text{III -19})$$

$$V(x) = \frac{qN_d}{2\epsilon} h^2(x) + V_g - V_{bi} \quad (\text{II -20})$$

$$E_x(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon} h(x) \frac{dh(x)}{dx} \quad (\text{II -21})$$

Pour expliciter le champ électrique et le potentiel, il faut connaître l'expression de  $h(x)$ .

Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous permettra de calculer en utilisant les propriétés des triangles semblables, l'expression de  $h(x)$  en fonction de  $h_s$  et  $h_d$ , ses valeurs coté source et coté drain respectivement :

$$h(x) = \frac{h_s - h_d}{L} x + h_s \quad (\text{III -22})$$

## II-2) COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL

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

1. Le domaine d'application est limité à la zone active du canal sous la grille.
2. une jonction abrupte à barrière de Schottky.
3. un canal de dopage uniforme  $N_d(x, y) = N_d = \text{constant}$ .
4. Négligence des effets de bords, dû au débordement de la zone de déplétion sur les côtés de la grille.

5. Négligence des effets des états d'interface.
6. 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 de la zone active.

La densité du courant de drain en un point de coordonnées  $x, y, z$  du canal est simplement donnée par la loi d'Ohm (équation III-03).

Dans la mesure où  $\rho(x,y)$  représente la densité de charges fixes dans la région dépeuplée (c-à-d  $qN_d(x,y)$ ), la densité de charges mobiles dans la région conductrice du canal en un point  $(x,y,z)$  pour un transistor à canal n est donnée par  $-\rho(x,y)$ [02].

La conductivité du canal et la densité de courant s'écrivent donc :

$$\sigma(x, y, z) = \sigma(x, y) = \rho(x, y) \cdot \mu(E_x) \tag{III -23}$$

$$J_x = \rho(x, y) \mu(E_x) \tag{III -24}$$

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

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

$$I_d = - \int_s J_x ds = - \int_0^z \int_h^a J_x dz dy = -z \mu(E_x) \cdot E_x(x) \int_h^a \rho(x, y) dy \tag{II-46}$$

$$I_d = -z \mu(E_x) \cdot E_x [Q(a) - Q(h)] \tag{III -25}$$

Soit :

$$I_d = \frac{qz}{\epsilon} \mu(E_x) \cdot h(x) N_d(h) [Q(a) - Q(h)] \frac{dh(x)}{dx}$$

$$I_d \cdot dx = \frac{qz}{\epsilon} \mu(E_x) \cdot h(x) N_d(h) [Q(a) - Q(h)] dh(x) \tag{III -26}$$

On obtient l'expression finale du courant de drain en intégrant sur tout le barreau, c'est-à-dire de  $x=0$  à  $x=L$ , et de  $h = h_s$  et  $h = h_d$ . Le courant étant conservatif,  $I_d$  est constant :

$$I_d = \frac{qz}{\epsilon} \int_{h_s}^{h_d} \mu(E_x) \cdot h(x) N_d(h) [Q(a) - Q(h)] dh(x) \tag{III -27}$$

En supposant une mobilité constante  $\mu_n$  :

$$I_d = \frac{q^2 z \mu_n N_d^2}{\epsilon \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} h(x) \cdot (a - h(x)) dh(x) \tag{III -28}$$

En utilisant des intégrales simples, l'expression du courant est obtenue par la relation:

$$I_d = \frac{(qN_d)^2 \cdot z \cdot \mu_n}{\varepsilon \cdot L} \left[ \frac{a}{2} (h_d^2 - h_s^2) - \frac{1}{3} (h_d^3 - h_s^3) \right] \quad (\text{III } -29)$$

$h_d$  et  $h_s$  sont données par l'expression (II-11) :

$$h_s = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g) \right]^{1/2}$$

$$h_d = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_g + V_d) \right]^{1/2}$$

En définissant le courant de pincement par :

$$I_p = \frac{(qN_d)^2 z \mu_n a^3}{2\varepsilon L} \quad (\text{III } -30)$$

Et la tension de pincement  $V_p$  par :

$$V_p = \frac{qN_d}{2\varepsilon} a^2 \quad (\text{III } -31)$$

L' expression générale du courant dans le canal  $I_d$  devient

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g + V_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (\text{III } -32)$$

Ou en posant [6] :

$$g_0 = \frac{z \mu_n q N_d a}{L} \quad (\text{III } -33)$$

Ce qui permet d'écrire le courant de drain en régime intrinsèque sous la forme :

$$I_d = g_0 \left( V_d - \frac{2}{3\sqrt{V_p}} (V_{bi} - V_g + V_d)^{3/2} + \frac{2}{3\sqrt{V_p}} (V_{bi} - V_g)^{3/2} \right) \quad (\text{III } -34)$$

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

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

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (III-32), déterminer les équations

correspondantes aux deux régimes :

**II-2-a) REGIME LINEAIRE**

Ce régime correspond au domaine des champs faibles où la mobilité est constante et égale à  $\mu_0$ . La tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante :  $V_d \ll V_{bi} - V_g$

L'équation (III-32) se réécrit:

$$I_d(V_d, V_g) = I_{pL} \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g + V_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(III-35)}$$

Où

$$I_{pL} = \frac{(qN_d)^2 z \mu_0 a^3}{2 \varepsilon L}$$

**II-2-b) REGIME SATURE**

Le courant dans ce cas peut être obtenue à partir de l'équation (III-32), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_d = V_{dsat} = V_p - V_{bi} + V_g \quad \text{(III-36)}$$

$$I_{dsat} = I_{ps} \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(III-37)}$$

$$\text{Où } I_{ps} = \frac{(qN_d)^2 z \mu_n a^3}{2 \varepsilon L}$$

**II-3) TRANSCONDUCTANCE GM ET CONDUCTANCE GD. [02]**

Dans les transistors à effet de champ, les éléments qui les composent peuvent être regroupés en deux catégories différentes. Les éléments extrinsèques représentent les différentes structures d'accès comme les résistances « Rs et Rd ». Les éléments intrinsèques comme la conductance « gd » et la transconductance « gm » traduisent par leur nature les comportements localisés de la structure physique des transistors.

L'expression de  $I_d$  permet de calculer les deux paramètres fondamentaux du transistor que sont la transconductance  $g_m$ , et la conductance du canal appelée plus communément conductance de drain  $g_d$ .

Lorsque le transistor est polarisé à un point de fonctionnement donné par les tensions de drain et de grille, l'expression de courant « Id » peut être écrite comme suit :

$$d.I_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} dV_g + \frac{\partial I_d}{\partial V_d} dV_d = g_m dV_g + g_d dV_d \quad (III-38)$$

**II-3-a) TRANSCONDUCTANCE GM.**

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor : elle représente la variation du courant dans le canal modulé par la tension de grille, à tension drain source constante.

La transconductance est donnée par :

$$g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \quad \text{à } V_d = \text{constante} \quad (III-39)$$

Dans la région linéaire,  $g_m$  est obtenue à partir de l'équation (III-35) :

$$g_m = \frac{\partial I_{pL} \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g + V_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right]}{\partial V_g} \quad (III-40)$$

$$g_m = \frac{z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (III-41)$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (III-37) :

$$g_{m_s} = \frac{z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (III-42)$$

**II-3-b) CONDUCTANCE GD**

La conductance traduit la résistance du canal : c'est la variation du courant de drain en fonction de la variation de la tension  $V_d$  à polarisation de grille constante.

Son expression est donnée par :

$$g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \quad \text{à } V_g = \text{constante} \quad (III-43)$$

De l'équation (III-43) on trouve l'équation de la conductance dans la région linéaire :

$$g_d = \frac{z\mu_0}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[ (V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} \right] \quad (III-44)$$

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  $V_d$ .

$$g_d = 0 \quad \text{(III-45)}$$

### **III) NOUVELLE APPROCHE NON LINEAIRE DES CARACTERISTIQUES STATIQUES DU MESFET A L'ARSENIURE DE GALLIUM :**

#### **III-1) PROBLEMATIQUE**

La modélisation des caractéristiques statiques du MESFET GaAs est basée sur la connaissance des phénomènes physiques qui apparaissent dans les transistors ainsi que les paramètres technologiques et géométriques des composants. Ainsi, un modèle simple, comme l'équation de Shockley, ne peut pas décrire son comportement dans toutes les conditions. Des versions améliorées de modèles non-linéaires ont donc été présentés par différents chercheurs pour prédire les caractéristiques IV de MESFET GaAs [03-09].

La façon la plus simple d'améliorer les performances des GaAs FET est de réduire la longueur de la grille  $L$  [10-11] Cependant, pour les dispositifs submicroniques, des effets apparaissent [12-13], tels que les effets d'interface, limitant les performances du dispositif en réduisant  $g_m$  et en augmentant  $g_d$ .

Ces effets sont dus à la présence d'une couche mince d'oxyde avec une épaisseur  $d$  qui se forme naturellement sur la surface d'un semi-conducteur lorsqu'elle est exposée à l'air. [14]. Ainsi le métal et le semi-conducteur restent séparés [15] et ceci donne naissance à une autre barrière Schottky et donc une réduction supplémentaire de  $g_m$  est observé [16-17]. Cet abaissement de barrière Schottky réduit la valeur de  $\Phi_b$  et augmente donc le courant de fuite de grille  $I_g$ .

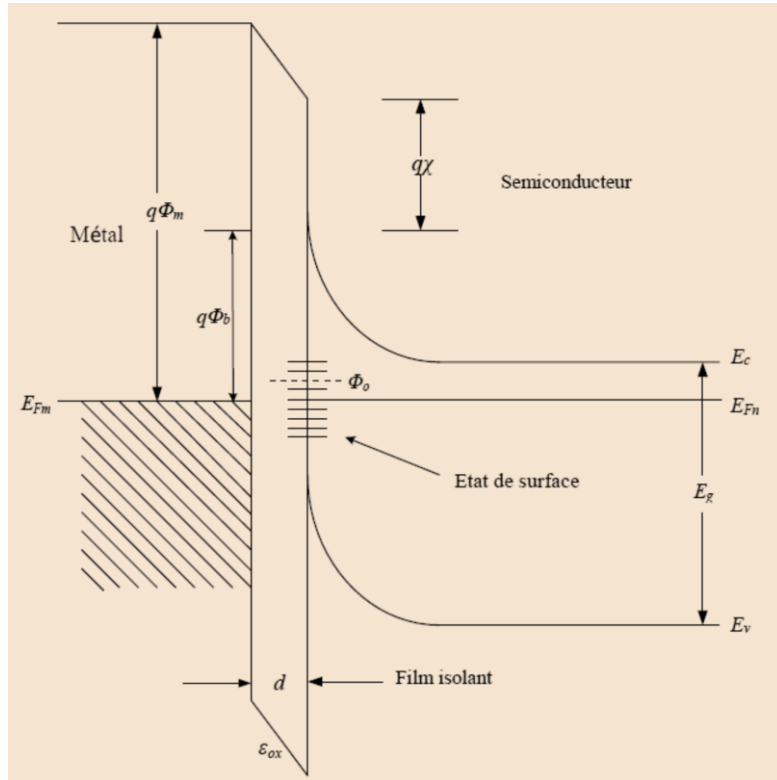


Figure III-3: Schéma de bande d'énergie d'une barrière Schottky ayant une densité finie des états de surface  $\Phi_0$ .

Dans une théorie Schottky simple, la hauteur de la barrière  $\Phi_b$  devrait dépendre de la fonction de travail du métal, et donné par la relation [18].

$$\Phi_b = \Phi_m - \chi \tag{III-46}$$

en l'absence d'états d'interface, la charge négative,  $Q_m$  sur la surface du métal doit être égale et opposée à la charge positive,  $Q_d$  dans le semiconducteur [19] [24]. Dans le cas de réel de la présence d'états d'interface, la condition de neutralité devient :

$$Q_m + Q_d + Q_{ss} = 0 \tag{III-47}$$

Où:  $Q_{ss}$ : est la charge dans les états d'interface [19].

L'occupation de la surface est déterminée par le niveau de Fermi,  $E_F$ , qui est constante dans toute la région en l'absence de la polarisation appliquée et représentée par  $E_{FN}$  et  $E_{FM}$  dans le semi-conducteur et le métal représentés sur la figure (III-3)

### III-2) PROPOSITION

La polarisation grille-source joue un rôle important quand le MESFET GaAs fonctionne en régime de saturation, par conséquent la conductance de sortie dépend non seulement de

V<sub>ds</sub> mais également de V<sub>gs</sub>. Notons que l'effet de polarisation de la grille est d'une importance capitale dans la modélisation aussi bien de la conductance de sortie que de la capacité du MESFET [20, 21]. Cet effet est pris en considérations par certains modèles [22] et négligé par d'autres [23]. Le pincement idéal du composant MESFET est généralement pas observée [24].

Les dispositifs avec des couches d'interface présentent des fuites de grille plus élevées et par conséquent l'effet de contrôler l'épaisseur du canal par le potentiel de grille est plus faible. La perte de V<sub>gs</sub> en raison de la couche interfaciale n'a pas été prise en compte dans le modèle présenté auparavant, la jonction Schottky est supposée idéale, ce modèle n'est pas assez précis pour simuler les caractéristiques I-V d'un dispositif réel à barrière Schottky .

Ainsi, dans ce chapitre, un modèle complet I-V est proposé qui est une extension du modèle précédent capable de simuler les caractéristiques I-V de MESFET GaAs quelle que soit la réponse de la barrière de Schottky, en tenant compte des phénomènes d'interfaces.

**III-3) NOUVEAU MODELE**

Le modèle proposé tient en compte du fait que la présence de la couche interfaciale provoque une non-idéalité de la barrière de Schottky d'un MESFET GaAs. La présence de la couche interfaciale influe sur la tension V<sub>gs</sub> et par conséquent l'amplitude du potentiel qui fait varier la hauteur du canal est différent de celui V<sub>gs</sub> appliqué. Dans de telles circonstances, une simulation effectuée en considérant V<sub>gs</sub> comme l'une des variables ne peut pas prédire le comportement du composant avec précision. Ainsi, on peut écrire:

$$V_{gs} [La\ région\ Grille-Source] = V_{gs} [Région\ d'interface] + V_{gs} [Zone\ de\ déplétion]$$

L'expression ci-dessus indique qu'une partie de la tension appliquée est consommée par la couche interfaciale. Et si la densité des états à l'interface d'une jonction Schottky est élevé, la contribution de V<sub>GS</sub> [Région d'interface] sera également élevée et ne peut donc pas être ignoré. Une simulation basée sur une simple valeur V<sub>GS</sub> en ignorant V<sub>GS</sub> [Région d'interface] va générer un écart entre les caractéristiques calculées d'un MESFET GaAs et celles observées expérimentalement.

Pour surmonter ce problème et compte tenu de la nature exponentielle de la densité d'états [25,26], l'expression suivante est donnée pour modifier V<sub>gs</sub> [27] :

$$V_{eff} = \frac{V_{gs}}{1 + xe^{V_{gs}}} \tag{III-48}$$

Le paramètre  $x$  est une variable d'ajustage et d'affinement qui simule la qualité de la barrière Schottky. Pour  $x = 0$ , la barrière Schottky est supposée parfaite et les effets de surface sont donc nuls. Ainsi la modélisation devient plus flexible et on peut donc pour chaque composant GaAs déterminer seulement la variable  $x$  qui nous donnera une idée sur la qualité de la jonction et une prédiction théorique plus rapprochée des résultats expérimentaux.

**III-4) APPLICATION DU MODELE**

**III-4-a) ZONE DE CHARGE D'ESPACE**

L'expression de la tension du canal dans le plan  $x$  permet d'écrire la tension aux bornes de la zone de charge d'espace donnée par :

$$V(x) = \frac{qN_d}{2\epsilon} h^2(x) \tag{III-49}$$

La zone de charge d'espace est divisée en trois régions principales :

Nous utilisons les hypothèses suivantes pour calculer la largeur la zone de charge de la première région se trouvant directement au-dessous de la grille :

- ✓ Pour :  $x = 0$  on a  $V(0, h_s) = V_{bi} - V_{eff}$ .
- ✓ Pour  $x = L$  on a  $V(L, h_d) = V_d + V_{bi} - V_{eff}$
- ✓ Pour :  $0 \leq x \leq L$  ; nous nous placerons dans l'hypothèse du canal graduel.

Et donc :  $V(x, h(x)) = V(x) + V_{bi} - V_{eff} \dots$

$V_d$  est la tension de polarisations en régime intrinsèque côté drain.

$h_s$ ,  $h_d$  et  $h(x)$  sont les extensions de la zone de charge d'espace, par ordre : côté source, côté drain et dans un point «  $x$  » entre les deux cotés.

A partir des équations précédentes, les expressions de  $h_s$ ,  $h_d$  et  $h(x)$  deviennent comme suit :

$$h_s = a \left[ \frac{(V_{bi} - V_{eff})}{V_p} \right]^{1/2} \tag{III-50}$$

$$h_d = a \left[ \frac{(V_d + V_{bi} - V_{eff})}{V_p} \right]^{1/2} \tag{III-51}$$

Et donc on a :

$$h_s = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2} \quad \text{(III-52)}$$

$$h_d = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V_{bi} + V_d - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2} \quad \text{(III-53)}$$

$$h(x) = \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V(x) + V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2} \quad \text{(III-54)}$$

**III-4-b) CALCUL DU COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL:**

L'expression du courant de drain devient alors sous la forme suivante :

$$I_d = \frac{z\mu qN_d a}{L} \left( V_d - \frac{2}{3\sqrt{V_p}} \left( V_{bi} + V_d - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right)^{3/2} + \frac{2}{3\sqrt{V_p}} \left( V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right)^{3/2} \right) \quad \text{(III-55)}$$

La loi de mobilité permet d'obtenir les différentes expressions du courant de drain dans différents régimes de fonctionnement (linéaire et saturé)

Comme dans le modèle précédent, le courant s'écrit différemment selon le régime de fonctionnement :

**III-4-b-1) Régime Linéaire**

Dans ce cas, la tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante :

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

$$I_d(V_d, V_g) = I_{pL} \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} + V_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}}}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad \text{(III-56)}$$

Où

$$I_{pL} = \frac{(qN_d)^2 z \mu_0 a^3}{2\varepsilon L} \quad \text{(III-57)}$$

**III-4-b-2) : Régime Saturé**

En évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_d = V_{dsat} = V_p - V_{bi} + V_{gsT}$$

On a l'expression du courant de drain comme suit :

$$I_{dsat} = I_{ps} \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1 + xe^{V_{gs}}}}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1 + xe^{V_{gs}}}}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (III-58)$$

$$I_{ps} = \frac{(qN_d)^2 z a^3 \mu_0}{2 \varepsilon L \left( 1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^n \right)^{1/n}} \quad (III-59)$$

**III-4-c) LA TRANSCONDUCTANCE  $G_M$**

Nous intégrons le courant de drain suivant la formule ci-dessous ;

$$g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \quad (III-60)$$

On obtient suivant le régime de fonctionnement :

**III-4-c-1) régime Linéaire**

$$g_{mL} = \frac{z \mu q N_d a V_d V_{eff} (1 + V_{eff} - V_{gs})}{2 L V_{gs} V_p \left( (V_{bi} - V_{eff}) / V_p \right)^{1/2}} \quad (III-61)$$

**III-4-c-2) régime Saturé**

En posant

$$C = \frac{V_{eff}}{V_{gs}} = \frac{1}{1 + xe^{V_{gs}}}$$

On a :

$$g_{ms} = \frac{I_{ps} C}{V_p} \left( \left( x C V_{gs} e^{V_{gs}} - 1 \right) \left( \frac{V_{bi} - V_{gs} C}{V_p} \right)^{1/2} - x V_{gs} e^{V_{gs}} C - 1 \right) \quad (III-62)$$

**III-4-d) LA CONDUCTANCE  $G_D$ .**

On intégrant le courant de drain suivant la formule ci-dessous ;

$$g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \quad (III-63)$$

On obtient suivant le régime de fonctionnement :

**III-4-d-1) Régime Linéaire**

$$g_{dL} = \frac{z \mu q N_d a}{L} \left( 1 - \left( (V_{bi} - V_{eff}) / V_p \right)^{1/2} \right) \quad (III-64)$$

**III-4-d-2) Régime Saturé**

$$g_{ds} = 0$$

**III-4-e) CALCUL DES CAPACITES**

Nous allons maintenant calculer les expressions des capacités intrinsèques à partir des équations établies précédemment. Ceci revient à calculer la capacité grille–source « Cgs » qui représente la variation de la charge d’espace par rapport à la tension de grille, lorsque la tension de drain est constante et la capacité drain–source « Cgd » qui représente la variation de la charge d’espace par rapport à la tension de drain quand la tension de grille est Constante

Nous nous basons sur le fait des distributions simplifiées des charges stockées dans la zone de charge d’espace.

L’expression qui donne la formule de la capacité est la suivante :

$$C = \frac{\partial Q}{\partial V} \tag{III- 65}$$

Ainsi l’expression générale de la capacité « Cgs » est donnée par :

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_g} \right|_{V_d=Cst} \tag{III- 66}$$

D’autre part l’expression générale de la capacité « Cgd » donnée par :

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_d} \right|_{V_g=Cst} \tag{III- 67}$$

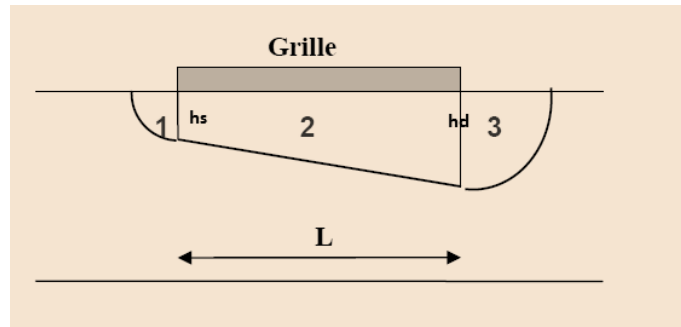
L’expression de la charge stockée dans la zone de charge d’espace est donnée simplement comme suit :

$$Q = q.Nd.Z.S$$

Où : S est la surface de la coupe longitudinale de la zone de charge d’espace.

Pour calculer cette expression dans les différents régimes de fonctionnement, il faut déterminer tout d’abord la surface de la coupe longitudinale de la zone dépeuplée [28].

**III-4-e-1) Cas Du Régime Linéaire**



**Figure III-04 : répartition de la zone de déplétion dans le régime linéaire**

$$Q_{Lin} = \frac{qN_dZ}{2} (\sum_{n=1}^3 S_n) \tag{III-68}$$

S1 et S2 étant des quarts de cercles (figure III-4):

$$S_1 = \frac{\pi}{4} h_s^2 \tag{III-69}$$

Et

$$S_3 = \frac{\pi}{4} h_d^2 \tag{III-70}$$

Pour la région « 2 » on utilise l’approximation du canal graduel. La surface de cette région est donnée comme :

$$S_2 = L \frac{h_s+h_d}{2} \tag{III-71}$$

Ainsi la surface totale de la zone de déplétion dans le cas du régime linéaire devient :

$$S = \left( L(h_d + h_s) + \frac{\pi}{2} (h_s^2 + h_d^2) \right) \tag{III-72}$$

De là l’expression de la charge stockée dans la zone de charge d’espace pour le régime linéaire est donnée comme suit :

$$Q_{Lin} = \frac{qN_dZ}{2} \left( L(h_d + h_s) + \frac{\pi}{2} (h_s^2 + h_d^2) \right) \tag{III-73}$$

Notons que la charge emmagasinée directement sous la grille dans la surface 2 est une charge dite intrinsèque, et les charges emmagasinées dans les deux régions de débordement de la zone de déplétion côté source et côté drain, c’est-à-dire dans les surfaces S1 et S3 sont des charges dites

latérales.

**III-4-e-1-i) La Capacité Grille-Source « C<sub>gsl</sub> »**

$$C_{gsl} = \left| \frac{\partial Q_{Lin}}{\partial V_g} \right|_{V_d=Cst} = \frac{qN_d Z}{2} \left| \frac{\partial \left( L(h_d+h_s) + \frac{\pi}{2}(h_s^2+h_d^2) \right)}{\partial V_g} \right|_{V_d=Cst} \quad (III-74)$$

$$C_{gsl} = \frac{qN_d Z}{2} \left[ L \left( \frac{\partial h_d}{\partial V_g} + \frac{\partial h_s}{\partial V_g} \right) + \pi \left( h_d \frac{\partial h_d}{\partial V_g} + h_s \frac{\partial h_s}{\partial V_g} \right) \right]_{V_d=Cst} \quad (III-75)$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial V_g} = \frac{\partial \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2}}{\partial V_g} = \frac{\varepsilon}{qN_d} \frac{V_{eff}(V_g - V_{eff} - 1)}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{eff})}} \quad (III-76)$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial V_g} = \frac{\varepsilon}{qN_d} \frac{V_{eff}(V_g - V_{eff} - 1)}{h_s} \quad (III-77)$$

$$\frac{\partial h_d}{\partial V_g} = \frac{\partial \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V_{bi} + V_d - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2}}{\partial V_g} = \frac{\varepsilon}{qN_d} \frac{V_{eff}(V_g - V_{eff} - 1)}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} + V_d - V_{eff})}} \quad (III-78)$$

$$\frac{\partial h_d}{\partial V_g} = \frac{\varepsilon}{qN_d} \frac{V_{eff}(V_g - V_{eff} - 1)}{h_d} \quad (III-79)$$

L'expression de la capacité Grille-Source dans le régime linéaire devient :

$$C_{gsl} = \frac{Z\varepsilon \frac{V_{eff}(V_g - V_{eff} - 1)}{V_g}}{2} \left[ L \left( \frac{1}{h_d} + \frac{1}{h_s} \right) + 2\pi \right] \quad (III-80)$$

Cette expression regroupe la capacité latérale calculée à partir de la charge latérale, et la capacité intrinsèque calculée à partir de la charge intrinsèque.

**III-4-e-1-ii) La Capacité Grille-Drain en régime linéaire « C<sub>gdl</sub> »**

$$C_{gd} = \left| \frac{\partial Q_{Lin}}{\partial V_{gd}} \right|_{V_g=Cst} = \frac{qN_d Z}{2} \left| \frac{\partial \left( L(h_d+h_s) + \frac{\pi}{2}(h_s^2+h_d^2) \right)}{\partial V_d} \right|_{V_g=Cst} \quad (III-81)$$

$$C_{gdL} = \frac{qN_dZ}{2} \left[ L \left( \frac{\partial h_d}{\partial V_d} \right) + \frac{\partial h_s}{\partial V_d} \right] + \pi \left( h_d \frac{\partial h_d}{\partial V_d} + h_s \frac{\partial h_s}{\partial V_d} \right) \Big|_{Vg=Cst} \tag{III- 82}$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial V_d} = \frac{\partial \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V_{bi} - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2}}{\partial V_d} \tag{III- 83}$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial V_d} = 0 \tag{III- 84}$$

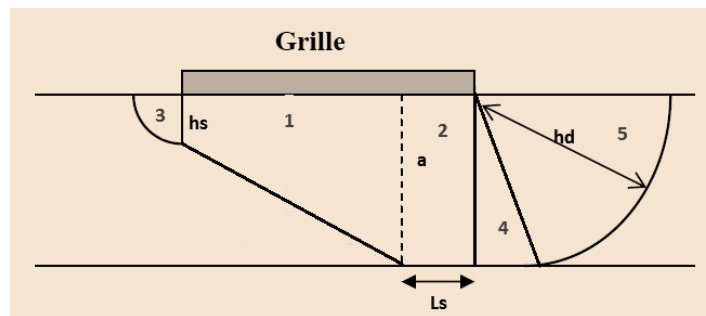
$$\frac{\partial h_d}{\partial V_d} = \frac{\partial \left[ \frac{2\varepsilon}{qN_d} \left( V_{bi} + V_d - \frac{V_{gs}}{1+xe^{V_{gs}}} \right) \right]^{1/2}}{\partial V_d} = \frac{\varepsilon}{qN_d} \frac{1}{\sqrt{\frac{2\varepsilon}{qN_d} (V_{bi} + V_d - V_{eff})}} \tag{III- 85}$$

$$\frac{\partial h_d}{\partial V_d} = \frac{\varepsilon}{qN_d} \frac{1}{h_d} \tag{III- 86}$$

L'expression de la capacité Grille-Drain dans le régime linéaire devient :

$$C_{gdL} = \frac{\varepsilon Z}{2} \left[ \frac{L}{h_d} + \pi \right] \tag{III- 87}$$

**III-4-e-2) Régime De Saturation**



**Figure III-05 : Répartition de la zone de déplétion dans le régime de saturation**

Dans le cas du régime de saturation, la répartition de la zone de déplétion se fait en cinq régions (figure III-5), et donc :

$$Q_{Sat} = \frac{qN_dZ}{2} (\sum_{n=1}^5 S_n) \tag{III-88}$$

Par des calculs géométriques simples, et en utilisant l'approximation du canal graduel pour la région 1. La région 4 est un triangle rectangulaire. L'expression de la surface totale dans le cas du régime de saturation devient :

$$S = \left( (L - L_s) \frac{h_s + a}{2} + aL_s + \frac{\pi}{4} h_s^2 + \frac{a}{2} (h_d^2 - a^2)^{1/2} + \frac{h_d^2}{2} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \right) \quad (\text{III-89})$$

Avec  $L_s$  est la longueur de la partie constante [29,30] :

$$L_s(V_d, V_g) = \frac{2a}{\pi} \sinh^{-1} \left[ \frac{\pi K_d}{2aE_s} (V_d - V_c) \right] \quad (\text{III-90})$$

$K_d \sim 1$ [31]

Et  $V_c$  [29] est la chute de tension entre l'origine et le début de la région de saturation, avec  $x=L-L_s$  :

$$V_c(V_g) = \frac{(V_g - V_p)}{E_s L + V_g - V_p} E_s L \quad (\text{III-91})$$

$E_s$  est le champ électrique longitudinal pour lequel les électrons atteignent leur vitesse limite

De là l'expression de la charge stockée dans la zone de charge d'espace pour le régime de saturation devient :

$$Q_{Sat} = \frac{qN_d Z}{2} \left( (L - L_s) \frac{h_s + a}{2} + aL_s + \frac{\pi}{4} h_s^2 + \frac{a}{2} (h_d^2 - a^2)^{1/2} + \frac{h_d^2}{2} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \right) \quad (\text{III-92})$$

**III-4-e-2-i) La Capacité Grille-Source « C<sub>gs/Sat</sub> »**

$$C_{gs/sat} = \left. \frac{\partial Q_{Sat}}{\partial V_g} \right|_{V_d=Cst} \quad (\text{III-93})$$

$$C_{gs/sat} = \frac{qN_d Z}{2} \left. \frac{\partial \left( (L - L_s) \frac{h_s + a}{2} + aL_s + \frac{\pi}{4} h_s^2 + \frac{a}{2} (h_d^2 - a^2)^{1/2} + \frac{h_d^2}{2} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \right)}{\partial V_g} \right|_{V_d=Cst} \quad (\text{III-94})$$

$$C_{gs/sat} = qN_d Z \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial V_g} \left( (L - L_s) \frac{h_s + a}{2} \right) + \frac{2a}{\pi} \frac{\partial}{\partial V_g} \left( \sinh^{-1} \frac{\pi K_d}{2aE_s} (V_d - V_c) \right) \right] + \left[ \frac{\pi}{4} h_s \frac{\partial}{\partial V_g} h_s + \frac{a}{2} \left( \frac{h_d}{\sqrt{h_d^2 - a^2}} \right) \frac{\partial}{\partial V_g} h_d + \frac{\partial}{\partial V_g} \left( \frac{h_d^2}{2} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \right) \right] \right\} \quad (\text{III-95})$$

L'expression de la capacité Grille-Source dans le régime de saturation

$$C_{gs/sat} = qN_dZ \left\{ \frac{a^2}{4V_p} \left[ \pi + 2 \frac{V_{eff}}{V_g} (V_g - V_{eff} - 1) \frac{L-L_s}{h_s} + \text{Arcsin} \frac{a}{h_d} + \left( \frac{V_{eff}}{a.V_g} (V_g - V_{eff} - 1) (2(h_d - a^2) + L + L_s) \right) \left( 1 + \left( \frac{V_c}{V_g - V_p} \right)^2 + \frac{K_d(h_s - a)}{2E_s \sqrt{1 + \left( \frac{\pi K_d(V_d - V_c)}{2aE_s} \right)^2}} \right) \right] \right\} \quad (III- 96)$$

**III-4-e-2-ii) La Capacité Grille-Drain « Cgd/Sat »**

$$C_{gd/sat} = \left| \frac{\partial Q_{sat}}{\partial V_d} \right|_{V_g=Cst} \quad (III- 97)$$

$$C_{gd/sat} = \frac{qN_dZ}{2} \left| \frac{\partial \left( (L-L_s) \frac{h_s+a}{2} + aL_s + \frac{\pi}{4} h_s^2 + \frac{a}{2} (h_d^2 - a^2)^{1/2} + \frac{h_d^2}{2} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \right)}{\partial V_d} \right|_{V_g=Cst} \quad (III-98 )$$

$$C_{gd/sat} = qN_dZ \left\{ \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial V_d} \left( (L - L_s) \frac{h_s+a}{2} \right) + \frac{2a}{\pi} \frac{\partial}{\partial V_d} \left( \sinh^{-1} \frac{\pi K_d}{2aE_s} (V_d - V_c) \right) \right] + \left[ \frac{\pi}{4} h_s \frac{\partial}{\partial V_d} h_s + \frac{a}{2} \left( \frac{h_d}{\sqrt{h_d^2 - a^2}} \right) \frac{\partial}{\partial V_d} h_d + \frac{\partial}{\partial V_d} \left( \frac{h_d^2}{2} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \right) \right] \right\} \quad (III- 99)$$

L'expression de la capacité Grille-Drain dans le régime de saturation

$$C_{gd/sat} = \frac{K_d(h_s - a)}{2E_s \sqrt{1 + \left( \frac{\pi K_d(V_d - V_c)}{2aE_s} \right)^2}} + \frac{a^2}{2V_p} \text{Arcsin} \left( \frac{a}{h_d} \right) \quad (III-100 )$$

**III-4-f) CALCUL DE LA FREQUENCE DE COUPURE [02]**

La fréquence de coupure est un paramètre caractéristique très important pour le composant MESFET GaAs fonctionnant en haute fréquence. C'est la fréquence maximale

d'utilisation du transistor comme un amplificateur de puissance. Cette fréquence est définie par la relation :

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs}+C_{gd})} \quad \text{(III-101)}$$

$g_m$  est la transconductance

$C_{gs}$  est la capacité de grille donnée par l'expression suivante :

$$C_{gs} = \left| \frac{\partial Q_{dep}}{\partial V_g} \right|$$
$$Q_{dep} = -q \cdot Nd \cdot Z \cdot S_{dep} \quad \text{(III-102)}$$

$S_{dep}$  est la surface de la zone de charge d'espace dans la région contrôlée par la grille.

#### **III-4-f-1) Fréquence maximale**

C'est la fréquence maximale de fonctionnement du transistor, elle est donnée par [45] :

$$f_{max} = \frac{f_c}{2\sqrt{(R_g(g_d+2\pi f_c C_{gd}))}} \quad \text{(III-103)}$$

$R_g$  : est la résistance associée à la métallisation de grille.

#### **III-4-g) LES EFFETS DES RESISTANCES PARASITES**

Les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques ( $I_d$ ,  $V_d$ ,  $V_g$ ). Pour obtenir les caractéristiques extrinsèques du composant ( $I_{ds}$ ,  $V_{ds}$ ,  $V_{gs}$ ) il suffit de prendre en considération l'effet des résistances parasites d'accès de source  $R_s$  et de drain  $R_d$ , et aussi l'effet de la résistance  $R_p$  parallèle au canal sur les valeurs des tensions de polarisations (figure III-6).

$R_s$  et  $R_d$  : représentent les résistances parasites dues aux contacts ohmiques et aux zones conductrices inactives du canal entre les métallisations de drain et de source, et la limite de la zone de charge d'espace. Ces résistances sont de l'ordre de quelques ohms.

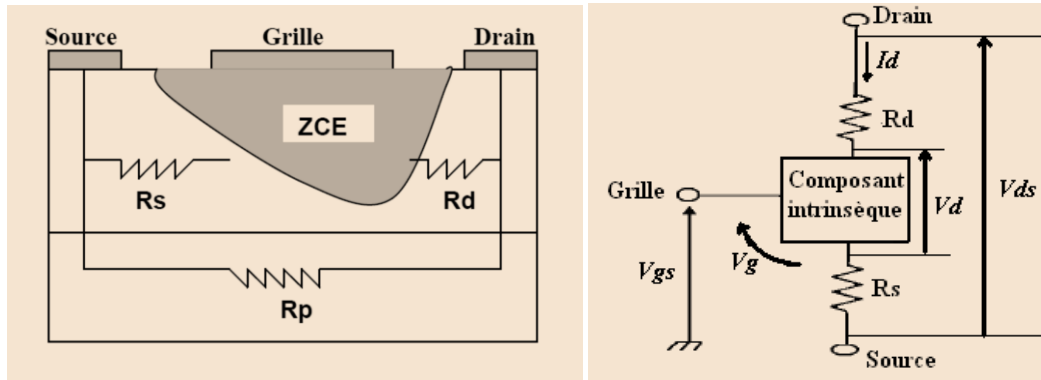


Figure III-06 : Résistances parasites dans le MESFET.

$R_p$  : est la résistance parasite qui est en parallèle avec le canal. Elle est due essentiellement aux effets dispersifs de substrat. Elle est de l'ordre de quelques kilos ohms.

Pour obtenir les expressions réelles des caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds}, V_{eff})$ , il suffit de remplacer les termes intrinsèques par les termes extrinsèques dans toutes les relations précédentes.

$$V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d \tag{III- 104}$$

$$V_g = V_{eff} - R_s I_d \tag{III- 105}$$

$$I_d = I_{ds} - (V_d / R_p) \tag{III-106}$$

Les valeurs des résistances «  $R_s$  et  $R_d$  » sont obtenues à partir des expressions suivantes :

$$R_s = \frac{L_{gs}}{qZaN_d\mu_0} + R_{os} \tag{III-107}$$

$$R_d = \frac{L_{gd}}{qZaN_d\mu_0} + R_{od} \tag{III-108}$$

Où :  $L_{gs}$ ,  $L_{gd}$  sont les distance entre la grille et la source la grille et le drain respectivement.

$R_{os}$  ,  $R_{od}$  donnent les résistance du contact ohmique de la source et du drain respectivement.

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

**L'équation générale :**

$$I_d(V_d, V_g, R_s, R_d) = I_p B1 \left[ \frac{V_d - (R_s + R_d)I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{eff} + V_d - R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{eff} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (III-109)$$

**III-4-g-1) Régime Linéaire :**

$$I_d(V_d, V_g, R_s, R_d) = I_p \left[ 1 - \left( \frac{V_{bi} - V_{eff}}{V_p} \right)^{1/2} \right] \cdot \left[ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{V_p} \right] \quad (III-110)$$

**III-4-g-2) régime Saturé :**

$$I_{dsat} = I_p B2 \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{V_{bi} - V_g + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{eff} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (III-111)$$

Avec :

$$B1 = B2 = \frac{[1 + \{(v_s(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d))\}^3 / \mu_n L_s E_c^4]}{[1 + (V_{ds} - (R_s + R_d)I_d) / L E_c]} \quad (III-112)$$

### **III-4-h) EFFET DES PARAMETRES GEOMETRIQUES**

Ces paramètres sont la longueur de la grille « L », l'épaisseur de la couche active « a » et la largeur de grille « Z ». Ces trois dimensions sont mesurées soit par microscope, soit données par le constructeur pour chaque composant [32]. La variation de ces paramètres a une grande influence sur les caractéristiques ( I-V ).

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{(qN_d)^2 z \mu_n a^3}{2\epsilon L} \left[ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{eff} + V_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left( \frac{V_{bi} - V_{eff}}{V_p} \right)^{3/2} \right] \quad (III-113)$$

### **III-4-i) EFFET DES PARAMETRES PHYSIQUES ET TECHNOLOGIQUES**

Ces paramètres sont la densité de donneurs de la couche active  $N_d$ , le facteur de pente des caractéristiques  $I_d$ , la barrière de potentiel du contact Schottky  $V_{bi}$  et enfin la mobilité à faible champ  $\mu_o$ .

### **III-4-j) L'EFFET THERMIQUE**

Les performances et la fiabilité des composants actifs à effet de champ de type MESFET GaAs sont fortement liées aux conditions thermiques de fonctionnement. La température est

un paramètre très important qui influe sur la mobilité des porteurs de charge du composant et la vitesse de dérive et il doit être pris en considération lors de la conception des circuits logiques et analogiques à base de MESFET GaAs.

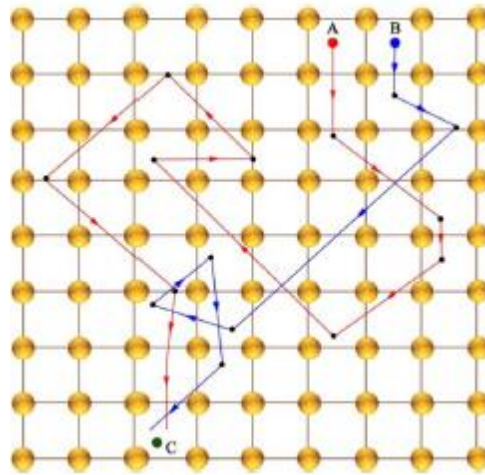
Dans un semi-conducteur, la mobilité des porteurs dépend du temps des différentes collisions qu'ils peuvent subir au cours de leur déplacement. Ces collisions ont deux principales origines qui sont d'une part les interactions avec le réseau et d'autre part celles avec les impuretés [33]. Ces deux types d'interaction sont eux-mêmes le résultat de plusieurs mécanismes.

Ces collisions, représentées par les points noirs sur la Figure III-7, correspondent aux changements de direction des charges dans leur parcours. Ces collisions peuvent être dues aux impuretés, aux phonons, aux autres porteurs, et à tout autre défaut.

#### **III-4-j-1) Interactions Avec Le Réseau**

Lorsque la température est supérieure à  $0^0$  Kelvin, les porteurs peuvent alors entrer en collision avec le réseau cristallin qui vibre. La diffusion des électrons par les vibrations du cristal dépend alors de la nature de ces dernières : on introduit alors la notion de phonons, qui représentent les modes quantifiés de propagation des vibrations (quantum élémentaire d'énergie vibrationnelle).

Lorsque deux atomes du réseau voisin vibrent en phase, on parle alors de phonons acoustiques. Ils peuvent vibrer dans plusieurs directions et donc correspondre à une onde longitudinale et transverse. Ces vibrations génèrent un potentiel de déformation, on parle de diffusion par potentiel de déformation. Si les atomes du cristal sont partiellement ionisés, les déplacements des atomes génèrent un potentiel piézoélectrique : on parle de diffusion piézoélectrique.



**Figure III-07:** Représentation schématique du déplacement des charges dans un cristal dans le cas d'un dopage de type P ou N (tracés rouge et bleu respectivement). Le parcours de déplacement d'un trou (du point A au point C) est plus complexe que celui d'un électron libre (de B à C).

Et quand les deux atomes du réseau voisin vibrent en opposition de phase, on parle alors de phonons optiques qui peuvent être très facilement excités par des ondes lumineuses (dans le domaine de l'infrarouge). De la même manière que les phonons acoustiques, ils peuvent être de type longitudinal et transverse. D'une part, ces phonons créent un potentiel de déformation proportionnel à la contrainte optique : on parle de phonons optiques non polaires. D'autre part, la polarisation produite par la vibration optique des charges ioniques crée un moment dipolaire dont le potentiel associé fait diffuser les électrons : on parle de phonons optiques polaires.

Les vibrations du réseau sont d'autant plus importantes que la température augmente, ainsi les mobilités chutent à haute température. Cependant, dans les cristaux purement covalents tels que le GaAs, les porteurs libres interagissent principalement avec les modes de vibration longitudinaux acoustiques [34]. La dépendance de la mobilité avec la température selon ce mode de vibration est donnée par :

$$\mu_a \propto m^{*-5/2} T^{-\alpha} \tag{III- 114}$$

Où  $m^*$  est la masse effective et  $T$  la température et  $\alpha \sim 3/2$  pour les modes de vibration longitudinaux acoustiques.

Dans le cas où l'on doit prendre en compte les modes de vibration longitudinaux optique, comme dans les matériaux ioniques III-V (GaAs, InP, GaN), la dépendance de la mobilité avec la température est donnée par :

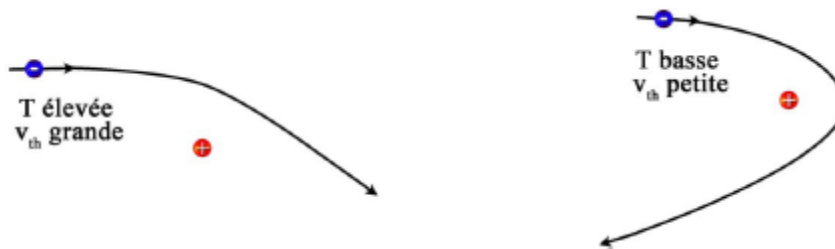
$$\mu \propto T^{-\alpha} \tag{III-115}$$

Avec  $\alpha \sim 2$  pour les modes longitudinaux optiques

**III-4-j-2) Interactions Avec Les Impuretés**

Lorsque la température augmente, l'ionisation des impuretés augmente également, ainsi le processus de collision devient limité par les collisions avec les impuretés ionisées. Ce dernier processus de diffusion est prédominant. Pour ce type d'interaction, la dépendance de la mobilité en température est donnée par [34] :

$$\mu \propto T^{3/2} \tag{III-116}$$



**Figure III-08 :** Perturbation de la trajectoire d'un porteur par une impureté ionisée : quand la température augmente, la vitesse thermique augmente aussi et la perturbation est moins importante.

Les phonons et la diffusion du réseau couvrent les mécanismes de déformation de diffusion piézoélectrique et acoustiques, où la diffusion du réseau est un procédé à basse température, dans ce cas la mobilité est liée à la température par [34,35]

$$\mu \propto T^{-3/2} \tag{III-117}$$

La mobilité due au phénomène de diffusion du réseau augmente avec la diminution de la température.

Il existe un mécanisme de diffusion appelé mécanisme de diffusion des impuretés neutres. Ce mécanisme arrive quand un électron s'approche d'un atome neutre, c'est le résultat des donneurs non-ionisés ou des défauts neutres. Cette diffusion joue un rôle important dans la dégradation de la mobilité [36]. La mobilité due à la diffusion neutre est donnée par

$$\mu_{\text{neutral}} = \frac{q^3 m^*}{80\pi\epsilon h^3 N_{NI}} \tag{III-118}$$

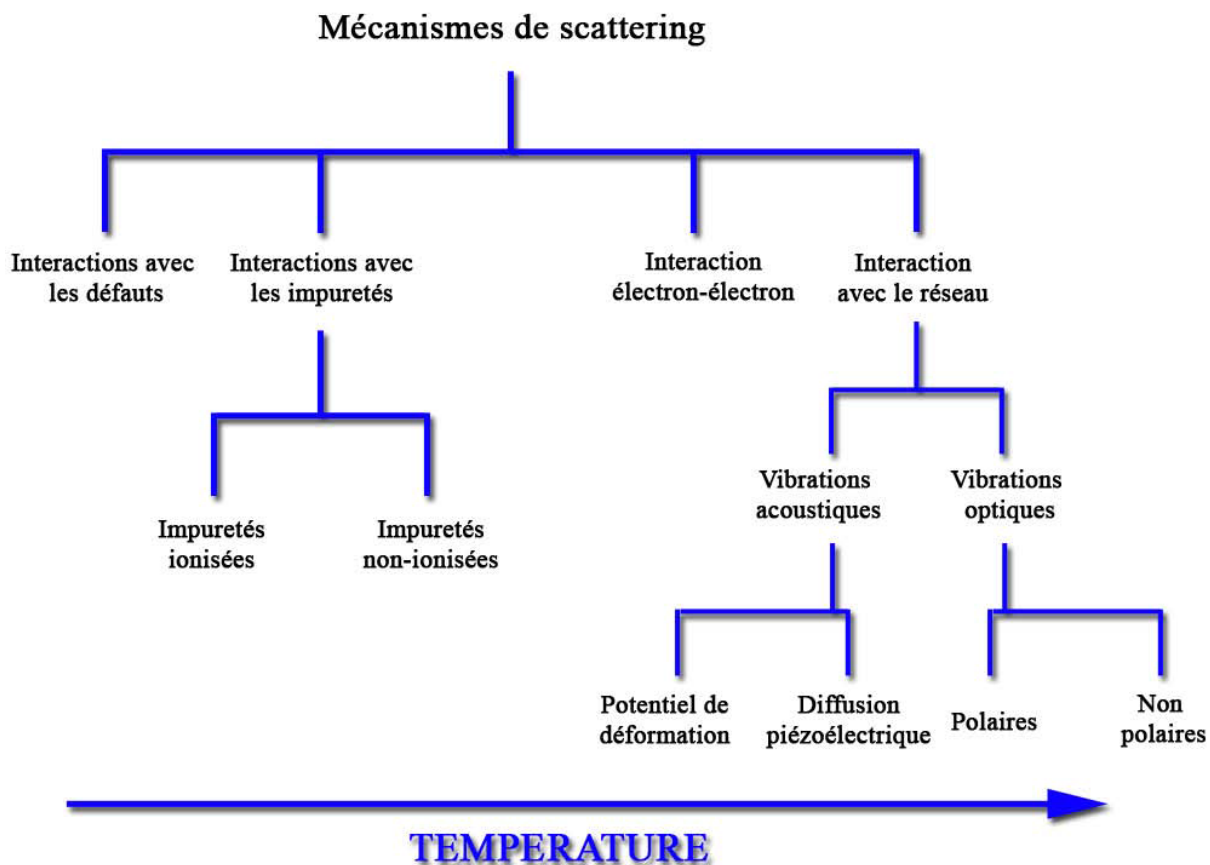
$N_{NI}$  est la concentration des impuretés neutres.

III-4-j-3) Mobilité Totale

Il existe cependant d'autres types d'interactions moins influents. Selon la règle de Matthiessen la mobilité totale est donnée par [37,38] :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{réseau}} + \frac{1}{\mu_{impuretés}} + \frac{1}{\mu_{défauts}} + \frac{1}{\mu_{neutre}} \tag{III- 119}$$

On peut résumer tous ces mécanismes de diffusions ainsi que leur dépendance en température sous forme de schéma, tel que celui présenté sur la Figure III-9.



**Figure III-9 :** Schéma récapitulatif des différents mécanismes de diffusion des porteurs dans un matériau en fonction de la température.

L'équation suivante donne la loi de variation classique de la mobilité des porteurs de charge pour des champs électriques faibles en fonction de la température dans le cas de l'Arséniure de Gallium [39,40 ].

$$\mu_T = \mu_{T_0} \cdot \left(\frac{T_0}{T}\right)^\alpha \quad (\text{III-120})$$

Le paramètre  $\alpha = 0.5 \pm 0.1$  pour un MESFET GaAs.

Et la tension de diffusion  $V_{bi}$  varie avec la température comme suit :

$$V_{bi} = V_{bi/T_0} \cdot \left(\frac{T}{T_0}\right) \quad (\text{III-121})$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme [41] :

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp\left(\frac{T}{600}\right)} \text{ m/S} \quad (\text{III-122})$$

La dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par [41]:

$$V_{th} = V_{th}(300^\circ \text{K}) - \alpha_{vT} T \quad (\text{III-123})$$

La valeur de  $\alpha_{vT}$  est de l'ordre de  $1.2 \text{ mV}/^\circ\text{C}$

La tension de seuil est définie comme étant la tension  $V_{gs}$  pour laquelle la zone d'inversion apparaît, c'est-à-dire la création du canal de conduction entre le drain et la source. Cette tension se note  $V_{th}$ , « th » étant l'abréviation de threshold en anglais (seuil). Lorsque la tension grille-source  $V_{gs}$  est inférieure à la tension de seuil  $V_{th}$ , on dit que le transistor est bloqué, il ne conduit pas. Dans le cas contraire, on dit qu'il est passant, il conduit le courant entre le drain et la source.

### **III-4-k) EFFET DE LA LOI DE MOBILITE**

Une expression analytique traduisant les variations exacte de la mobilité avec le champ électrique n'existe pas et ne peut être déterminée que par des méthodes complexes de Monte Carlo [42]. Ainsi, plusieurs expressions analytiques approchées ont été proposées.

#### **III-4-k-1) Synthèse Des Lois De Mobilité**

Nous avons réalisé une étude comparative entre les différentes lois dans le but de déterminer la meilleure loi pour l'Arséniure de Gallium.

Pour les faibles champs où  $E < E_0$  qui correspond au champ critique, on a :

$$\mu(E) = \mu_0 \quad (\text{III-124})$$

Et pour les champs élevés où  $E \geq E_0$  on a utilisé les équations suivantes :

Première expression [43]:

$$\mu_1(E) = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \quad \text{(III- 125)}$$

Deuxième expression [43]:

$$\mu_n = \frac{\mu_0}{\left(1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^n\right)^{1/n}} \quad \text{(III- 126)}$$

Troisième expression [47]:

$$\mu_3(E) = \frac{v_s}{E} \tanh\left(\frac{\mu_0 E}{v_s}\right) \quad \text{(III- 127)}$$

Quatrième expression [48,49]:

$$\mu_4(E) = \frac{\mu_0 \left(1 + A \left(\frac{\mu_0 E}{v_s}\right)^{t-1}\right)}{1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_s}\right)^t} \quad \text{(III- 128)}$$

avec :

$$A = 0.6 \left[ e^{10(\mu-0.2)} + e^{-35(\mu-0.2)} \right]^{-1} + 0.01 \quad \text{(III- 129)}$$

et

$$t = 4 \left[ 1 + \frac{320}{\sinh(40\mu)} \right]$$

$$\mu_0 = \frac{\tau q}{m^*}$$

$v_s$  = vitesse de saturation des électrons.

$$E_0 = \frac{1}{2} \left[ E_S + (E_S^2 - 4E_C^2)^{1/2} \right] \quad \text{(III-130)}$$

$\tau$  est le temps de relaxation,  $m^*$  masse effective de l'électron et  $v_s$  est la vitesse de saturation du GaAs.

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

$E_s$  : le champ de seuil, correspondant à la valeur maximale de la vitesse des électrons, qui peut être calculé à partir de la relation suivante :

$$\left. \frac{dV}{dE} \right|_{E=E_S} = 0$$

Cinquième expression [44,45,46]:

$$\mu_2(E) = \frac{\mu_0 + v_s \left( \frac{E^3}{E_c^4} \right)}{1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^4} \quad \text{(III- 131)}$$

Et ainsi, la vitesse de dérive s'écrit :

$$v(E) = \frac{\mu_0 E + v_s \left( \frac{E^4}{E_c^4} \right)}{1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^4} \quad \text{(III-133 )}$$

$$v_{sat} = \mu_0 E_c \quad \text{(III-134 )}$$

où  $v_{sat}$  est la vitesse limite des porteurs.

#### IV) COMPARAISON AVEC D'AUTRES MODELES ANALYTIQUES DU MESFET A L'ARSENIURE DE GALLIUM

Une étude comparative du courant de drain a été menée avec un autre modèle récent. En plus des résultats expérimentaux tirés de la littérature afin de vérifier l'exactitude du modèle proposé. Pour cela nous avons choisis le modèle celui d'Isam [44]

##### IV-1-a) MODELE D'ISLAM

$$I_{ds} = I_{dss} \left( 1 - \frac{V_{gs}}{V_T + \Delta V_T + \gamma V_{ds}} \right)^2 \times \tanh(\alpha V_{ds}) \times (1 + \lambda V_{ds} + \mu V_{gs}) \quad \text{(III- 135)}$$

Où

$I_{dss}$  : courant de saturation.

$V_T$  : la tension de seuil.

$\Delta V_T$  : variation sur la tension de seuil.

$\alpha$  : paramètre de saturation de courant, utilisé pour simuler la région linéaire sur  $V_{ds}$ .

$\lambda$  : paramètre de simulation de la dépendance de  $I_{ds}$  avec  $V_{ds}$  dans la région de saturation.

$\gamma$  : paramètre de simulation de la tension de seuil sur  $V_{ds}$ .

$\phi$  : Hauteur de la barrière Schottky.

$\epsilon_s$  : permittivité du semi conducteur.

$\beta$  : paramètre de transconductance.

$\mu$  : paramètre de simulation de l'effet de mobilité électronique.

Où :

$$V_T = q \frac{N_d a^2}{2\epsilon_s} - \phi_b \quad (\text{III-137})$$

Et

$$\Delta V_T = \frac{4a}{3L_g} V_T \quad (\text{III-138})$$

$$I_{dss} = \frac{\beta}{1 + \mu(V_{gs} - V_T - V_{ds} - \Delta V_T)} \quad (\text{III-139})$$

## V) CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous proposons un modèle complet I-V capable de simuler les caractéristiques courant-tension du MESFET GaAs quelle que soit la réponse de la barrière de Schottky, en tenant compte des phénomènes d'interfaces.

Nous avons écrit les équations fonctionnelles du MESFET, le potentiel dans la zone de charge d'espace du canal est donné par l'intégration de l'équation de Poisson. L'expression du courant de drain en fonction de la tension dans les différents régimes de fonctionnement est donnée en utilisant quelques approximations.

Finalement, nous avons proposé un modèle récent pour des fins de comparaisons avec notre modèle.

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1]. **C. KOCOT, C. A. STOLTE**  
“Backgating in GaAs MESFET's”,  
1981 IEEE GaAs Integrated Circuits Symposium, San Diego, CA, USA, 27-29  
Oct. 1981, IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., (USA), Vol. MTT-30, n°7,  
July 1982, pp. 963-968.
- [2]. **H. MATHIEU**  
“ physique des semi-conducteurs et des composants électroniques”  
Edition MASSON (2004).
- [3]. **W. R CURTICE.**  
“A MESFET model for use in the design of GaAs integrated circuits,”  
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., Vol. 28, No. 5, pp. 4456–4480,  
(1980),.
- [4]. **T. KACPRZAK AND A. MATERKA,**  
“Compact DC model of GaAs FETs for large-signal computer calculation,”  
IEEE Journal of Solid State Circuits, Vol. 18, pp. 211–213, (1983).
- [5]. **H. STATZ, P. NEWMAN, SMITH I, PUCEL R AND HAUS H,**  
“GaAs FET device and circuit simulation in SPICE,”  
IEEE Trans. ElectronDevices, Vol. 34, No. 2, pp. 160–169, (1987).
- [6]. **A . MCCAMANT. J, MCCORMARK G. D AND SMITH D. H,**  
“An Improved GaAs MESFET model for SPICE,”  
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. Vol. 38, pp. 822–824, (1990).
- [7]. **T. RODRIGUEZ. J AND ENGLAND,**  
“A five-parameter dc GaAs MESFET model for nonlinear circuit design,”  
Proc. IEEE , pt.G, Vol. 139, No. 3, pp. 325-332, (1992).
- [8]. **P. J MCNALLY, AND B. DANIELS,**  
“Compact DC model for submicron GaAs MESFETs including gate-source  
modulation effects,”  
Journal of Microelectronics, Vol. 32, pp. 249-251, (2001).
- [9]. **J. DOBES AND L . POSPISIL,**  
“Enhancing the accuracy of microwave element models by artificial neural  
networks,”  
Radio Engineering Journal, Vol. 13. No. 3, pp. 7-12, (2004).

- [10]. **M. B DAS,**  
“Millimeter wave performance of ultra submicrometer-gate field effect transistors: A comparison of- 14 5 -MODFET, MESFET, and PBT structure,”  
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-34, pp. 1429–1440, (1987).
- [11]. **GOLIO M. J AND GOLIO J. R. C,**  
“Projected frequency limits of GaAs MESFETs,”  
IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 39, pp. 142–146, (1991).
- [12]. **J. A ADAMS, et al**  
“Carrier transit delays in nanometer-scale GaAs MESFETs,”  
IEEE Electron Device Letters, Vol. 14, pp. 85–87, (1993).
- [13]. **WATTS, R. K.,**  
“Submicron Integrated Circuit,”  
John Wiley and Sons, Inc. (1989).
- [14]. **M. E AYDIN et al**  
“Relationship between –barrier heights and ideality factors of H-terminated Pb/p-Si contacts with and without the interfacial oxide layer”,  
Journal of Applied Surface Science, pp 318-323, (2004).
- [15]. **J.BARDEEN**  
“Three-electrode circuit element utilizing semiconductor materials”  
US Patent 2524035, oldest priority (1948).
- [16]. **K. AKKILIC et al**  
“The calculation of electronic parameters of an Ag/Chitin/n-Si Schottky Barrier diode”,  
Journal of Synthetic Metals, (2006).
- [17]. **G CHEN, et al**  
“A Low Gate Bias Model Extraction Technique for AlGaIn/GaN HEMTs”,  
IEEE Trans. Microwave Theory and Tech. Vol. 54, No. 7, pp. 2949–2953,(2006).
- [18]. **A. COWLEY. M, SZE S. M,**  
“Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems”,  
Journal of Applied Physics, Vol. 36, No. 10, pp. 3212-3220, (1965).
- [19]. **M. M AHMED,**  
“Optimization of submicron low-noise GaAs MESFETs”  
Ph.D Dissertation, (1995).

- [20]. **L. E. LARSON**  
“An Improved GaAs MESFET Equivalent Circuit Model for Analog Integrated Circuit Applications “  
IEEE Journal of Solid-State Circuits, **SC-22** (4), p 567, (1987).
- [21]. **N. ISHIHARA, H. KIKUCHI , M. OHARA**  
“Gigahertz-Band High-Gain GaAs Monolithic Amplifiers Using Parallel Feedback Technique“  
IEEE Journal of Solid-State Circuits **24** (4), p 962, (1989).
- [22]. **M. S. ISLAM, M. M ZAMAN**  
“A seven parameter nonlinear I-V characteristics model for sub- $\mu$ m range GaAs MESFETs“  
Solid State Electronics, **48**, p 1111, (2004).
- [23]. **M. M. AHMED, H. AHMED, P. H. LADBROOKE**  
“An Improved DC Model for Circuit Analysis Programs for Submicron GaAs MESFETs“  
IEEE Transaction on Electron Devices, **44** (3), p 360, (1997).
- [24]. **M. M AHMED,**  
“Optimization of active channel thickness of mmwavelength GaAs MESFETs by using a nonlinear I–V model,”  
IEEE Trans. Electron Devices, Vol. 47, pp. 299–303, (2000).
- [25]. **J. CAMPI, SHI Y, LUO Y, YAN F, ZHAO J. H,**  
“Study of Interface State Density and Effective Oxide Charge in Post-Metallization Annealed SiO<sub>2</sub> /SiC Structures”  
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 46, No. 3, pp. 511-519, (1999).
- [26]. **T. KILICOGLU, S. ASUBAY,**  
“The Effect of native oxide layer on some electronic parameters of Au/n-Si/Au-Sb Schottky Barrier Diodes”,  
Journal of Physica B, pp 58-63, (2005).
- [27]. **N.M. Memon, M.M. Ahmed , F. Rehman,**  
“A comprehensive four parameters I-V model for GaAs MESFET output characteristics“  
Solid-State Electronics 51 (2007) 511–516].
- [28]. **A. GIORGIO, A. G. PERRI,**  
“ An improved C-V mode of GaAs MESFETs for CAD of high speed circuits and broadband amplifiers “,

5th European GaAs and related III-V compounds applications symposium,  
Bologna, Italy, 1997.

- [29]. **T.H. CHEN, M.S. SHUR,**  
“A capacitance model for GaAs MESFET's”  
IEEE Trans. On Elect. Devices, 32, p. 5 (1985).
- [30]. **S. D'AGOSTINO, G. D'INZEO, P. MARIETTI,**  
“Analytic physics- based expressions for the empirical parameters of the Staz -  
Pucel MESFET model”  
IEEE Trans. On M. T. T., 40(7) pp. 1576-1581, (1992).
- [31]. **M.S. SHUR,**  
“Analytical models of GaAs FET's”  
IEEE Trans. On Elect. Devices, 32, p. 1 (1985).
- [32]. **W.R. FRENSLEY**  
“Power-Limiting Breakdown Effects in GaAs MESFET's”  
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 28, n° 8, pp. 962-967, August 1991.
- [33]. **JAN KUZMIK AND ALEXANDROX GEORGAKILAS,**  
IEEE Trans on Electron Devices, 58, 720, (2011).
- [34]. **D A NEAMEN,**  
MCGRAW HILL, 4th Edn., New York (2012)
- [35]. **D. PANDEY, A. BHATTACHARJEE AND T. R. LENKA**  
“Study on Temperature Dependence Scattering Mechanisms and Mobility Effects  
in GaN and GaAs HEMTs”  
physics of semiconductor devices, 17th international workshop on physics of  
semiconductor devices, (2013).
- [36]. **C OSTERMAIER ET AL,**  
IEEE Electron Device Letters, 30, 1030, (2009).
- [37]. **A. MATTHIESSEN, AND C. VOGT,**  
“The influence of temperature on the electric conductive-power of alloys”.  
Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 154: p. 167-200.  
(1864).
- [38]. **A. MATTHIESSEN, AND C. VOGT,**  
“On the influence of temperature on the electric conductive-power of thallium  
and iron”.

Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 153: p. 369-383. (1863).

- [39]. **C ZHANG, G FU, H GU, D ZHANG**  
“Simulation of Temperature Effects on GaAs MESFET Based on Physical Model”.  
IEEE Prognostics & System Health Management Conference (PHM-2012 Beijing). (2012)
- [40]. **J. S. BLAKEMORE,**  
“Semiconducting and other major properties of gallium arsenide,”  
Journal of Applied physics, vol. 53, pp. 123-181, (1982).
- [41]. **T.A. FJEDLY. T. YTERDAL, M.S.SHUR**  
“Introduction to Device Modeling and circuit simulation”  
New York (1998).
- [42]. **M SHI,**  
“Simulation Monte Carlo de MOSFET pour une électronique haute fréquence, “  
Editions universitaires europeennes EUE, 2012
- [43]. **C AZIZI**  
“ le transistor hyperfréquence à effet de champ à larseniure de gallium : modèle mathématique pour la CAO des circuits non linéaires ’“,  
thèse de doctorat d’état, Univ Paul Sabatier, Toulouse, France, 1981.
- [44]. **M. S ISLAM AND ZAMAN M. M,**  
“A seven parameter nonlinear I-V characteristics model for sub- $\mu\text{m}$  range GaAs MESFETs,”  
Journal of Solid-State Electronics, Vol. 48 pp. 1111-1117, (2004).
- [45]. **O. BONNAUD**  
“Composant à semiconducteur de la physique du solide aux transistor”  
Ellipses France 2006.

## **CHAPITRE IV**

# **SIMULATIONS ET INTERPRETATIONS DES RESULTATS**

## **CHAPITRE IV : SIMULATIONS ET INTERPRETATIONS DES RESULTATS**

### **I) INTRODUCTION**

Dans le chapitre précédent, nous avons déterminé les différentes expressions analytiques de la modélisation physiques des caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs à grille Schottky, en prenant en considération l'effet d'interface dans la jonction Métal-Semiconducteurs. Pour vérifier la validité de ces expressions, ce dernier chapitre présente l'ensemble des résultats de la simulation des caractéristiques statiques des transistors MESFET GaAs. Aussi une comparaison entre les résultats du modèle et les résultats expérimentaux existants dans la littérature [01] et [02] a été réalisée avec une interprétation des résultats.

### **II) LOGICIEL DE SIMULATION**

Dans ce chapitre et à partir des expressions établies précédemment au chapitre III, nous avons réalisé un logiciel de simulation en langage « MATLAB version 7.10 » qui nous a permis de résoudre les systèmes d'équations et l'édition des courbes pour les expressions établies précédemment, à savoir:

- Les caractéristiques courant-tension I-V dans les différents régimes de fonctionnement du transistor.
- Les variations de la vitesse et de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- L'effet de la température sur la vitesse et la mobilité des électrons,
- L'effet de la température sur les caractéristiques courant-tensions.
- L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques courant-tensions.
- L'influence des paramètres géométriques et technologiques (L, a, Z et Nd) sur les caractéristiques courant tension.
- Les variations de la conductance «  $g_d$  » et la transconductance «  $g_m$  » en fonction des tensions de polarisations ( $V_d$  et  $V_g$ ).
- Les capacités grille –source et grille drain.
- La capacité de grille totale.

- La fréquence de coupure
- La fréquence maximale d'oscillation.
- Influence des paramètres conductance, transconductance et capacités sur la fréquence de fonctionnement.
- Effet de la tension de polarisation  $V_{gs}$  sur la fréquence maximale

Chaque élément est alors calculé pour toute une série de tension de polarisation de grille et de drain.

On a choisi deux échantillons de la littérature, le MESFET 1 [01] et le MESFET 2 [02] afin de simuler numériquement les expressions établies précédemment.

MESFET	L [ $\mu\text{m}$ ]	a [ $\mu\text{m}$ ]	Z [ $\mu\text{m}$ ]	Nd [ $\text{At}/\text{m}^3$ ]	$\mu_0$ [ $\text{m}^2/\text{V.s}$ ]
1 (A4746)	0,25	0,090	100	$1,17.10^{23}$	0,386
2	0.50	0,143	300	$1,31.10^{23}$	0,4000

MESFET	Vbi [V]	Rs [ $\Omega$ ]	Rd [ $\Omega$ ]	Rp [ $\Omega$ ]	
1 (A4746)	0,45	2,3	2,3	1000	
2	0,85	3,3	2,9	1000	

**Tableau IV-1 : Paramètres géométriques et technologiques des transistors  
«MESFET1» et « MESFET 2 ».**

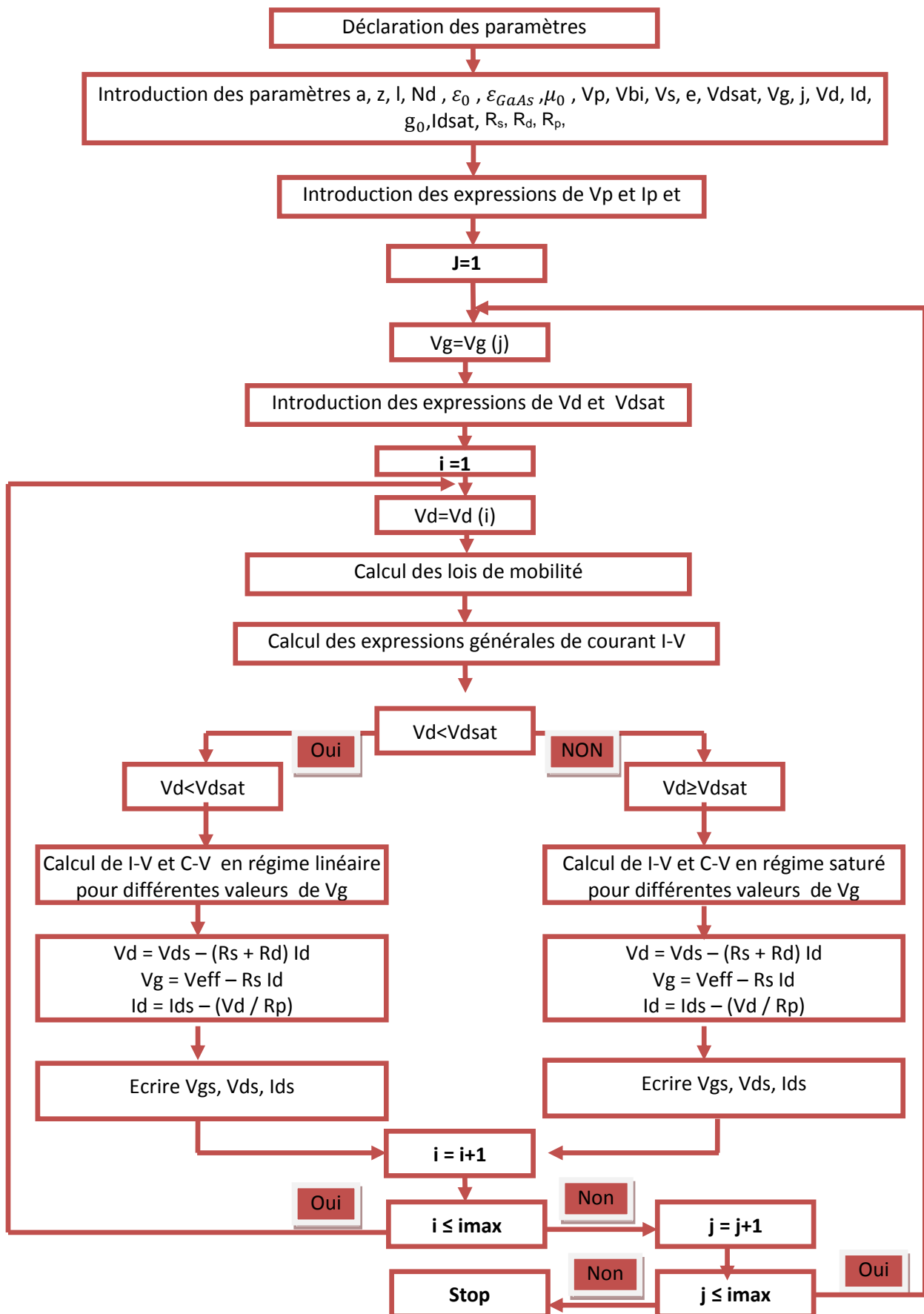
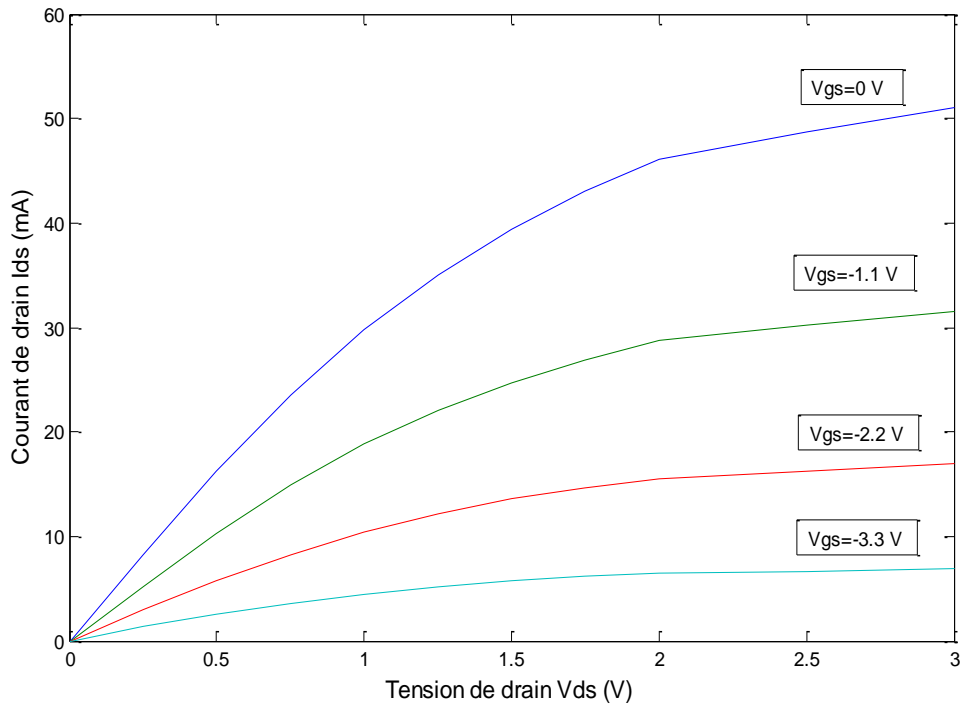


Figure IV-1: Organigramme de calcul des caractéristiques statiques.

## II-1) CARACTERISTIQUES COURANT TENSION I-V

Sur les figures (IV-2-a) et (IV-2-b), nous montrons la simulation de la variation du courant de drain  $I_{ds}$  en fonction de la tension de polarisation de drain pour différentes valeurs de la tension de grille  $V_{gs}$ , à partir des expressions (III-50) jusqu'à (III-59).



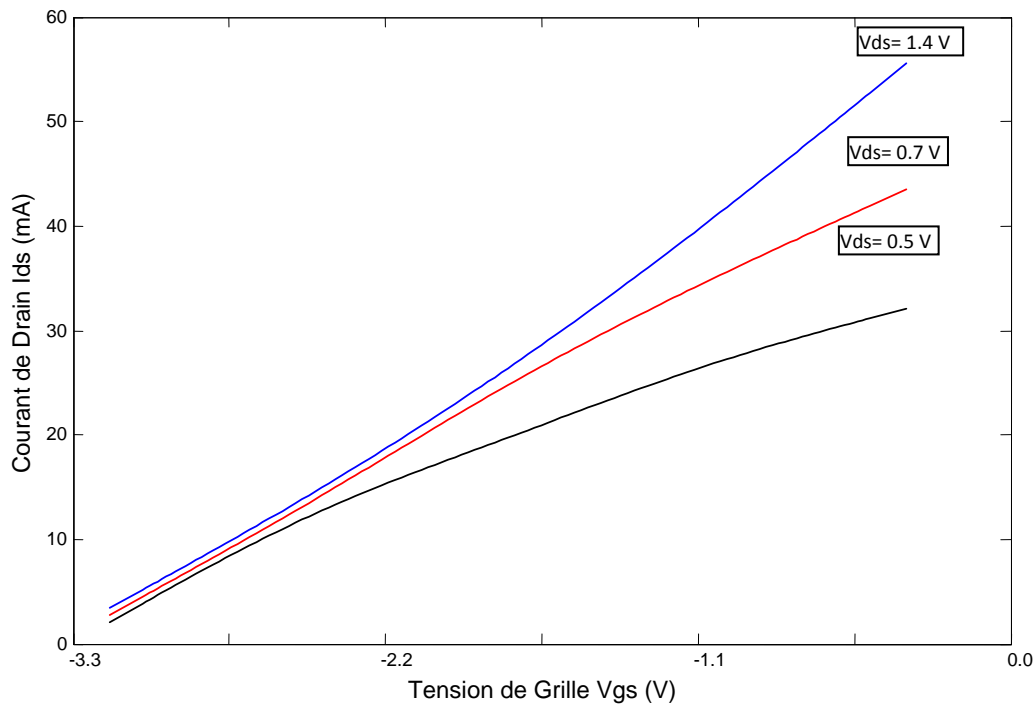
**Figure IV-2-a: Réseau de caractéristiques courant-tension I-V du transistor MESFET1 [ $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$ ].**

Nous pouvons observer sur la figure (IV-2-a) l'apparition de deux zones de fonctionnement du transistor à effet de champ. Une région ohmique et une zone de saturation. La variation du courant de drain en fonction de la tension de drain «  $V_{ds}$  » est quasi linéaire dans la région ohmique, c'est le régime de fonctionnement linéaire.

La deuxième région dans laquelle le courant est quasi constant est la zone de fonctionnement saturé où le courant de drain ne dépend quasiment pas de la tension de drain «  $V_{ds}$  ».

Pour une tension de drain constant figure (IV-4-2-b), le courant de drain atteint ces valeurs maximales pour une tension de grille nulle puis il diminue avec la diminution de la tension de grille jusqu'à son annulation pour des tensions de grilles égale ou

inférieure à la tension de seuil «  $V_{th}$  ».

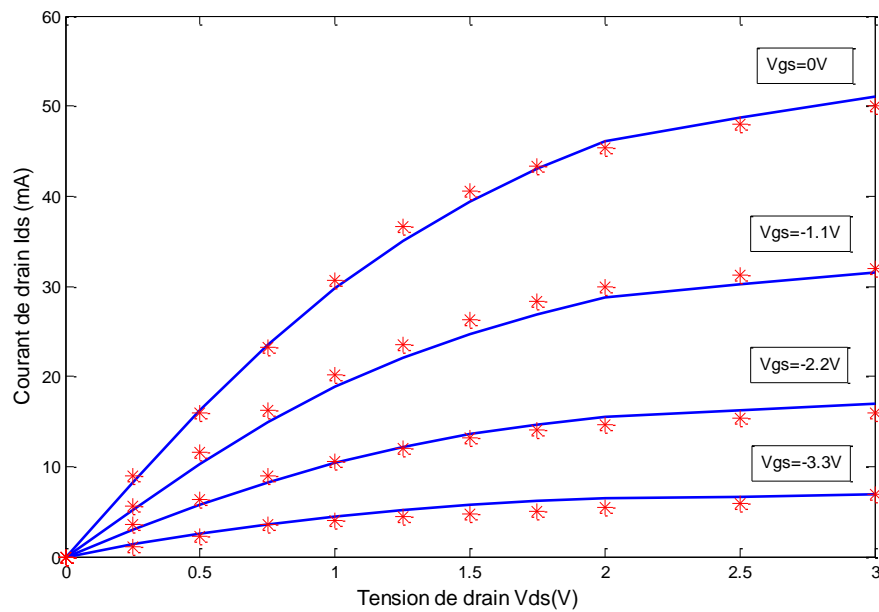


**Figure IV-2-b: Réseau de caractéristiques courant-tension I-V du transistor MESFET1 [ $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$ ]**

## II-2) VALIDITE DU MODELE

Nous avons comparé les résultats de la simulation du calcul théorique avec ceux de l'expérience dans le but de vérifier la validité du modèle proposé. Le résultat apparaît sur la figure (IV-3).

On distingue clairement une bonne concordance entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation en régime linéaire où est appliquée une faible tension de polarisation de drain. Aussi, en régime de saturation, pour des valeurs de la tension de drain importante il y a une bonne concordance entre les résultats théoriques et ceux de l'expérience. Ceci est certainement dû à l'incorporation du terme de  $V_{eff}$  invoqué au chapitre précédent, et du fait notre modulation devint plus flexible de part du paramètre d'ajustage  $x$ , qui nous renseigne aussi sur l'état d'interface de la jonction métal-semi-conducteur qui n'est pas constant et change avec le temps en exposant le MESFET à l'air.



**Figure IV-3 : Comparaison des caractéristiques I-V mesurées et calculées pour le transistor MESFET 1.**

**Ligne continue : calculé aux moyens du modèle proposé**

**\* : mesuré (Données expérimentales [01])**

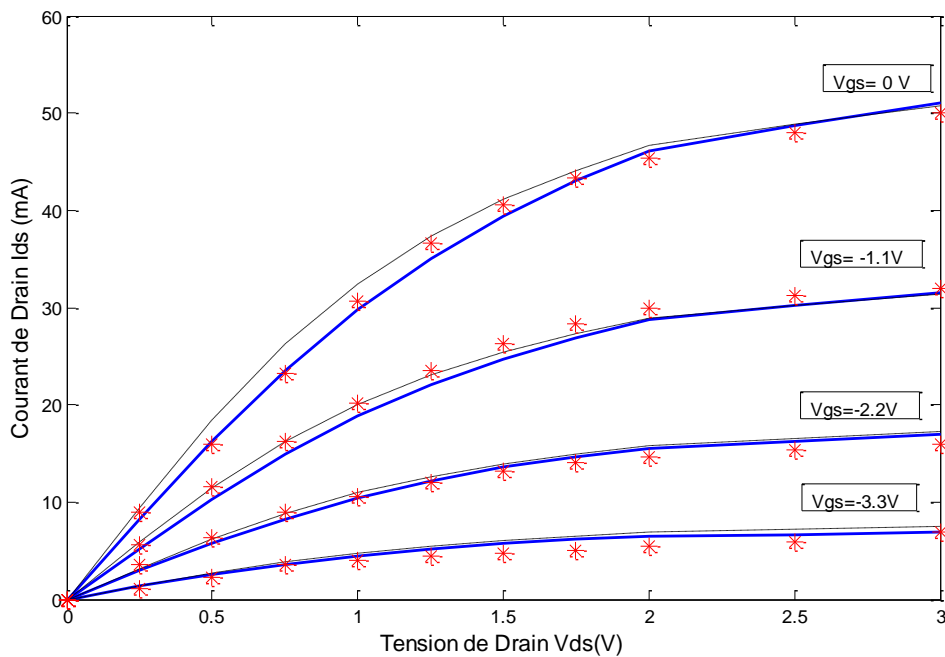
Sur la figure (IV-4), nous présentons une comparaison des résultats des caractéristiques I-V du MESFET 1 mesurées et calculées par le modèle proposé avec celui d'Isam. Nous remarquons clairement que pour  $V_{gs} = -3.3$  V, les résultats des deux approches coïncident bien et diffèrent très légèrement des données expérimentales.

Pour  $V_{gs} = -2.2$  V, le décalage de la simulation de l'approche d'Isam dans la région ohmique est plus important que de notre modèle.

Pour  $V_{gs} = -1.1$  V, le décalage dans la région linéaire cette fois est plus important avec notre méthode qu'avec celle d'Isam. Par contre, pour un  $V_{gs}$  nul, les résultats obtenus par la méthode proposée sont meilleures que celles obtenues par la méthode d'Isam.

Une bonne comparaison n'est jamais visuelle seulement, voici pourquoi on a fait appel à la méthode des moindres carrés afin de calculer le décalage des deux résultats théorique par rapport à ceux obtenus expérimentalement.

Le tableau IV-2, montre clairement que le décalage est moindre en prenant en considération les effets d'interface. Ceci montre le bien fondé de la méthode que nous avons proposée.



**Figure IV-4 : Comparaison des caractéristiques I-V du MESFET 1 mesurées et calculées par le modèle proposé avec celui d’Islam.**

**Ligne continue : calculé aux moyens du modèle proposé  
 Ligne discontinue : calculé aux moyens du modèle d’Islam  
 \* : mesuré (Données expérimentales [01]).**

	<i>Erreurs calculées des modèles pour les différentes valeurs de <math>V_{gs}</math></i>				
	<i><math>V_{gs} = -3.3 V</math></i>	<i><math>V_{gs} = -2.2 V</math></i>	<i><math>V_{gs} = -1.1 V</math></i>	<i><math>V_{gs} = 0.0 V</math></i>	<i>décalage moyen</i>
<i>Modèle d’Islam</i>	<i>1.1033</i>	<i>0.1462</i>	<i>1.8865</i>	<i>1.0626</i>	<i>1.0497</i>
<i>Nouvelle Approche</i>	<i>1.0095</i>	<i>0.4424</i>	<i>0.8954</i>	<i>0.0465</i>	<i>0.5984</i>

**Tableau IV-2 : Décalage moyen par rapport aux valeurs expérimentales des deux modèles, mesuré par la méthode des moindres carrés.**

### II-3) VITESSE DE DERIVE ET MOBILITE DES PORTEURS

Dans le domaine des champs électrique faibles pour les MESFET à grille Schottky, la mobilité électronique reste constante et varie d'un matériau à un autre. Cependant, lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Cette diminution se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs. De ce fait, plusieurs lois ont été proposées et aucune n'a pu être retenue comme loi de référence. Ainsi chaque modèle analytique des propriétés statiques Ids-Vds été proposé avec une loi particulière qui ajustait aux mieux ses résultats par rapport à l'expérimental.

La caractéristique de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique est primordiale pour déterminer l'amplitude du courant qui peut circuler dans le transistor. Pour examiner la validité des expressions du courant de drain établies précédemment, on a besoin d'utiliser une expression convenable de la vitesse des électrons.

Dans ce qui suit, on a comparé plusieurs lois de mobilité et leur influence sur les caractéristiques statiques courant-tension du composant MESFET à l'Arséniure de Gallium, ceci afin de choisir une loi qui traduit le mieux les performances du MESFET GaAs.

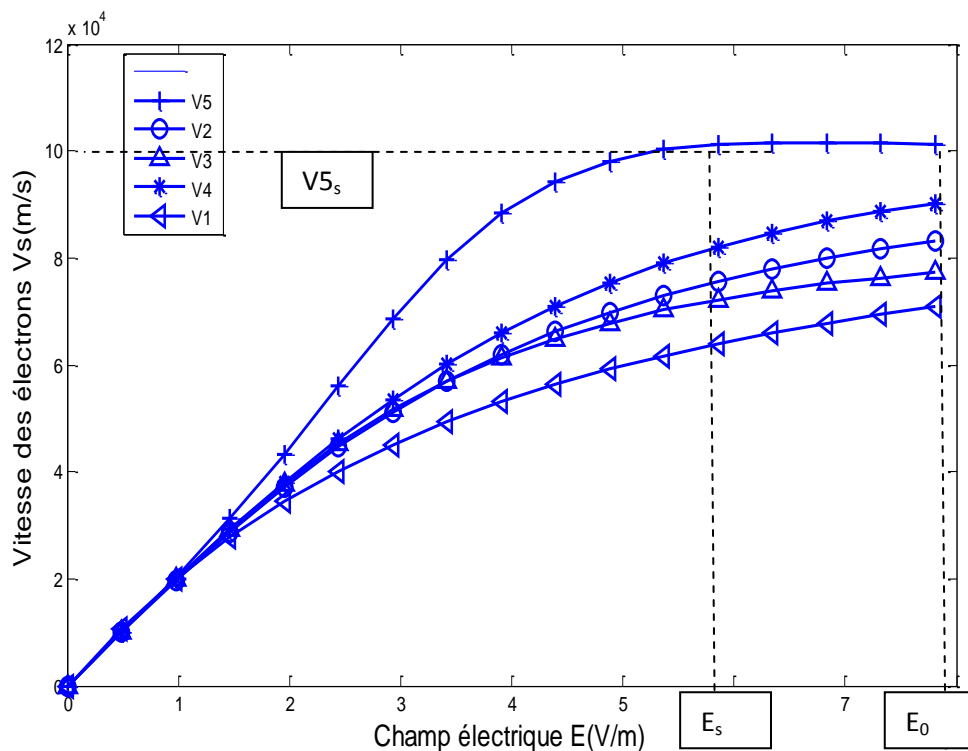
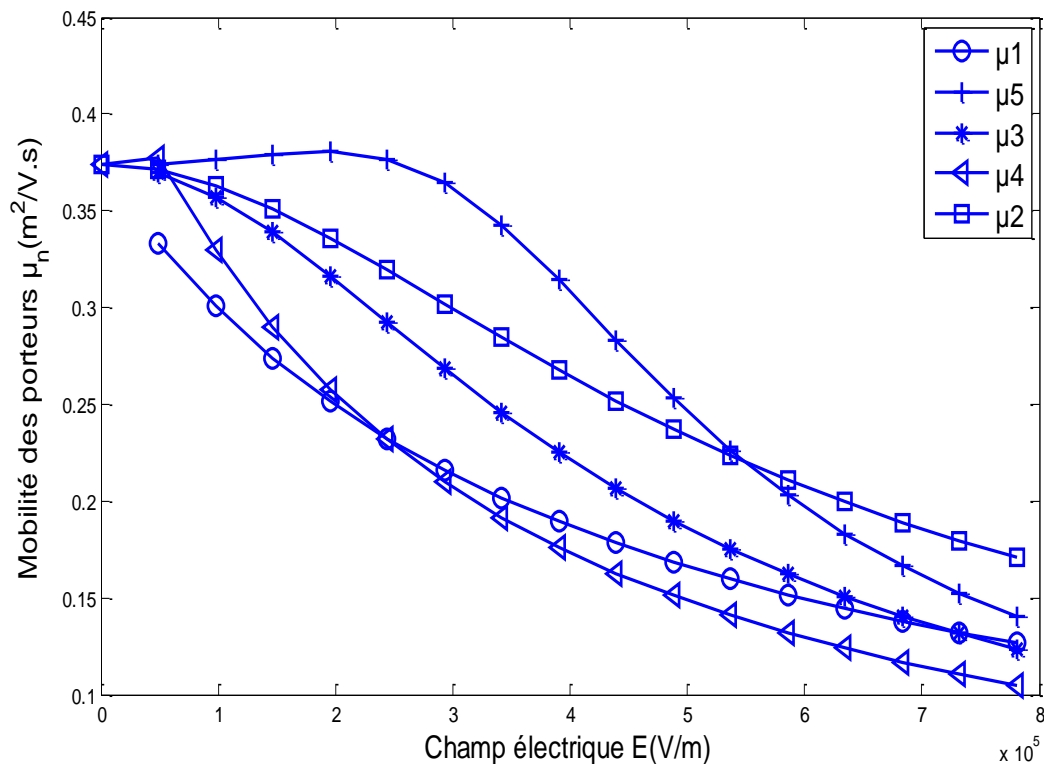


Figure IV-5-a : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour 300°K calculée pour les cinq modèles.

Sur les figures (IV-5-a) et (IV-5-b), on a montré la variation de la vitesse de dérive et de la mobilité des porteurs respectivement, en fonction du champ électrique pour les cinq expressions étudiées.

Sur la figure IV-5-a, nous constatons que la vitesse de dérive des porteurs simulée à partir du modèle de l'expression 5 (III-131) présente une valeur maximale «  $V_s$  » obtenue pour une valeur de seuil du champ électrique notée «  $E_S$  ». La valeur du champ électrique, pour laquelle se produit la saturation de la vitesse de dérive, est très importante puisqu'elle traduit les phénomènes d'accélération des porteurs jusqu'au régime de saturation. Nous remarquons dans cette figure que la vitesse des électrons est constante quand le champ électrique est inférieur au champ «  $E_0$  », puis elle décroît au fur et à mesure que le champ électrique augmente au delà de cette valeur.

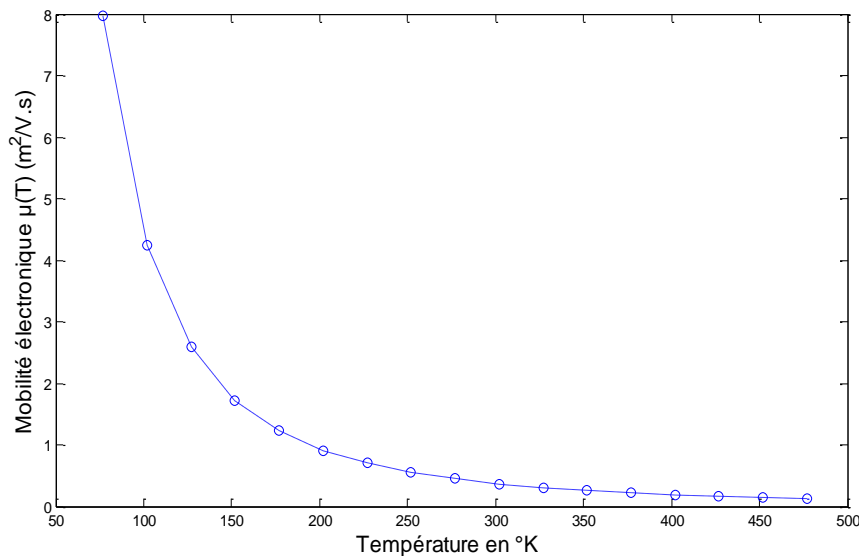


**Figure IV-5-b : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour  $300^\circ K$  calculée pour les cinq modèles.**

En augmentant encore plus le champ électrique, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs.

Selon les travaux de Breikis et al [03], le profil de la vitesse de dérive des porteurs  $V_s$  qui apparaît sur la figure (IV-5-a) en utilisant le cinquième modèle de mobilité concorde bien avec les résultats expérimentaux. Cela nous a permis de choisir la loi numéro cinq, car elle représente le mieux le comportement des porteurs dans le MEFET GaAs.

Concernant les lois de mobilité en fonction du champ électrique, la figure (IV-5-b) montre que notre choix était correct concernant la loi de mobilité.



**Figure IV-6 : Variation de la mobilité en fonction de la température.**

La figure IV-6 nous montre clairement la diminution de la mobilité des porteurs en fonction de la température, ceci est dû essentiellement à l'augmentation de la vitesse des électrons à cause de l'augmentation de leur vitesse d'agitation.

Les figures (IV-7), (IV-8), (IV-9) et (IV-10) nous renseignent sur la variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différentes températures pour les modèles listés dans le chapitre III.

Les températures choisies varient de la zone cryogénique (autour de  $+77^{\circ}K$ , température de l'azote liquide), en passant par la température ambiante de  $300 K$ , jusqu'à atteindre  $373^{\circ}K$ .

On observe que pour les basses températures les mobilités électroniques atteignent des valeurs importantes. Cependant ces valeurs sont différentes d'une loi à une autre ainsi que les profils de variation. Pour les basses températures, ou températures dites cryogéniques, les vibrations du réseau sont très réduites ainsi que les collisions causées par ces mêmes

vibrations. L'amélioration de la mobilité dans ces cas peut nous permettre de perfectionner l'utilisation des MESFET GaAs par la réduction très importante de la résistance électrique et l'annulation du champ magnétique à l'intérieur du matériau.

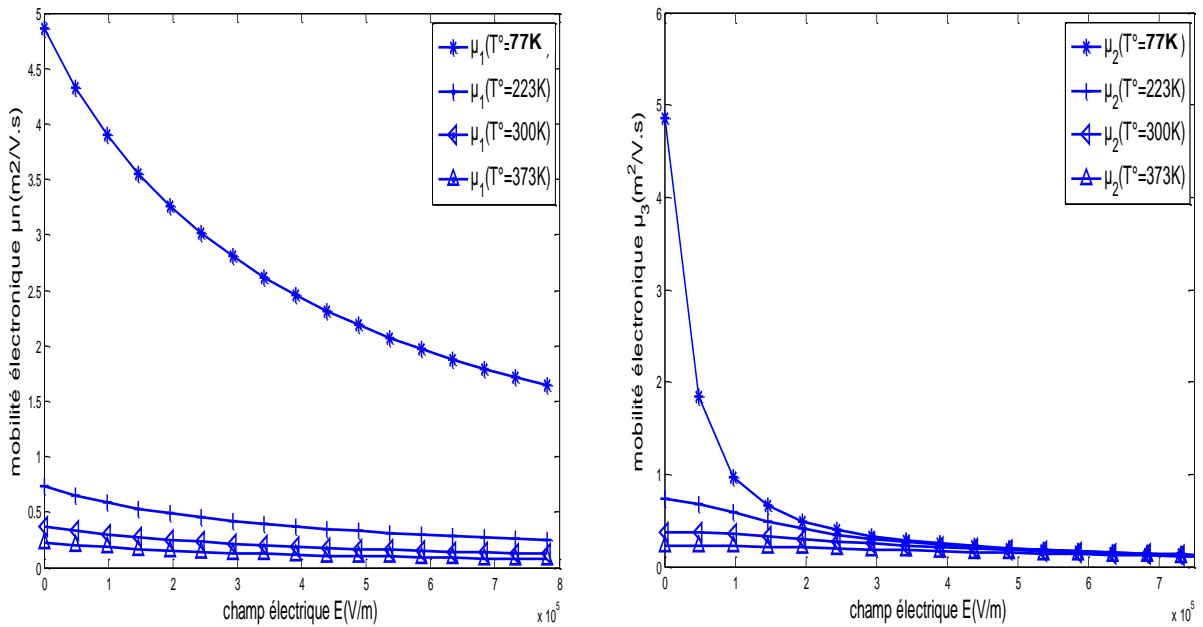


Figure IV-7 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différents températures pour les modèles 1 et 2.

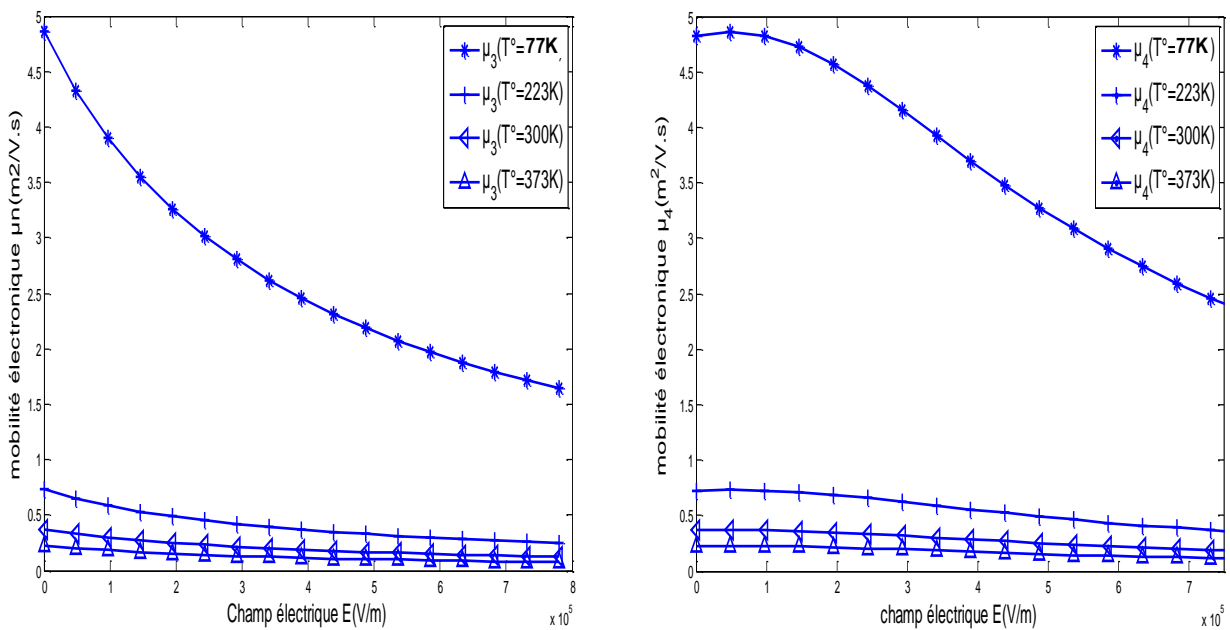


Figure IV-8 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différents températures pour les modèles 3 et 4.

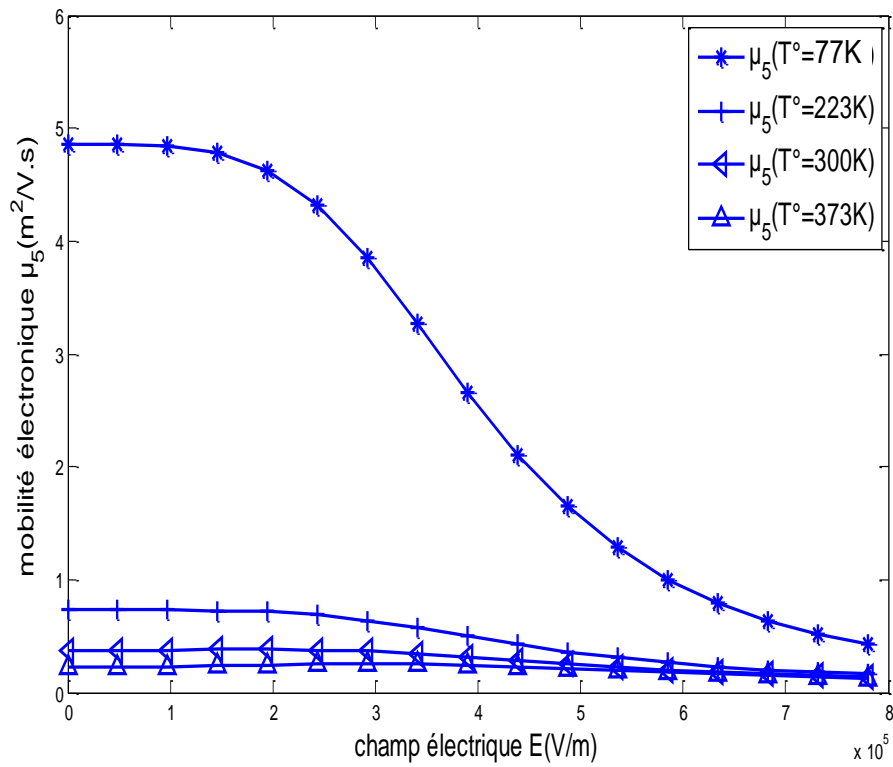


Figure IV-9 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différents températures pour le modèle 5.

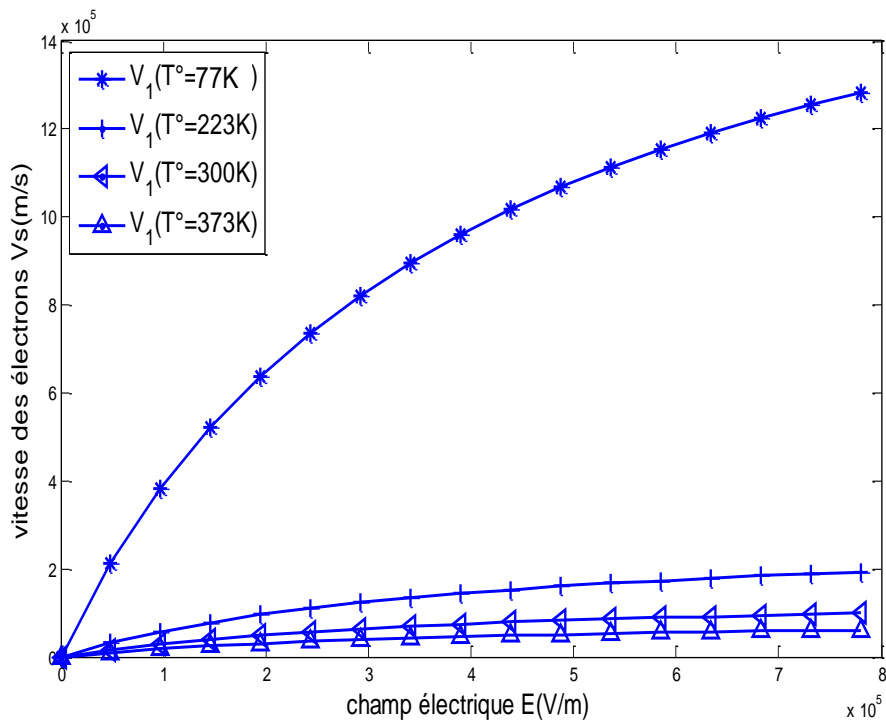
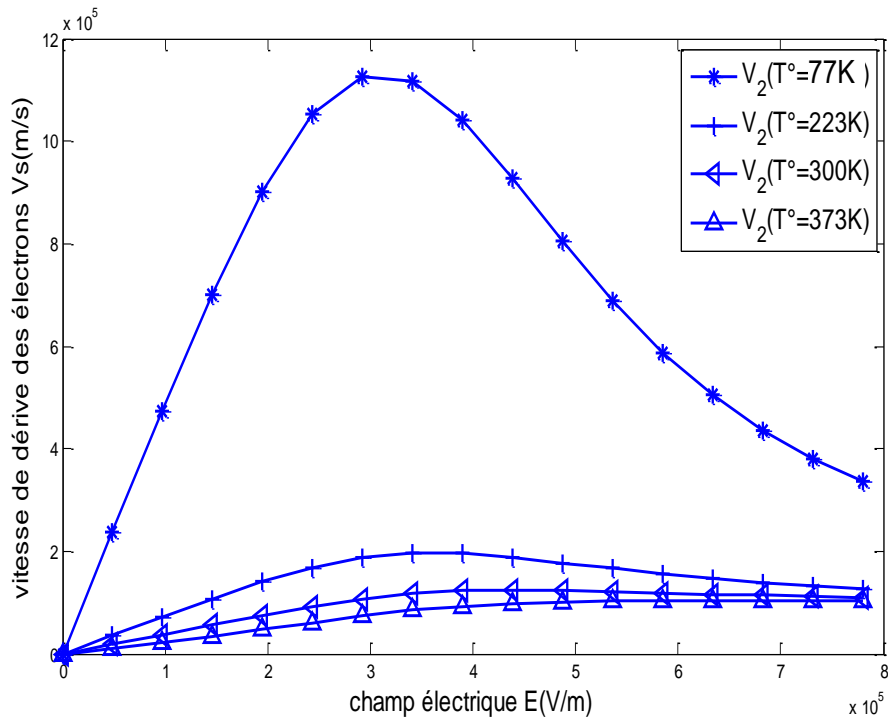


Figure IV-10 : Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique à différents températures pour le modèle 4.



**Figure IV-11 : Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique à différentes températures pour le modèle 5.**

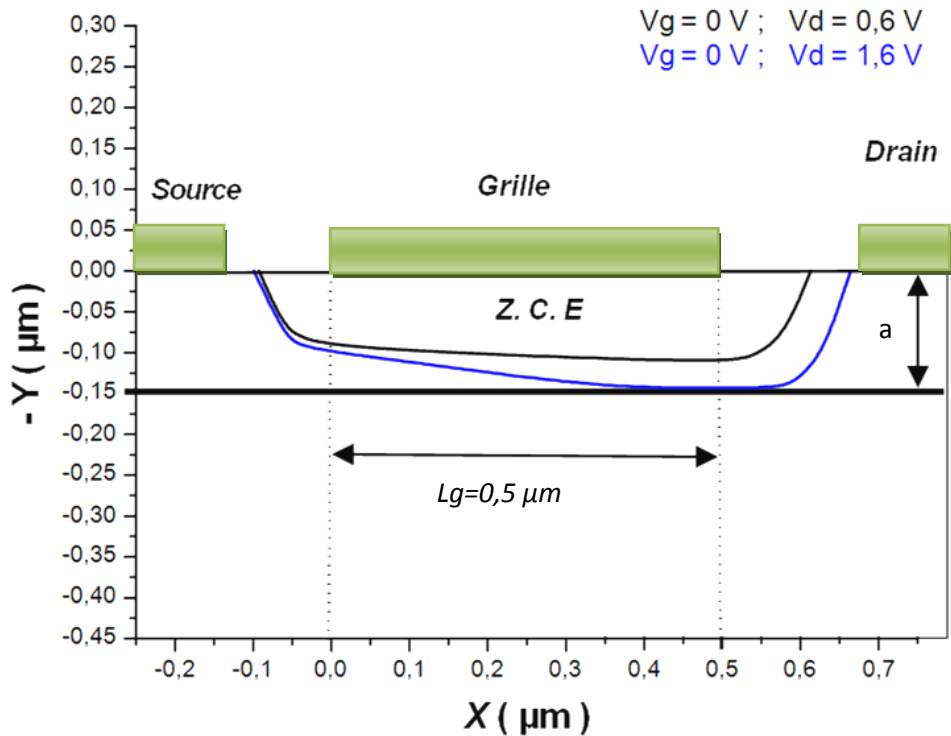
Nous pouvons conclure que pour la température ambiante et celles qui varient entre 223 °K et 373 °K, les lois des mobilités des porteurs de charge et des vitesses de dérive (figure IV-10 et IV-11) dans le MESFET GaAs donnent des résultats très rapprochés sur le plan des valeurs calculées et même sur la forme des profils des variations en fonction du champ électrique. La différence réside dans le cas des basses températures dites cryogéniques.

#### II-4) EVOLUTION DE LA ZONE DE CHARGE D'ESPACE DANS LE CANAL

L'une des propriétés des modèles physiques des composants à effet de champ, est l'évolution de la zone de charge d'espace.

La figure (IV-12) montre la variation de la zone de charge d'espace dans le canal conducteur pour le transistor MESFET 2.

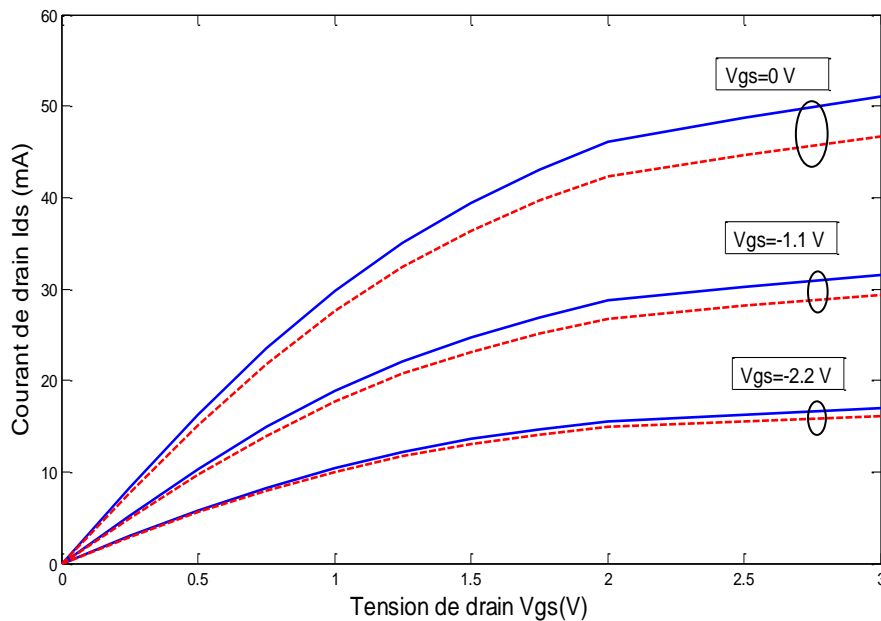
$V_g = 0V$  et  $V_d = 0$ , V représente le régime linéaire et  $V_g = 0V$  ;  $V_d=1,6$  V représente le régime de saturation, nous voyons que la forme de la zone de charge d'espace est complètement déformée d'un régime à l'autre.



**Figure IV-12 : Variation de la zone de charge d'espace ZCE pour le MESFET 2.**

## II-5) EFFET DES RESISTANCES PARASITES

Sur la figure IV-13, nous présentons les variations du courant de drain en fonctions des tensions de polarisations avec et sans les résistances parasites. Le constat est que l'effet de ces résistances ne peut pas être négligé, et est d'autant plus important que le courant de drain «  $I_{ds}$  » est élevé, cet écart diminue lorsque la tension de grille «  $V_{gs}$  » augmente en valeur absolue. Ceci est dû au fait que l'effet essentiel des résistances parasites est la diminution du potentiel appliqué aux côtés de la zone active.



**Figure IV-13 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET 1.**

- En continue  $R_s$  et  $R_d = 0$  Ohms
- En discontinue :  $R_s$  et  $R_d \neq 0$  Ohms.

## II-6) INFLUENCE DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES SUR LES CARACTERISTIQUES I-V

Nous avons au cours de notre étude montré l'influence des différents paramètres physiques : mobilité initiale des électrons et température ambiante, technologique tels que la concentration des impuretés de dopage et géométriques : longueur de la grille ; épaisseur de la couche active sur les caractéristiques statiques du transistor MESFET GaAs.

### II-6-a) INFLUENCE DES PARAMETRES « L », « Nd » ET « a »

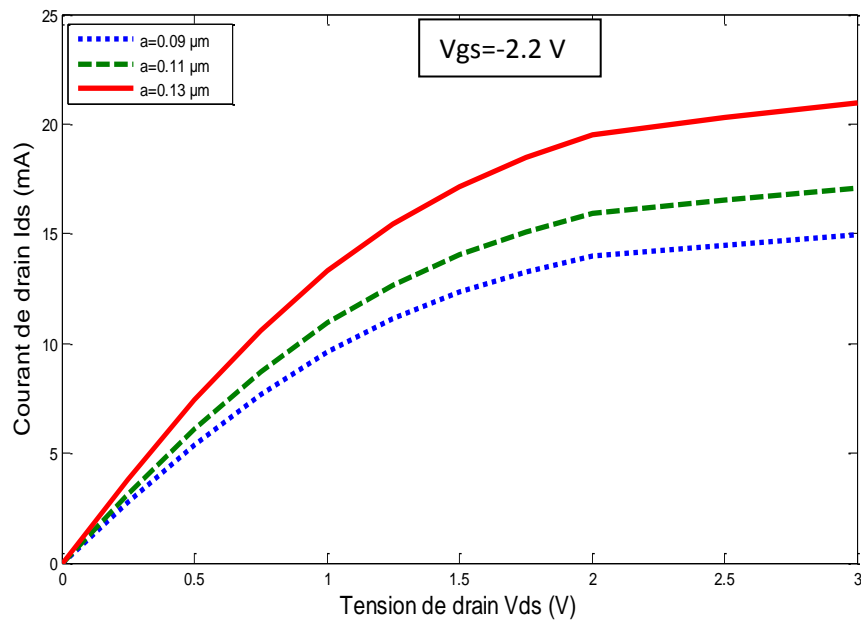
Les figures (IV-14), (IV-15) et (IV-16) montrent respectivement l'évolution des caractéristiques I-V en fonction de l'épaisseur de la couche active « a », du dopage des porteurs « Nd » et de la longueur de grille « L » du transistor MESFET1.

La figure (IV-14) montre clairement que le courant « Ids » augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche active. L'augmentation de ce paramètre entraîne une diminution de la transconductance.

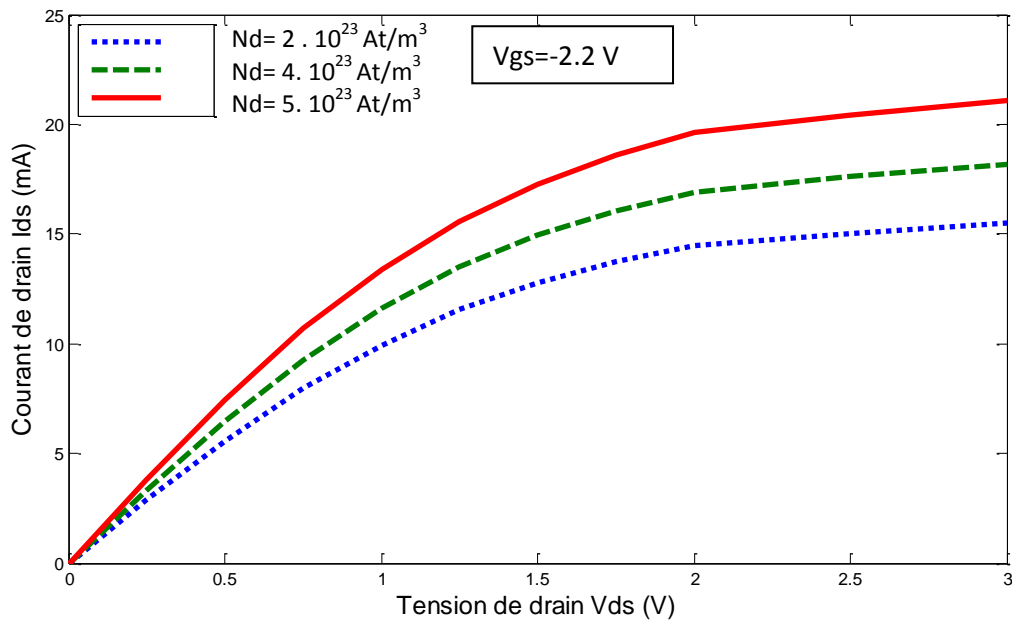
En observant la figure (IV-15), nous remarquons que le courant « Ids » augmente avec

le dopage.

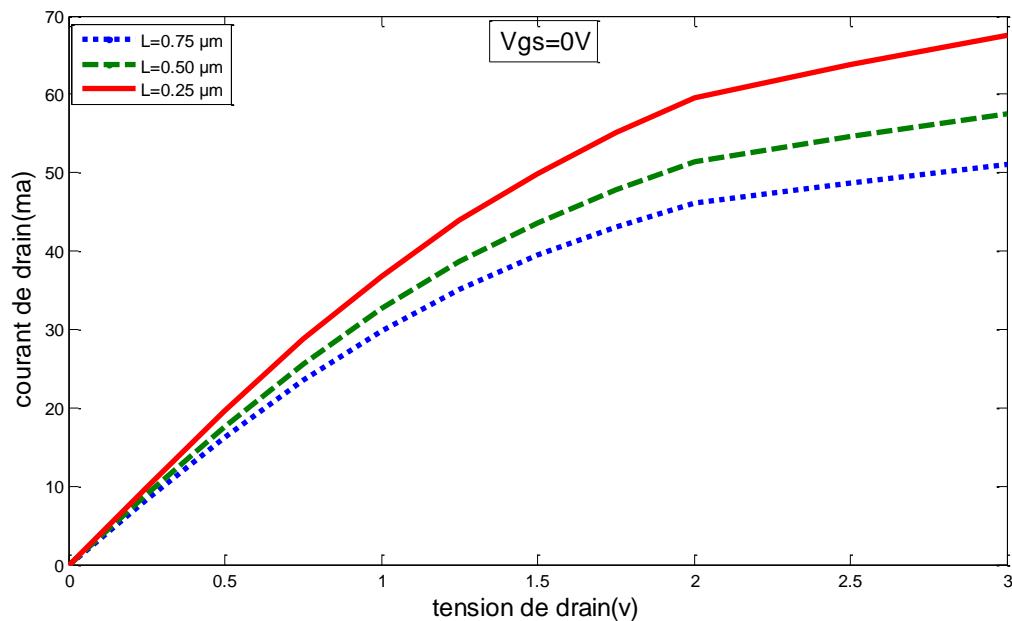
On remarque que le courant de saturation diminue avec l'augmentation de la longueur de grille (figure IV-16). Ceci est dû à la limitation du passage des électrons du fait de l'extension latérale de la zone de charge d'espace qui conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant.



**Figure IV-14: Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques I-V du transistor «MESFET 1.**



**Figure IV-15 : Influence de la concentration du dopage des porteurs « Nd » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 »**

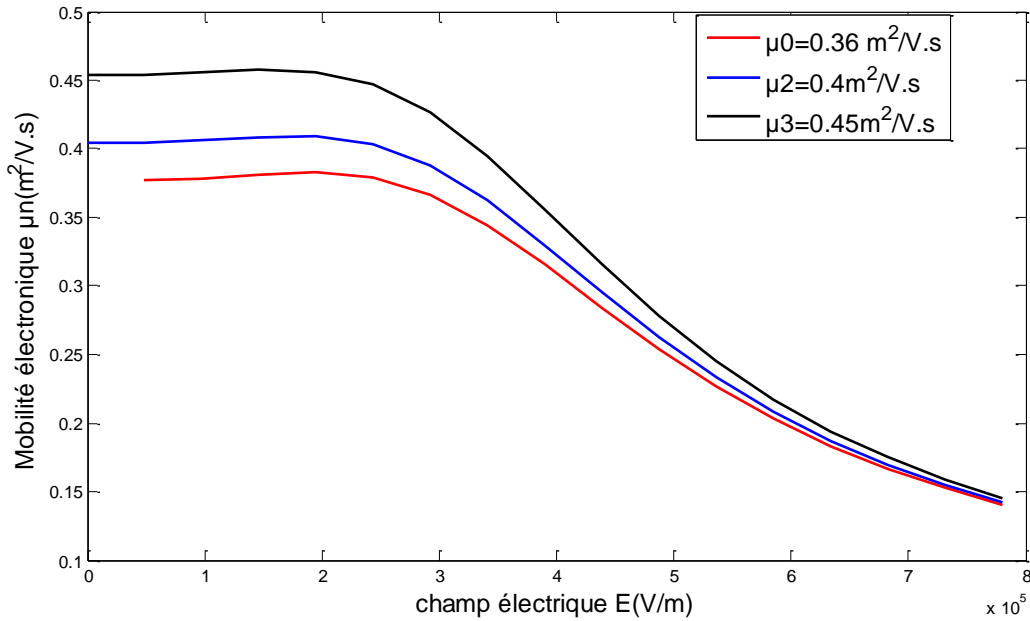


**Figure IV-16 : Influence de la longueur de grille « L » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 »**

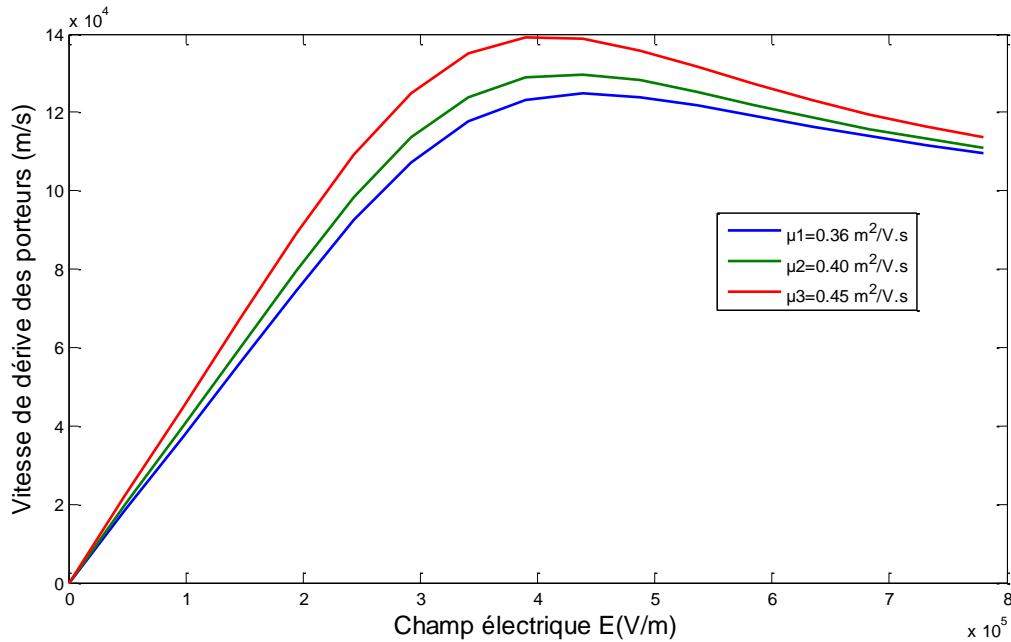
### II-6-b) INFLUENCE DE LA MOBILITE DES PORTEURS

La valeur de la mobilité à faible champ électrique revêt un intérêt majeur dans la modélisation des MESFET, les figures (IV-17) et (IV-18) montre clairement l'influence de cette valeur sur les caractéristiques mobilité-champ et variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique. Nous avons effectué cette comparaison des caractéristiques

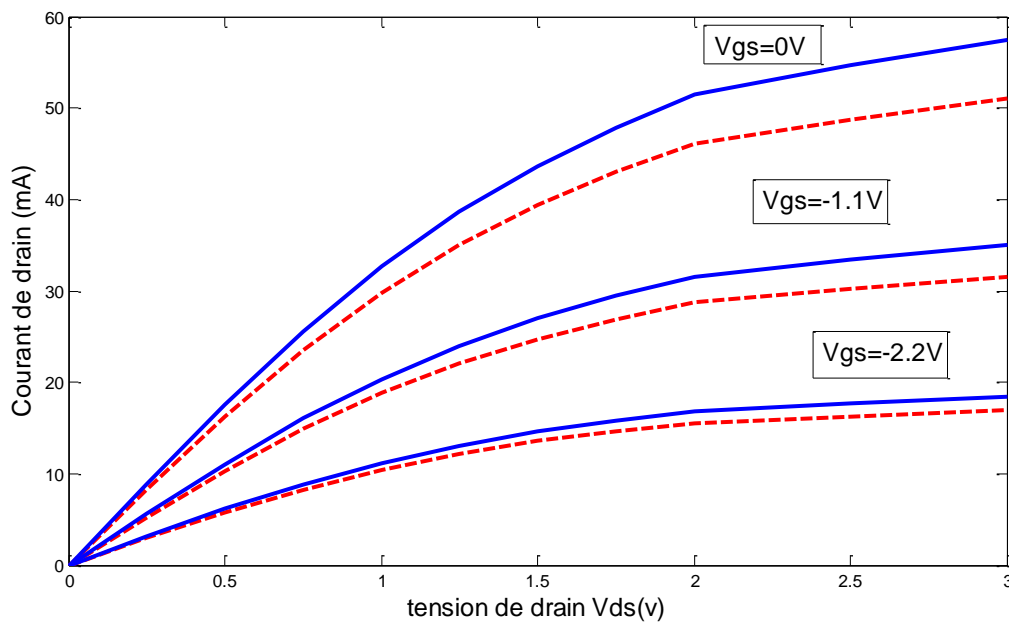
:mobilité champ «  $\mu$ -E », vitesse champ «  $v$ -E » et courant tension « I-V » pour trois valeurs de la mobilité. Nous remarquons que l'augmentation de la valeur initiale de la mobilité entraîne une augmentation de la vitesse de dérive des électrons et par conséquent une augmentation du courant de drain, ceci montre l'importance de l'utilisation des semi-conducteurs à mobilité initiale élevée comme le GaAs.



**Figure IV-17 : Caractéristique mobilité-champ pour différentes valeurs de «  $\mu$  ».**



**Figure IV-18 : Variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de «  $\mu$  ».**



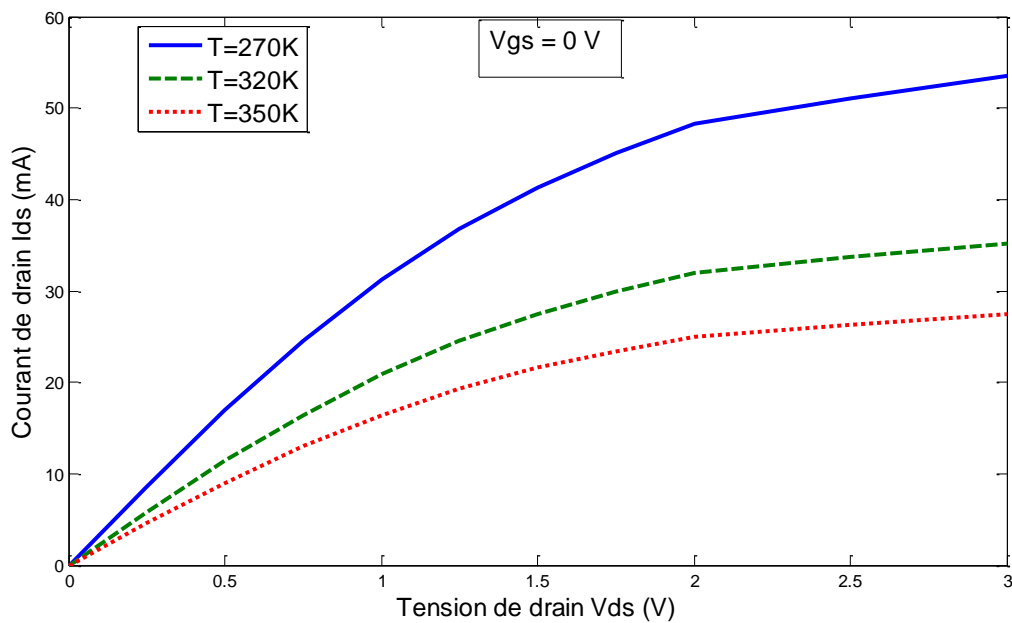
**Figure IV-19 : Influence de la mobilité des électrons à faible champ électrique sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET1 à plusieurs valeurs de Vgs**  
**En continu  $\mu_0= 0.44 \text{ [m}^2/\text{V.s}]$**   
**En discontinue  $\mu_0=0.36 \text{ [m}^2/\text{V.s}]$**

## II-7) INFLUENCE DE LA TEMPERATURE

Les performances et la fiabilité des composants actifs à effet de champ de type MESFET GaAs sont fortement liées aux conditions thermiques de fonctionnement. La température est un paramètre très important qui influe sur la mobilité des porteurs de charge du composant et la vitesse de dérive et il doit être pris en considération lors de la conception des circuits logiques et analogiques à base de MESFET GaAs.

La figure (IV-20) montre l'influence de la température sur les caractéristiques I-V des transistors « MESFET 1 ». Les températures choisies  $T_a = 270 \text{ K} \sim -3^\circ\text{C}$ ,  $T_a = 320\text{K} \sim 47^\circ\text{C}$  et  $T_a=350\text{K} \sim 77^\circ\text{C}$  sont celles qu'un MESFET peut rencontrer lors d'un fonctionnement normal.

L'agitation thermique des porteurs augmente avec la température, par conséquent la mobilité des électrons du canal diminue [expression III-120], ce qui provoque une diminution du courant Ids. De même la hauteur de barrière de potentiel augmente quand la température augmente [expression III-121], donc la largeur de la zone de charge d'espace augmente par contre le canal conducteur se rétrécit, et par conséquent le courant de drain décroît.



**Figure IV-20 : Influence de la température sur les caractéristiques I-V du composant MESFET 1.**

## II-8) TRANSCONDUCTANCE

Les figures (IV-21) et (IV-22) présentent les variations de la transconductance  $g_m$  en fonction des tensions de polarisation  $V_{ds}$  et  $V_{gs}$  pour les transistors MESFET 2.

On observant la figure IV-21, nous remarquons que la transconductance augmente lorsque la valeur absolue de la tension de grille  $V_g$  diminue. Sur la deuxième figure, on constate que la transconductance augmente avec l'augmentation de la tension de drain  $V_d$  jusqu'au régime de saturation où la transconductance se sature.

On souligne aussi que la transconductance atteint sa valeur limite quand la tension de grille est nulle et la tension de drain égale ou supérieur à la tension de saturation, mais elle prend sa valeur minimale quand la tension de grille se rapproche de la tension de seuil.

En augmentant la tension de grille en valeur absolue, la largeur de la zone de charge d'espace augmente. Ainsi, l'extension de cette zone prend fin lorsque celle-ci occupe toute la largeur du canal. Aucun passage du courant n'est alors théoriquement possible. La tension de grille correspondante à cet état est appelée tension de seuil. Ceci explique la dépendance de  $g_m$  avec  $V_{gs}$ .

En outre, la sensibilité de variation du courant  $I_d$  en fonction de la tension de grille

est d'autant plus faible que la tension  $V_{ds}$  est faible, c'est à dire en régime linéaire. Ainsi la transconductance dépend aussi de la tension de drain  $V_{ds}$ .

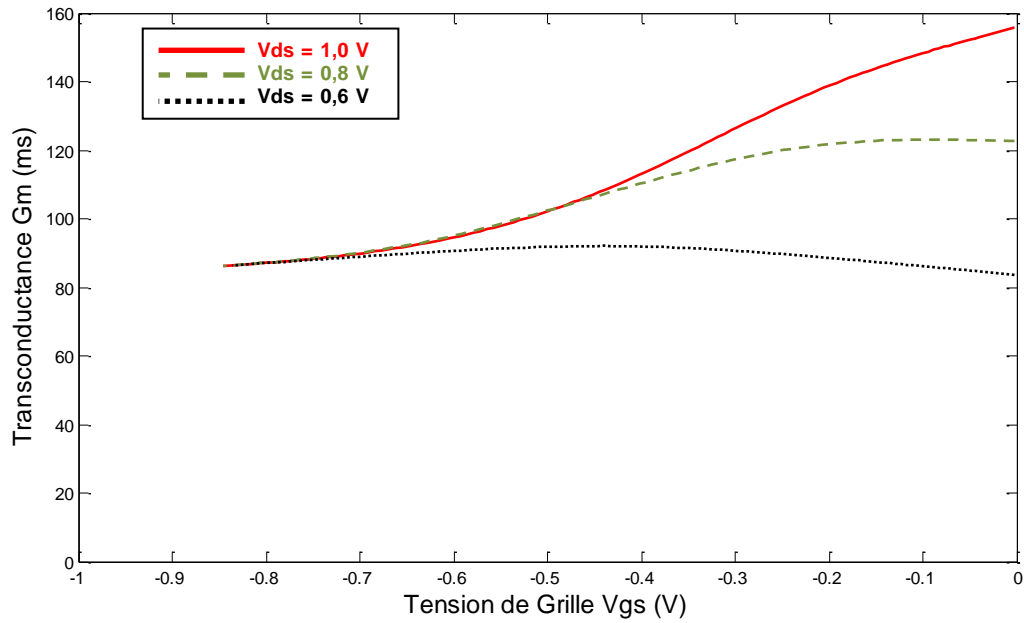


Figure IV-21 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET 2.

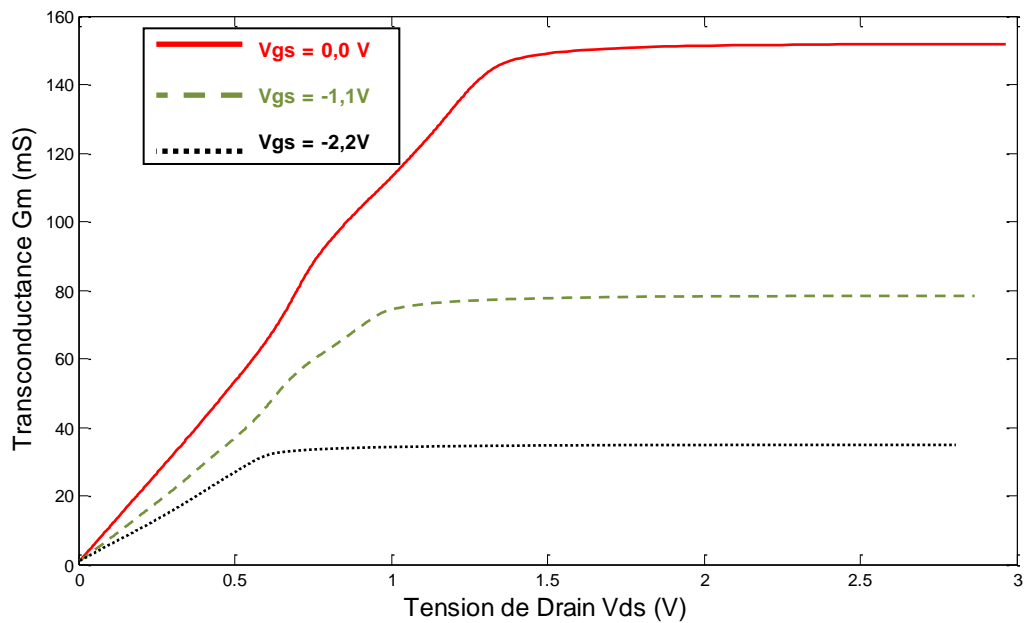


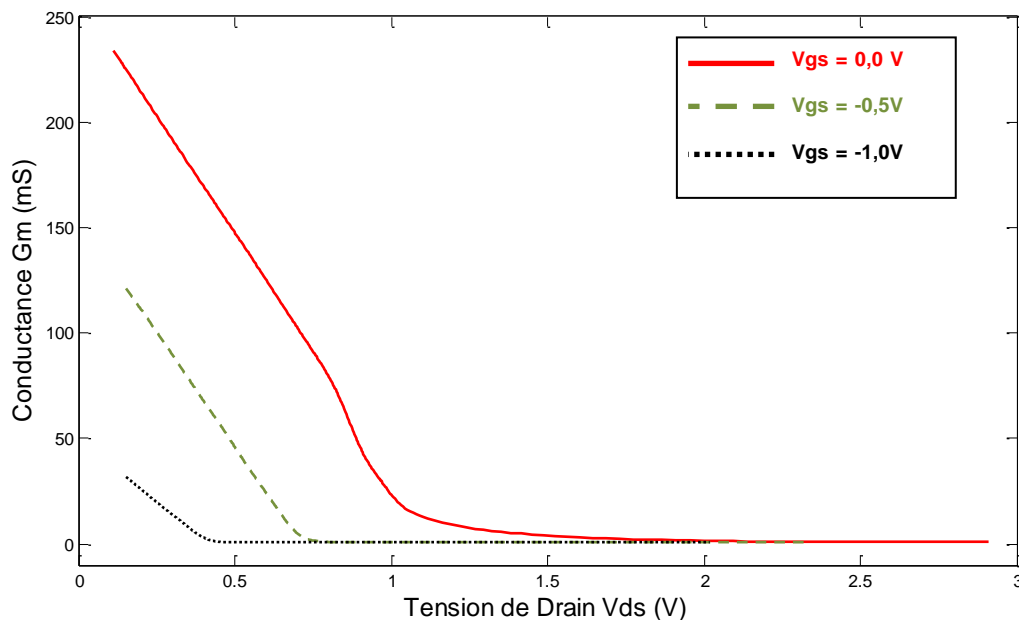
Figure IV-22 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour le MESFET 2.

## II-9) CONDUCTANCE

Sur la figure (IV-23) nous présentons la variations de la conductance de sortie en fonction des tensions de polarisation  $V_{ds}$  et  $V_{gs}$  pour le transistor « MESFET 2. Nous constatons sur cette figure que la conductance de sortie diminue à mesure que la tension de drain augmente. L'augmentation de la valeur absolue de la tension de grille génère aussi une diminution de la conductance. La conductance prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation.

L'explication physique est la suivante :

En régime linéaire, les porteurs présents dans le canal n'atteignent pas leur vitesse limite, et la variation du courant de drain est importante et quasi linéaire avec la tension  $V_{ds}$ . En régime de saturation, les électrons ont atteint leur vitesse limite et le courant  $I_{ds}$  progresse faiblement avec la tension  $V_{ds}$ . La valeur de la conductance de sortie est donc beaucoup plus importante en zone ohmique qu'en zone saturée et dépend fortement de la tension  $V_{ds}$ . En outre, le courant  $I_{ds}$  n'augmente avec  $V_{ds}$  que dans la mesure où les dimensions du canal le lui permettent. C'est ce qui explique la dépendance de  $G_d$  avec la tension de grille  $V_{gs}$ , particulièrement sensible en zone ohmique.



**Figure IV-23 : Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain pour le MESFET 2.**

## II-10) CARACTERISTIQUES CAPACITES TENSIONS

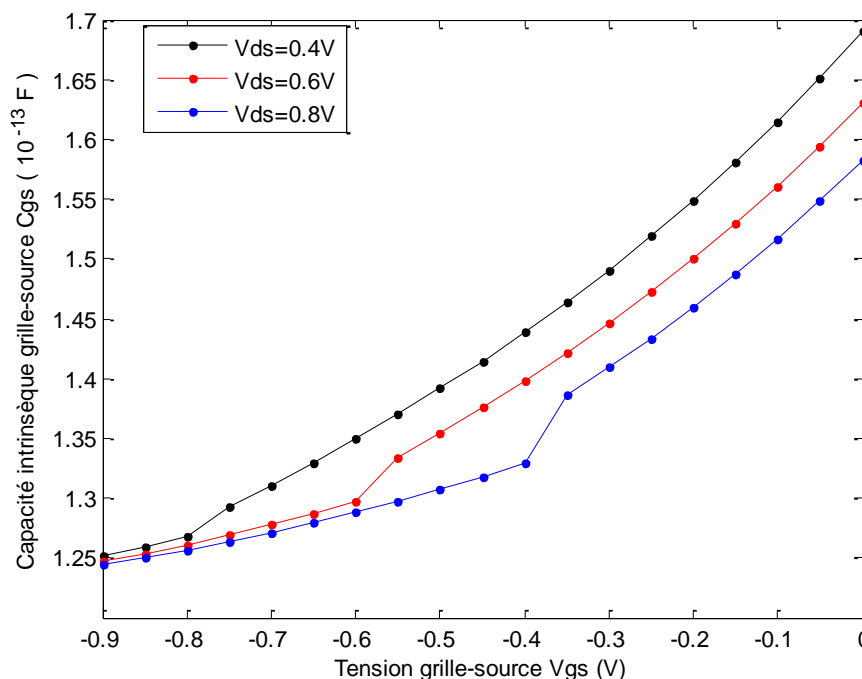
Les valeurs des capacités entre la grille et la source  $C_{gs}$  et entre la grille et le drain  $C_{gd}$  dépendent fortement de la valeur des tensions de commandes  $V_{gs}$  et  $V_{ds}$  dues aux variations des dimensions de la zone de charge d'espace située sous l'électrode de grille

### II-10-a) CAPACITE GRILLE-SOURCE $C_{GS}$

Sur les figures (IV-24) et (IV-25) respectivement, nous présentons les variations de la capacité intrinsèque et latérale de grille-source, en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.

Nous observons que la capacité intrinsèque grille source augmente avec la diminution de la valeur absolue de  $V_{gs}$  ainsi qu'avec les valeurs de  $V_{ds}$ . Quant à la capacité latérale, elle augmente avec l'augmentation de  $V_{ds}$ .

La figure (IV-26) nous renseigne sur le profil de variation de la capacité totale Grille-Source, qui suit le même chemin que celui de la capacité intrinsèque. Ceci s'explique par la quantité de charge stocké dans la région sous la grille directement qui est plus importante que celle dans les régions de débordement.



**Figure IV-24 : Variation de la capacité intrinsèque grille-source en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.**

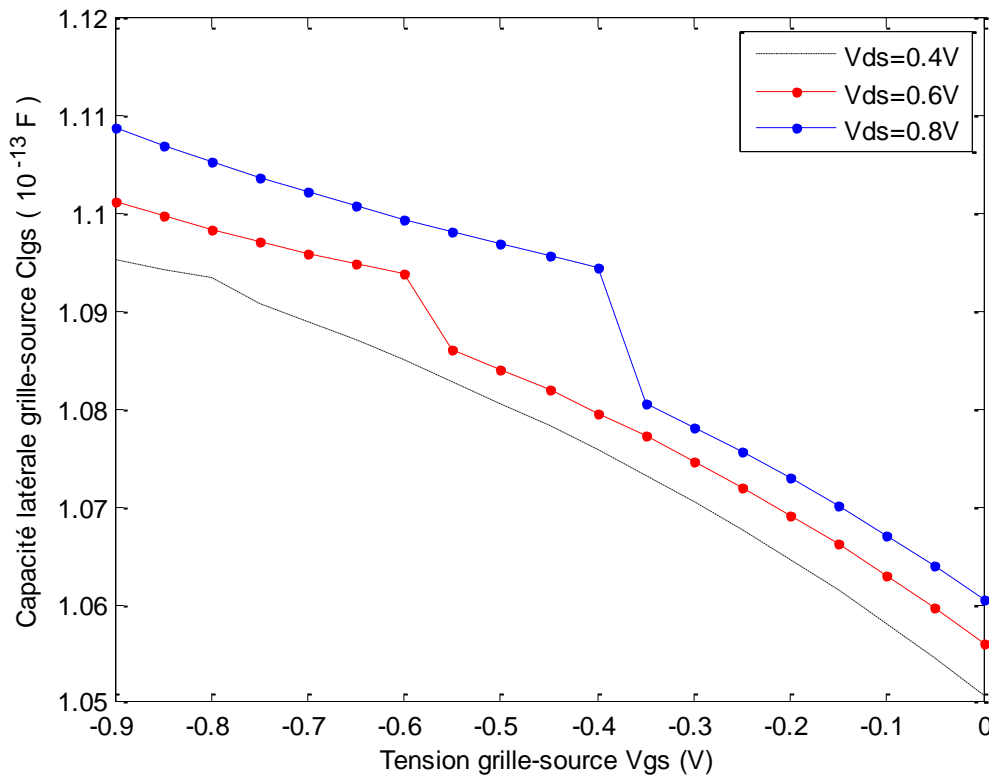


Figure IV-25 : Variation de la capacité Latérale grille-source en fonction de Vgs pour le MESFET 2.

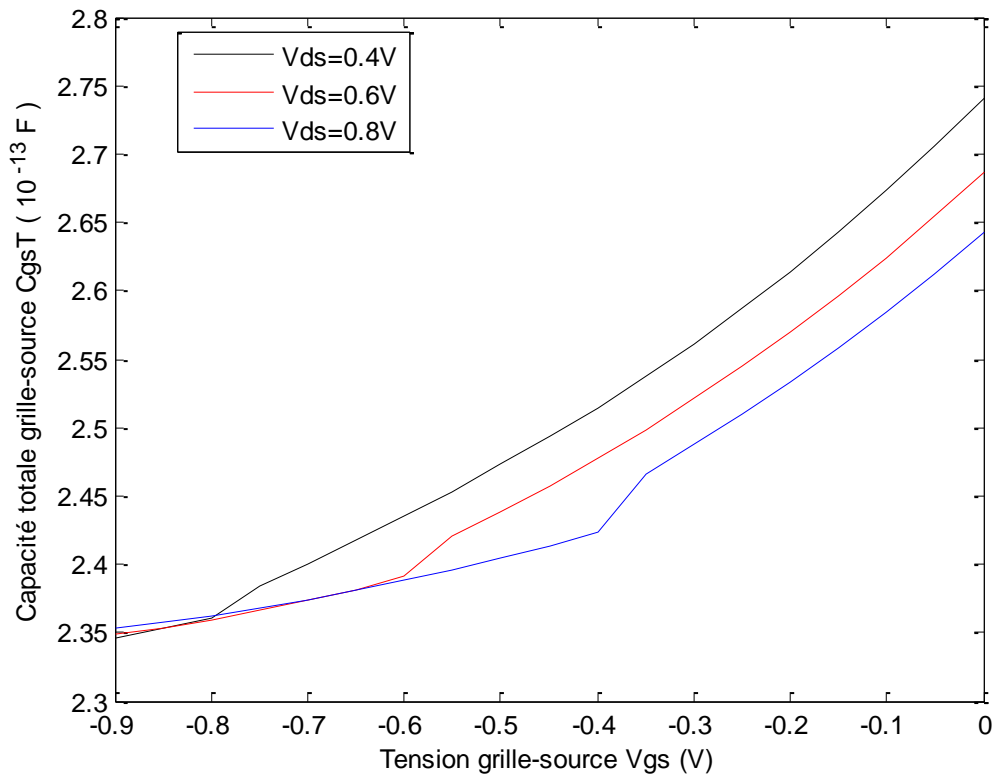
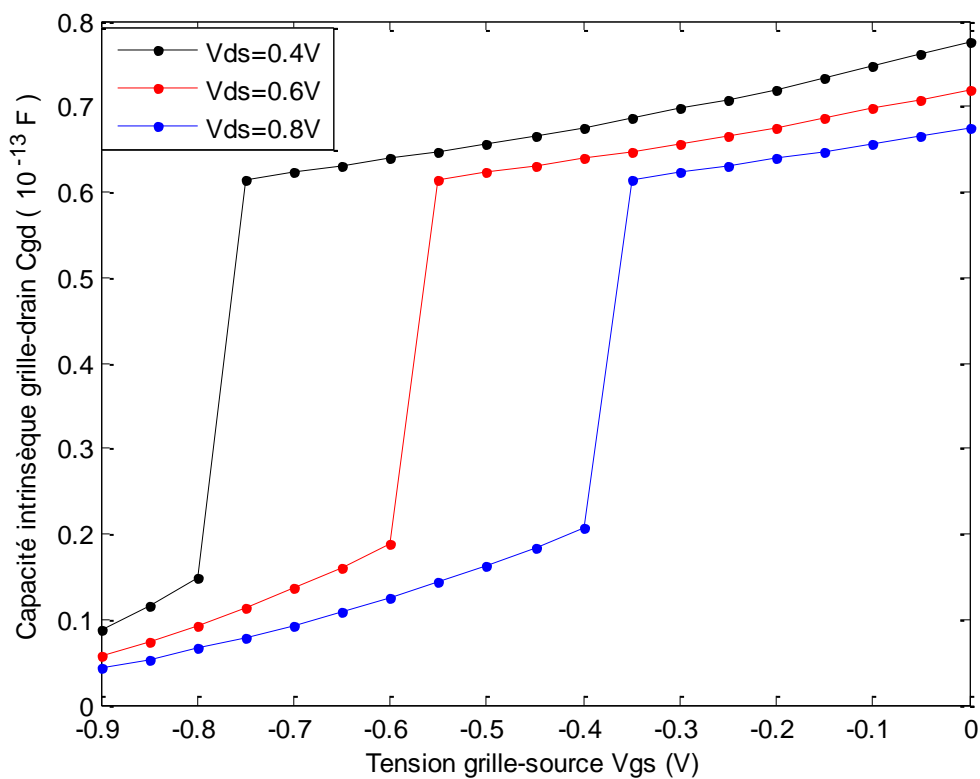


Figure IV-26 : Variation de la capacité totale grille-source en fonction de Vgs pour le MESFET 2.

### II-10-b) CAPACITE GRILLE-DRAIN $C_{GD}$

Sur les figures (IV-27), (IV-28) et (IV-29) nous avons simulé les variations de la capacité grille-drain  $C_{gd}$  en fonction de la tension de drain  $V_{gs}$  pour différentes valeurs de  $V_{ds}$ .

Nous constatons que la capacité  $C_{gd}$  décroît avec l'augmentation de la tension  $V_{ds}$ , D'autre part et comme la capacité grille-source  $C_{gs}$ , nous avons remarqué l'augmentation de  $C_{gd}$  avec la diminution des valeurs absolues de la tension  $V_{gs}$ .



**Figure IV-27 : Variation de la capacité intrinsèque grille-drain en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.**

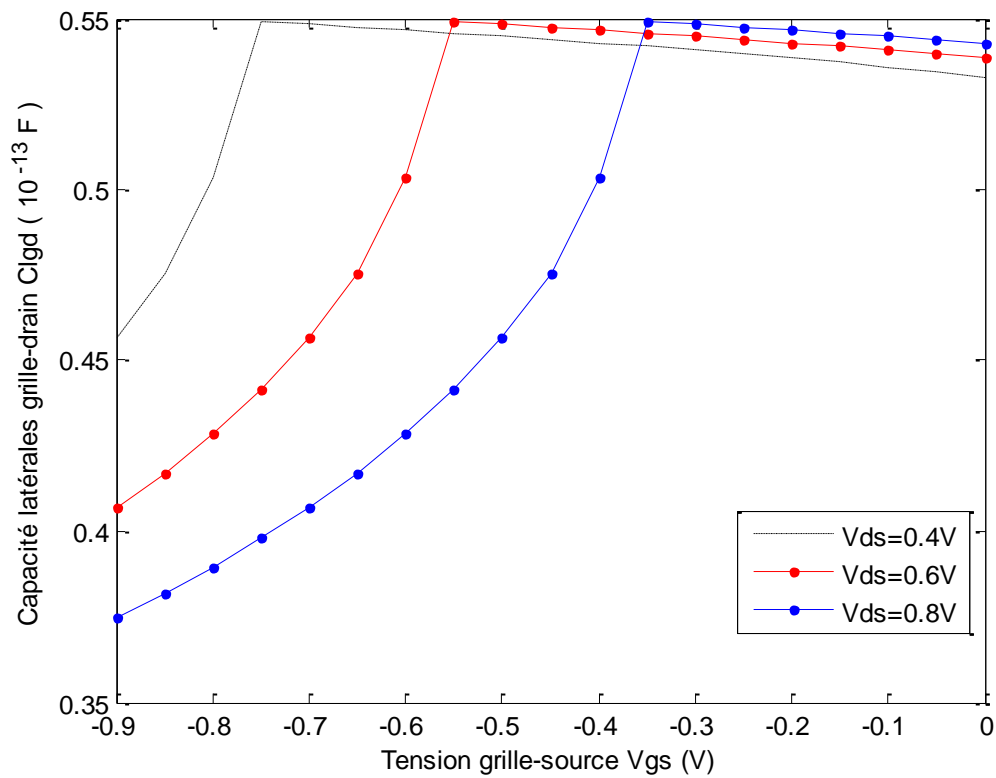


Figure IV-28 : Variation de la capacité latérale grille-drain en fonction de Vgs pour le MESFET 2.

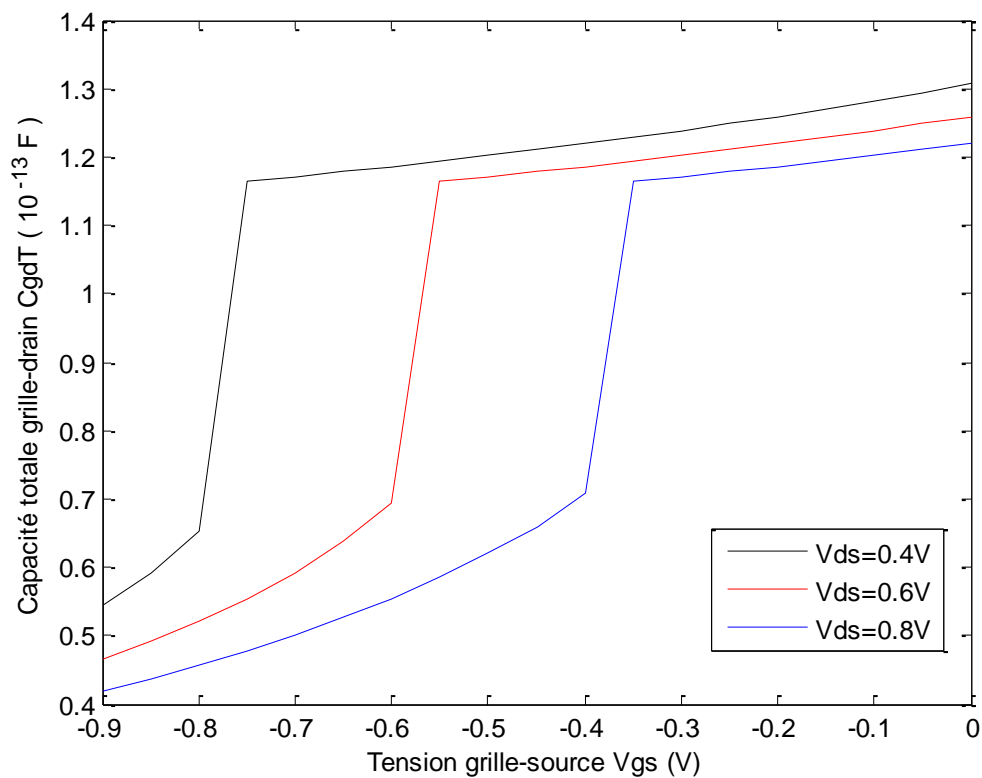
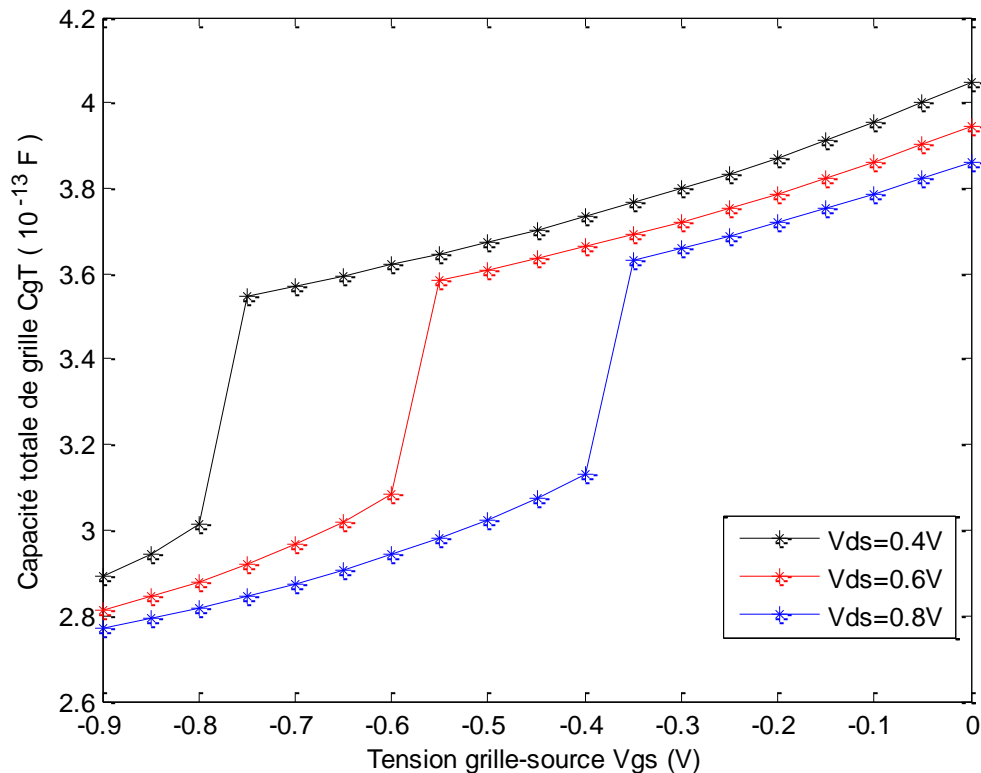


Figure IV-29 : Variation de la capacité totale grille-drain en fonction de Vgs pour le MESFET 2.

### II-10-c) CAPACITE TOTALE DE GRILLE $C_{GT}$

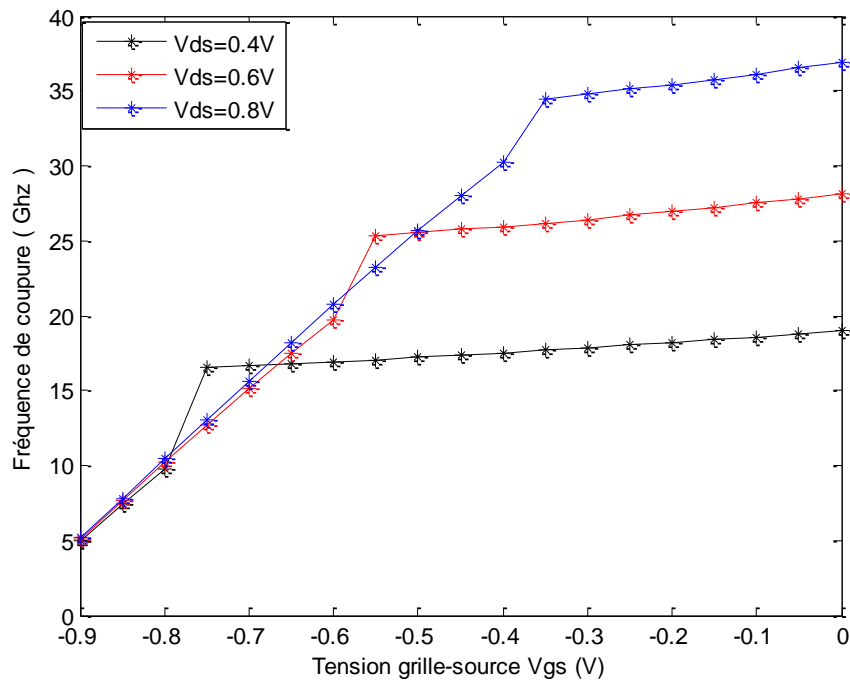
C'est la somme des capacités  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ . La variation de cette capacité est déterminante pour la fréquence de coupure du MESFET GaAs. Le profil de variation de cette capacité est le même que celui des capacités totales précédentes et presque du même ordre de grandeur.



**Figure IV-30 : Variation de la capacité totale de grille en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.**

### II-11) FREQUENCE DE COUPURE

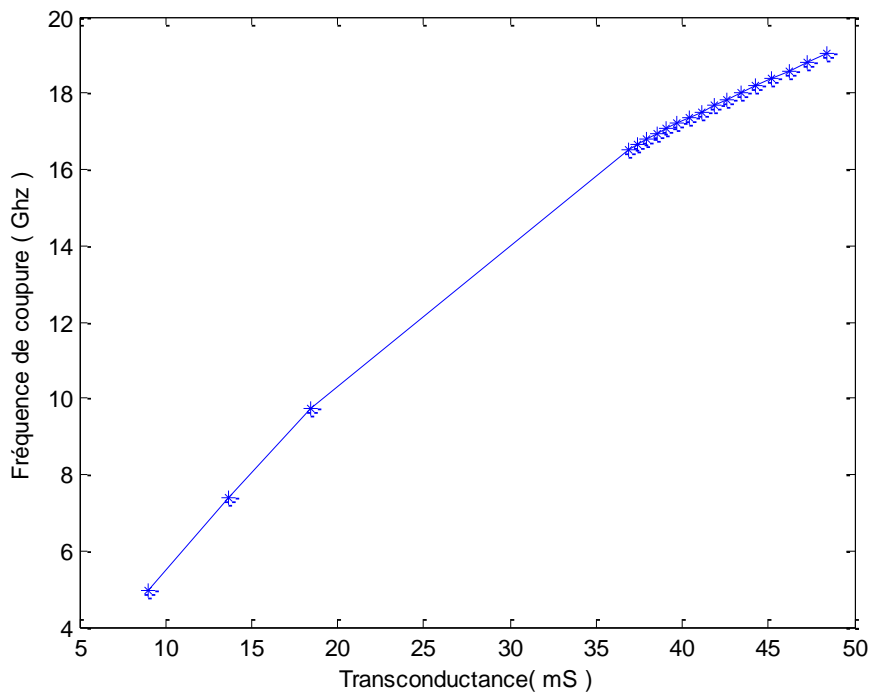
Sur les figures (IV-31) nous représentons la variation de la fréquence  $f_c$  de coupure en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2 pour différentes valeurs de  $V_{ds}$ . Notre constatation est que la fréquence de coupure en régime de saturation est plus grande que celle du régime linéaire. Nous voyons aussi que la fréquence de coupure est invariante en régime linéaire, alors qu'en régime saturé elle décroît faiblement avec la diminution de la tension de grille.



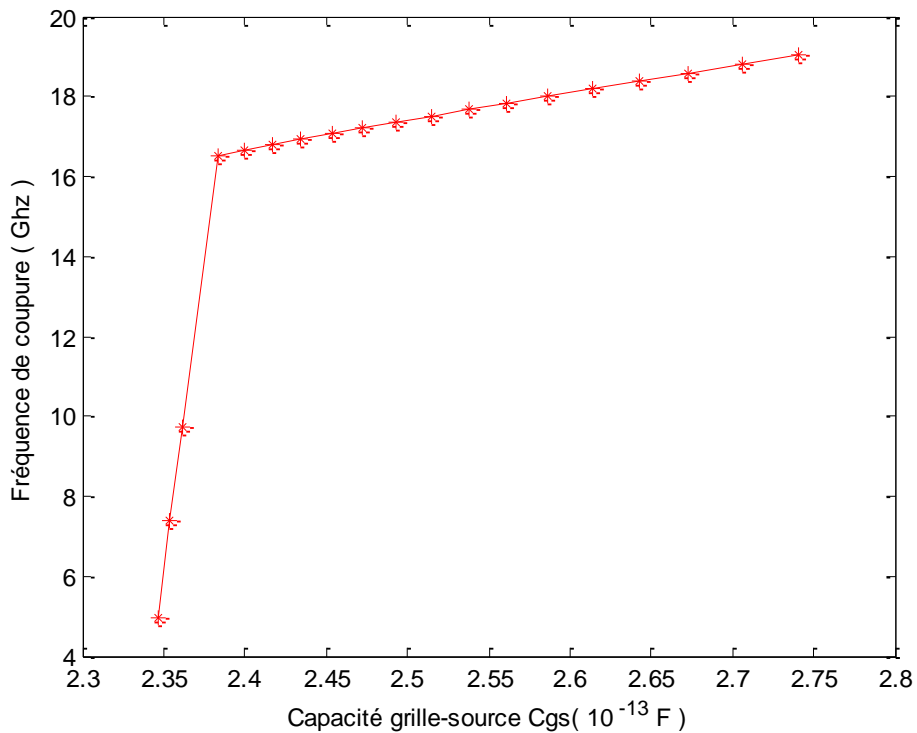
**Figure IV-31 : Variation de la fréquence de coupure en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.**

#### ***II-11-a) INFLUENCE DES PARAMETRES $C_{GS}$ , $C_{GD}$ ET $G_M$ SUR LA FREQUENCE DE COUPURE***

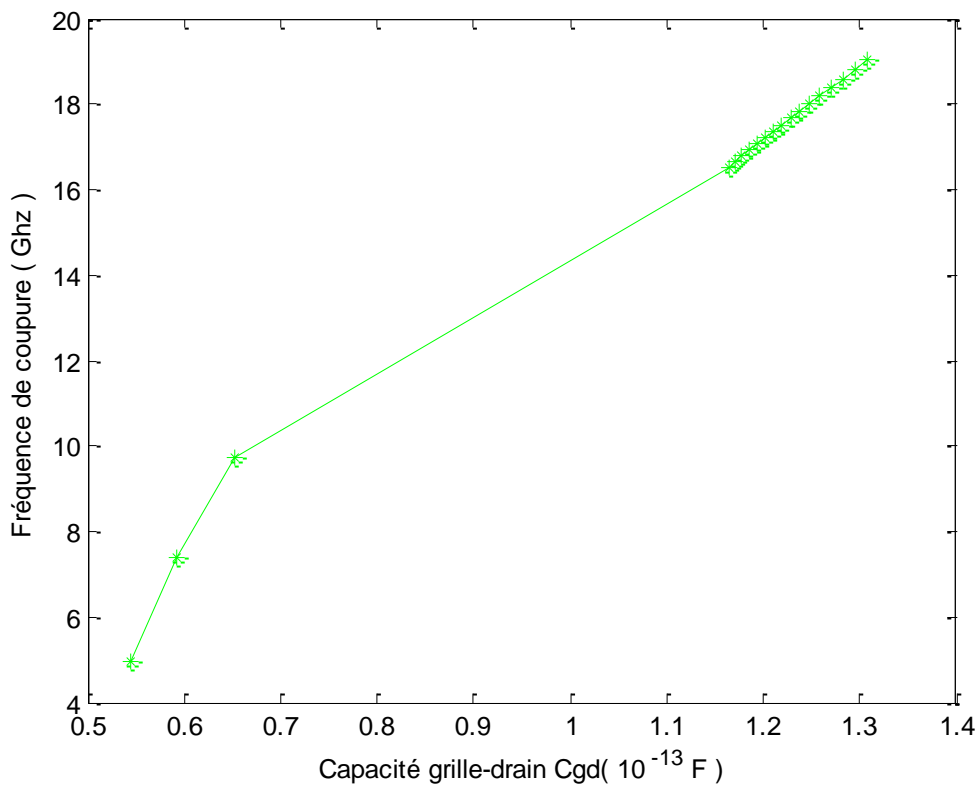
Les figures (IV-32), (IV-33) et (IV-34) représentent l'effet de la transconductance, de la capacité grille-source  $C_{gs}$  et la capacité grille drain  $C_{gd}$  sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2. On remarque que la fréquence de coupure est d'autant plus grande que la transconductance augmente. De même pour  $C_{gd}$  et  $C_{gs}$ . Ceci démontre que la modulation de la zone de charge d'espace sous l'effet des variations des tensions appliquées agissant sur les capacités, agit aussi sur la fréquence de coupure qui reste très sensible à la conductance du composant.



**Figure IV-32 : Effet de la transconductance sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2.**



**Figure IV-33 : Effet de la capacité grille-source sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2.**



**Figure IV-34 : Effet de la capacité grille-drain sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2.**

#### ***II-11-b) INFLUENCE DE LA CAPACITE GRILLE-DRAIN, ET DE LA CONDUCTANCE SUR LA FREQUENCE MAXIMALE***

La fréquence maximale est très sensible à l'augmentation de la transconductance  $G_m$ , elle peut être améliorée par une réduction de la longueur du canal du dispositif, tout en restant attentif devant l'apparition de niveaux de courant de fuite plus important pour des faibles longueurs de canal. D'autre part, la conductance de drain qui est l'inverse de la résistance drain-source  $R_{ds}$ , résulte de la contribution des résistances de contact de drain et également de la contribution de la résistance de la zone d'extension non contrôlée par la grille. Une réduction de  $G_d$  aura comme résultat une grande augmentation de  $f_{max}$ .

La réduction de  $C_{gd}$  provoque un impact positif sur  $f_c$  et  $f_{max}$ . Cette capacité réduite par la diminution de la longueur de grille doit être la plus faible possible afin d'obtenir les meilleurs performances possibles.

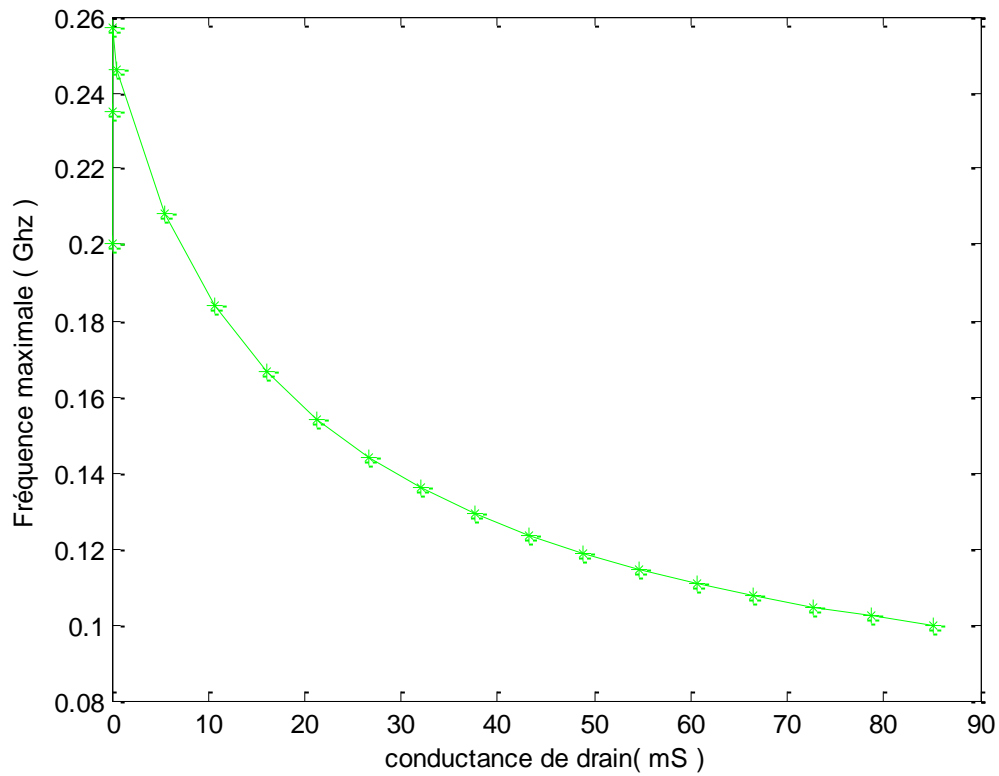


Figure IV-35 : Effet de la conductance de drain sur la fréquence maximale pour le MESFET 2.

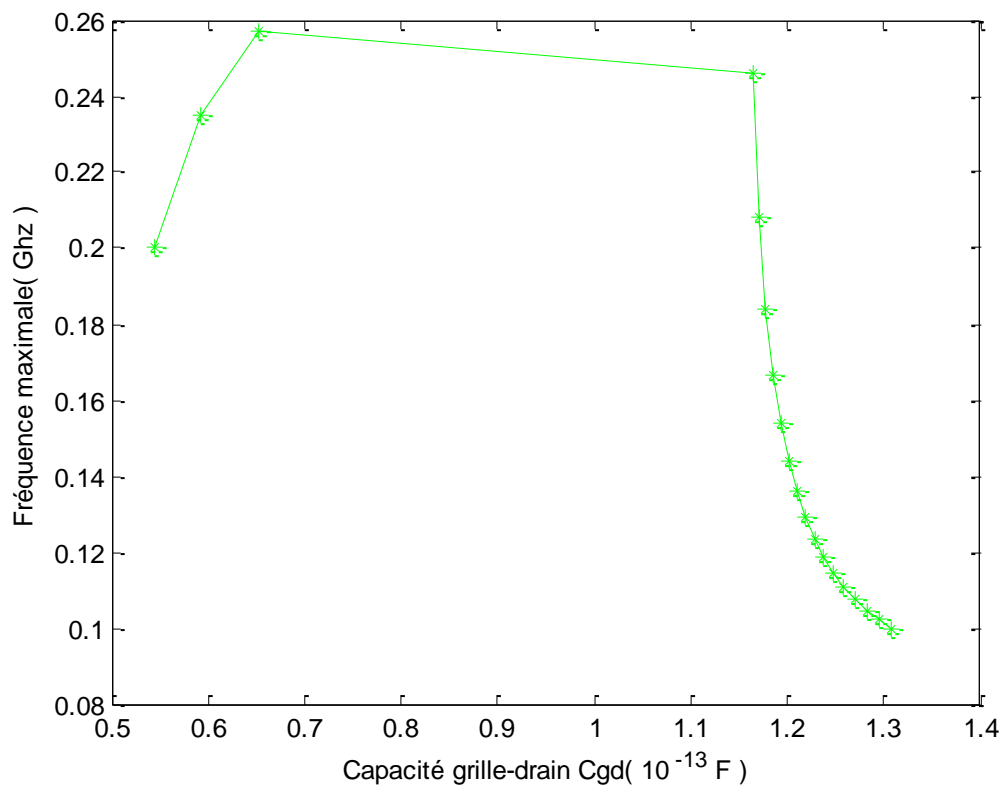


Figure IV-36 : Effet de la capacité grille-drain sur la fréquence maximale pour le MESFET 2.

### III) CONCLUSION

Le choix et la qualité des matériaux, en particulier la couche active est primordiale pour l'amélioration des performances électriques du transistor MESFET GaAs. Aussi la réduction de la longueur de grille et l'utilisation de longueurs dite submicroniques améliorent sensiblement ces performances par la diminution du temps de transit. Ceci doit s'accompagner d'une mise à échelle d'autres paramètres tels que l'épaisseur de la couche active et de son dopage afin d'éviter l'accroissement de Gd par effet de canal court ce qui limite le gain intrinsèque  $G_m/G_d$ .

Du au fait que la température exerce une grande influence sur la mobilité des porteurs de charges ainsi que sur leur vitesse de saturation, son augmentation dégrade les performances en fréquence du transistor MESFET GaAs.

Il existe plusieurs lois décrivant la variation de mobilité des porteurs dans le canal en fonction du champ électrique. Notre travail nous a permis de sélectionner une loi qui décrit le mieux les phénomènes physique propres au MESFET GaAs.

Afin de déterminer les performances micro-ondes du transistor à effet de champ, on calcule sa fréquence de fonctionnement. De ce fait on a consacré une partie de notre travail de simulation au calcul des paramètres influant sur le comportement électrique du MESFET, tel que la capacité grille drain  $C_{gd}$ , la capacité grille source  $C_{gs}$  et la transconductance. Leurs valeurs doivent être les plus faibles possibles afin d'atteindre des fréquences  $f_t$  et  $f_{max}$  les plus élevées. La réduction des valeurs des paramètres technologiques et géométriques engendre une nette diminution de  $C_{gs}$  et  $C_{gd}$ .

**REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES**

- [1]. **N.M. Memon, M.M. Ahmed \*, F. Rehman**  
“A comprehensive four parameters I–V model for GaAs MESFET output characteristics”  
Solid-State Electronics 51 (2007) 511–516
- [2]. **S.P.Chin, G.Y.We**  
“ A new I-V model for short gate length MESFET’s “,  
IEEE Tran. Elec Dev, Vol 40, N° 4, pp 712- 720, 1993.
- [3]. **S, MICHAEL,**  
“GaAs Devices and circuits”. (1986).

# **CONCLUSION GENERALE**

L'objectif de notre travail consistait à faire une simulation des propriétés des transistors à effet de champ en général et du MESFET GaAs en particulier. Notre but était d'élaborer d'une part un modèle analytique qui simule l'ensemble des propriétés statiques de ce composant, en prenant en considération en plus des effets physiques et géométriques agissant sur le composant, les effets d'interface de la jonction Schottky largement négligés mais qui interviennent fortement sur les performances électriques du composant. Et d'autre part, de vérifier ce modèle grâce aux moyens de programmation informatique basée sur des Algorithmes originaux.

Les principales étapes des quatre chapitres qui composent notre travail se résume comme suit :

Dans le premier chapitre, nous avons présenté une synthèse bibliographique des composants à effet de champ. On a exposé en détail la structure et le principe de fonctionnement des composants à effet de champ de type « JFET, MESFET, MOSFET et HEMT » dans les différents régimes de fonctionnement.

Le deuxième chapitre, nous avons abordé les matériaux III-V, suivi d'une présentation des propriétés électroniques de l'Arséniure de Gallium, ensuite un rappel sur la technique de fabrication des substrats semi-isolants GaAs. Nous avons aussi abordé l'hétérojonction métal-semiconducteur et les mécanismes de transport des porteurs à travers ce contact. Une analyse structurale du transistor MESFET GaAs suivie d'une présentation de son principe de fonctionnement sont décrits dans ce chapitre, ainsi que les effets dispersifs des transistors et les améliorations apportées sur les structures.

Le troisième chapitre, était dédié à la résolution mathématique du problème et du fait à la modélisation unidimensionnelle des caractéristiques statiques du MESFET GaAs.

Enfin nous avons terminé par un dernier chapitre qui résume toutes les simulations du modèle et leurs interprétations.

Les résultats ainsi obtenus et l'écart avec les résultats expérimentaux calculés aux moyens de la méthode des moindres carrés, ont permis de confirmer l'importance des effets d'interface dans une modélisation plus proche de la réalité du MESFET GaAs. Aussi nous

## *Conclusion Générale*

avons mis en évidence que les meilleures performances de ce composant pour une épaisseur faible de la couche active et une longueur de grille très réduite (grille submicronique) et pour un canal fortement dopé.

Pour répondre aux exigences des technologies actuelles et futures, les transistors à effet de champ doivent avoir des dimensions submicroniques et nanotechnologiques et les modèles mathématiques doivent s'adapter à ces conditions.

## Liste des figures

- *Figure I-01 : La famille des composants à effet de champ .*
- *Figure I-02 : Exemples de transistors à effet de champ typiques*
- *Figure I-03 : Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET*
- *Figure I-04 : Comportement du JFET*
- *Figure I-05 : Vue d'un MOSFET en 3D (gauche) et en coupe (droite)*
- *Figure I-07 : Structure du MOS à enrichissement canal N*
- *Figure I-08 : Structure du MOS à appauvrissement canal N*
- *Figure I-09 : Principe d'un MOSFET à canal diffusé*
- *Figure I-10 : Principe d'un MOSFET à canal induit*
- *Figure I-11 : Pincement du canal en fonction de  $V_d$*
- *Figure I-12 : Vue en coupe du MESFET GaAs avec longueur de grille  $L$  et épaisseur du canal  $d$*
- *Figure I-13 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET*
- *Figure I-14 : Structure et fonctionnement de principe d'un HEMT classique*
- *Figure I-15 : Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.*
- *Figure I-16 : structure de bande d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille*
- *Figure II -1 : Evolutions de l'énergie de bande interdite et du paramètre cristallin des alliages de composés III-V.*
- *Figure II -2 : Maille cristallographiques de la structure GaAs Zinc Blende .*
- *Figure II-3 : Diagrammes d'énergie des éléments du groupe IV.*
- *Figure II-4 :  $I(V)$  dans les cas du contact ohmique et redresseur*
- *Figure II-5 : Diagramme de bandes, zone de charge d'espace avant le contact .*
- *Figure II-6 : Les niveaux d'énergie de la jonction métal semi-conducteur après le contact.*
- *Figure II-7 : contact ohmique et redresseur dans le cas d'un semi-conducteur type n*
- *Figure II-8: la zone de charge d'espace*
- *Figure II-9 : Mécanismes de transport des courants existants dans le contact Schottky polarisé avec une tension positive :*

- *Figure II-10 : Polarisation de la diode Schottky.*
- *Figure II-11: Potentiel d'une diode en fonction de sa polarisation .*
- *Figure II –12 : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.*
- *Figure II-13 :Vue en coupe d'un MESFET*
- *Figure II-14 :Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation [28]*
- *Figure II-15 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET*
- *Figure II-16 : Principe de fonctionnement du MESFET*
- *Figure II-17 : Origine physique du modèle petit signal .*
- *Figure II-18 : Comparaison des caractéristiques de sortie d'un FET : à température constante et avec auto-échauffement .*
- *Figure II-19 : Phénomène de « Gate lag »*
- *Figure II-20 : Influence de la capture des électrons dans des pièges de substrat sur le courant de sortie*
- *Figure II.21 : Influence de l'émission des électrons dans le canal sur le courant de sortie*
- *Figure II.22 : Mécanisme des phénomènes d'avalanches .*
  
- *Figure II.23 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.*
- *Figure II-24 : Coupe d'un grille champignon réalisée par double photogravure .*
- *Figure II-25 : Coupe longitudinale du MESFET en structure LDD.*
- *Figure II-26 : exemple de métallisation de grille à deux doigts*
- *Figure II-27 : différentes configurations de grille pour améliorer les performances du MESFET.*
  
- *Figure III – 1 : Notations spécifiques pour l'étude du MESFET intrinsèque*
- *Figure III-02 : Zone active du transistor MESFET*
- *Figure III-03: schéma de bande d'énergie d'une barrière Schottky ayant une densité fini des états de surface  $\Phi_0$ .*
- *Figure III-04 : répartition de la zone de déplétion dans le régime linéaire*
- *Figure III-05 : répartition de la zone de déplétion dans le régime de saturation*
- *Figure III-06 : Résistances parasites dans le MESFET.*
- *Figure III-07: Représentation schématique du déplacement des charges dans un cristal dans le cas d'un dopage de type P ou N (tracés rouge et bleu*

respectivement). Le parcours de déplacement d'un trou (du point A au point C) est plus complexe que celui d'un électron libre (de B à C).

- *Figure III-08 : Perturbation de la trajectoire d'un porteur par une impureté ionisée : quand la température augmente, la vitesse thermique augmente aussi et la perturbation est moins importante.*
- *Figure III-09 : Schéma récapitulatif des différents mécanismes de diffusion des porteurs dans un matériau en fonction de la température.*
- *Figure IV-1: Organigramme du logarithme de calcul des caractéristiques statiques.*
- *Figure IV-2-a: Réseau de caractéristiques courant - tension I-V du transistor MESFET1 [ $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$ ],*
- *Figure IV-2-b: Réseau de caractéristiques courant- tension I-V du transistor MESFET1 [ $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$ ]*
- *Figure IV-3 : Comparaison des caractéristiques I-V mesurées et calculées pour le transistor MESFET 1.*
- *Figure IV-4 : Comparaison des caractéristiques I-V du MESFET 1 mesurées et calculées par le modèle proposé avec celui d'Isam.*
- *Figure IV-5-a : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour 300°K calculées pour les cinq modèles.*
- *Figure IV-5-b : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour 300°K calculées pour les cinq modèles.*
- *Figure IV-6 : Variation de la mobilité en fonction de la température.*
- *Figure IV-7 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différents températures pour les modèles 1 et 2*
- *Figure IV-8 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différents températures pour les modèles 3 et 4*
- *Figure IV-9 : Variation de la mobilité en fonction du champ électrique à différents températures pour le modèle 5.*
- *Figure IV-10 : Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique à différents températures pour le modèle 4.*
- *Figure IV-11 : Variation de la vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique à différents températures pour le modèle 5.*
- *Figure IV-12 : Variation de la zone de charge d'espace ZCE pour le MESFET 2.*

- *Figure IV-13 : Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET 1.*
- *Figure IV-14: Influence de l'épaisseur de la couche active « a » sur les caractéristiques I-V du transistor «MESFET 1.*
- *Figure IV-15 : Influence de la concentration du dopage des porteurs « Nd » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 »*
- *Figure IV-16 : Influence de la longueur de grille « L » sur les caractéristiques I-V du transistor « MESFET 1 »*
- *Figure IV-17 : Caractéristique mobilité-champ pour différentes valeurs de «  $\mu_0$  ».*
- *Figure IV-18 : Variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de «  $\mu_0$  ».*
- *Figure IV-19 : Influence de la valeur mobilité des électrons a faible champ électrique sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET1 à plusieurs valeurs de  $V_{gs}$*
- *Figure IV-20 : Influence de la température sur les caractéristiques I-V du composant MESFET 1.*
- *Figure IV-21 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-22 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de drain pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-23 : Variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-24 : Variation de la capacité intrinsèque grille-source en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-25 : Variation de la capacité Latérale grille-source en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-26 : Variation de la capacité totale grille-source en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-27 : Variation de la capacité intrinsèque grille-drain en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-28 : Variation de la capacité latérale grille-drain en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-29 : Variation de la capacité totale grille-drain en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*

- *Figure IV-30 : Variation de la capacité totale de grille en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-31 : Variation de la fréquence de coupure en fonction de  $V_{gs}$  pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-32 : Effet de la transconductance sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-33 : Effet de la capacité grille-source sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-34 : Effet de la capacité grille-drain sur la fréquence de coupure pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-35 : Effet de la conductance de drain sur la fréquence maximale pour le MESFET 2.*
- *Figure IV-36 : Effet de la capacité grille-drain sur la fréquence maximale pour le MESFET 2.*

## Liste des tableaux

- *Tableau I-01 : dénomination générale dans le cas du TEC et le transistor bipolaire*
- *Tableau I-02 : Résumé de comparaison entre un FET et un transistor bipolaire*
- *Tableau II -1 - Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K.*
- *Tableau II – 2 : Classification périodique des éléments des groupes III, IV et V*
- *Tableau II– 3 : Energie du gap des différents semi-conducteurs*
- *Tableau II -4- Données numériques de l'arséniure de gallium (GaAs : 300 K)*
- *Tableau II-5: travail de sortie de quelques métaux*
- *Tableau II-6: affinité électronique*
- *Tableau IV-1 : Paramètres géométriques et technologiques des transistors «MESFET1» et « MESFET 2 ».*
- *Tableau IV-2 : décalage moyen par rapport aux valeurs expérimentales des deux modèles, mesuré par la méthode des moindres carrés.*

## LISTE DES TRAVAUX SCIENTIFIQUES

### PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES:

#### 1. Journal of Electron Devices

- ✓ **Title:** "Effect Of The Electric Field On The Carrier Mobility For GaAs MESFET's With Submicron Gate", Vol. 22, (2015), pp. 1880-1887 ,  
**Authors:** Mounir Azizi, Cherifa Azizi, Mourad Zaabat

#### 2. International Journal of Engineering & Technology IJET-IJENS

- ✓ **Title:** "The Impact of Varying Physical parameters on Performance of Carbon Nanotube Field-Effect Transistors", Vol:15 No:04, (2015),  
**Authors:** Rebiha Marki , Chérifa Azizi, Mourad Zaabat, and Mounir Azizi

#### 3. Journal of New Technology and Materials, JNTM.

- ✓ **Title:** "A new drain current I–V model for MESFET with submicron gate", Vol. 03, N°01 (2013) 28-32, **Authors:** M. Azizi and C. Azizi.

#### 4. Journal of New Technology and Materials, JNTM.

- ✓ **Title:** "A comprehensive nonlinear model for GaAs MESFET transistor", Vol. 03, N°01 (2013) 12-17, **Authors:** S. Mellal, C. Azizi, M. Zaabat, T. Ziar, C. Kaddour and M. Azizi.

### SEMINAIRES ET WORKSHOPS :

#### 1. First International Conference on Multifunctional Materials and their Applications (2MAP-2016) Sousse, TUNISIA, May 6-8, 2016

- ✓ **Title:** " Effect of mobility on (I-V) characteristics of GaAs MESFET".  
**Authors** M.AZIZI, C.AZIZI, M.ZAABAT.
- ✓ **Title;** "Effect Of The Electric Field On The Carrier Mobility For GaAs MESFET's With Submicron Gate". **Authors** M.AZIZI, C.AZIZI, M.ZAABAT.

#### 2. Journée Nationale des Matériaux et leurs Applications,

*Larbi Ben Mhidi University, Oum El Bouaghi, Algeria, juin 2015.*

- ✓ **Title;** "Temperature Effect on Carrier Mobility and Drift Velocity in GaAs MESFET's". **Authors** M.AZIZI, C.AZIZI, M.ZAABAT.

#### 3. Second international conference on New Materials and Active Devices (NMCA 2014)

*Larbi Ben Mhidi university, Oum El Bouaghi, Algeria, 2014.*

- ✓ **Title:** “Influence de la température sur la mobilité des porteurs de charge dans le MESFET GaAs a grille submicronique”. **Authors:** M.AZIZI. C.AZIZI.
4. **7th International Conference on Electrical Engineering, Lhadj Lakhdar University, Batna, Algeria, 8- 10 October 2012.**
    - ✓ **Title:** “A Novel Non Linear DC Model for MESFET with Submicron Gate”. Manuscript Number: CEE-124. **Authors:** M.AZIZI, C.AZIZI.
  5. **11th conference on beam injection assessment of microstructures in semiconductors (BIAMS11). Badji Mokhtar- Annaba University 25-28, Annaba, Algeria. june 2012.**
    - ✓ **Title:** “An efficient physics-based compact Schottky barrier CNTFET model”. **Authors:** R.MARKI, M.AZIZI, C.AZIZI, M.ZAABAT.
  6. **IEEE CONFERENCE PUBLICATIONS “2011 International Aegean Conference on Electrical Machines and Power Electronics and Electromotion Joint Conference (ACEMP)”**
    - ✓ **Title:**“Effect of mobility on (IV) characteristics of GaAs MESFET “ Publication Year: **2011** , Page(s): 227 – 231,**Authors:** SAIDI, Y. ; ALLIOUAT, W. ; HAMMA, I. ; ZAABAT, M. ; AZIZI, M. ;AZIZI, C.
  7. **Journée d’étude sur la modélisation des composants a semi-conducteurs,**  
***Oum El Bouaghi university, Algeria, june 23, 2011.***
    - ✓ **Title:** “field effect nanotransistor C-CNTFET modelisation”. **Authors:** R.MARKI, M.AZIZI, C.AZIZI, M.ZAABAT.
  8. **Journée d’étude sur la modélisation des composants a semi-conducteurs,**  
***Oum El Bouaghi university, Algeria, june 23, 2011.***
    - ✓ **Title:** “Modeling and Simulation of MESFET GaAs with submicron gate”. **Authors:** M.azizi, C.Azizi
  9. **First international conference on New Materials and Acive Devices (NMCA 2011)**  
***Larbi Ben Mhidi University, Oum El Bouaghi, Algeria, 2011.***
    - ✓ **Title:** “Nouvelle Approche non lineaire des caractéristiques statiques du MESFEt GaAs à grille submicronique”. **Authors:** M.AZIZI. C.AZIZI.
  10. **Séminaire international de la physique des semi-conducteurs,**

***Oum El Bouaghi university, Algeria, 2010.***

- ✓ **Title:** “A new drain current  $I-V$  model for MESFET with submicron gate”. **Authors:** M.AZIZI. C.AZIZI.

11. **Journée nationale de la physique de l'état solide,**

***Oum El Bouaghi university, Algeria, 2010.***

- ✓ **Title:** “A new drain current  $I-V$  model for MESFET with submicron gate”. **Authors :** M.AZIZI, C.AZIZI

**Titre : Simulation des Propriétés du Transistor à Effet de Champ à Grille  
Schottky à l'Arséniure de Gallium MESFET GaAs.**

**Résumé :**

*Dans ce travail nous présentons une nouvelle approche non linéaire des caractéristiques statiques du MESFET GaAs qui tient compte des états de surface de la jonction Schottky*

*La comparaison des résultats de la simulation numérique du modèle proposé avec un modèle récent, ainsi avec les résultats expérimentaux sur un composant d'étude, montre bien que les résultats trouvés concordent bien avec la réalité.*

*Nous avons fait une synthèse des différentes lois non linéaires de la mobilité électronique des porteurs de charge utilisées dans l'étude des MESFET GaAs. Une simulation de ces paramètres est effectuée en fonction du champ électrique. De là, on a sélectionné la loi la mieux adaptée au composant d'étude.*

*Nous avons, au cours de notre travail, établi un logiciel de simulation basé sur les expressions analytiques obtenues. Les résultats ont été présentés, discutés et comparés avec ceux de l'expérience relevé de la littérature.*

**Mots clés :**

*MESFET GaAs, Simulation, Modélisation, caractéristiques statiques, performances électriques, semiconducteurs. Jonction Schottky.*

**Title: Simulation of Properties of Field Effect Transistor GaAs MESFET with Schottky junction.**

**Summary :**

*In this work we present a new approach to nonlinear static characteristics of GaAs MESFET which takes into account surface effect in the Schottky junction.*

*Comparing the results of the numerical simulation, with a recent model and the experimental results shows that the results agree well with reality.*

*We made a synthesis of the various nonlinear laws of electronic electron mobility used in the study of GaAs MESFET. A simulation of these parameters is performed based on the electric field. From there we selected the most appropriate law to our study.*

*In our work we have established software based on analytical expressions obtained previously. The results were presented, discussed and compared with the experience data.*

**Keywords :**

*MESFET GaAs, Simulation, Modeling, static characteristics, electrical performance semiconductors, Schottky junction.*

## العنوان: محاكاة خصائص ترانزستور التأثير الحقلّي ذي الحاجر شوّتكّي في الغاليوم زرنيخيد GaAs .MESFET

### موجز:

في هذا العمل نقوم بتقديم مقارنة جديدة للخصائص الثابتة الغير الخطية للزرنيخيد الغاليوم MESFET GaAs و ذلك بالأخذ بعين الاعتبار ظروف سطح وصلة شوّتكّي

بمقارنة نتائج المحاكاة العددية للمقارنة المقترحة مع نموذج فيزيائي حديث، و كذلك مع نتائج تجريبية على عنصر الدراسة، تبين أن النتائج تتفق تماما مع الواقع.

قدما جمع لمختلف القوانين غير الخطية لانتقال الإلكترون في المستخدمة في دراسة الزرنيخيد الغاليوم MESFET GaAs. قمنا بتنفيذ محاكاة هذه المعايير على أساس تغيير الحقل الكهربائي. اعتبارا من هذه النتائج اخترنا القانون الأنسب لدراسة المكون.

قمنا خلال عملنا هذا ببرمجة محاكاة معلوماتية , أنشئت على أساس العبارات التحليلية التي تم الحصول عليها. وقدمت النتائج ومناقشتها ومقارنتها مع النتائج التجريبية المأخوذة من الأبحاث العلمية المحصل.

### كلمات البحث:

الزرنيخيد الغاليوم GaAs MESFET ، المحاكاة، النمذجة، الخصائص الثابتة، أشباه الموصلات, وصلة شوّتكّي.