



MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ ABBES LAGHROUR DE KHENCHELA
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIE



Département des Sciences de la Matière

N° de série :.....

Mémoire de fin d'études

Pour l'obtention du diplôme de Master (L.M.D)

Filière : Physique

Spécialité : Physique des Matériaux

Intitulé :

*Effet des paramètres physiques sur les
caractéristiques électriques du transistor
à effet de champ à grille Schottky
MESFET GaAs.*

Réalisé par :

-ZERAOULIA Siham

-BOUSSALEM Fatima

Dirigé par : M me. MELLAL Saida

Membres de jury :

-KHEMISSI Saad Eddine M.C.A

- LAKMINE Farid M.A.A

Présenté le 06 /07/2017

Remerciement Remerciement

Avant toute personne, on remercie Allah de m'avoir donné le courage, la patience, et la volonté pour finir ce travail.

J'exprime Ma Profonde Reconnaissance, Tout D'abord, A madame Mellal Saida, pour son aide et, de nous avoir accueillis et permis de travailler dans les meilleures conditions possibles.

Nous voudrions pour cette occasion exprimer notre gratitude à tous nos enseignants.

Nous tenons à exprimer toute notre reconnaissance à toutes les personnes qui ont

Contribués de loin ou de près au bon déroulement de notre projet

Nous remercions chaleureusement nos parents et toutes nos familles (merci pour vos Encouragements permanents et vos confiances)

Merci pour tout.

Siham et Fatima

Dédicace

Je dédie ce modeste travail à ceux qui m'ont donnés la vie, le symbole de tendresse, qui se sont sacrifiés pour mon bonheur et ma réussite,

À ma mère qui ma encourager pendent tout mes étude et qui sans elle, ma réussite n'aura pas eu lieu qu'elle trouve ici mon amour et mon affection.

A mon père qui est toujours disponible pour nous , et prêt a nous aidé, je lui confirme mon amour et mon profonde respect .

A mes frères : amdjed, ryad .mahi dine.

A mes sœurs : mariam,sidraelmontaha,linda

A mon cher binome fatima

A mes chères amies qu'elles sont toujours avec moi dans la joie et dans l'arme spécialement : Hassiba, Fatima, fouzia, siham, fayza, nourelhouda, naima,

À toute la promotion des 2^{ème} années Physique de la matière condensée.

En fin je le dédie à tous mes amis que je n'ai pas cités et à tous ceux qui j'ai connus au cours de mon cursus.

siham

Sommaire

Introduction générale.....	01
CHAPITRE I : Etude bibliographique du transistor MESFET GaAs	
I.1 Introduction	03
I.2 L'arséniure de gallium (GaAs).....	03
I.2.1 Structure cristalline de l'arséniure de gallium (GaAs).....	03
I.2.2 Propriétés électriques et physiques du (GaAs).....	04
I.2.3 Propriétés thermiques.....	04
I.2.4 Avantages et inconvénients du (GaAs)	06
I.2.5 Fabrication du substrat semi-isolant (GaAs)	07
I.3 Contact métal-semi-conducteur - diode Schottky.....	07
I.3.1 Structure métal-semi-conducteur	07
I.3.2 Contact métal-semi-conducteur	09
I.3.2.1 Avant le contact	09
I.3.2.2 Après le contact.....	09
I.3.3 Diode Schottky.....	11
I.3.3.1 Barrière de potentiel et zone de charge d'espace	11
I.3.3.2 Charge totale de la zone de charge d'espace	14
I.3.3.3 Capacité de la zone de charge d'espace	14
I.3.3.4 Polarisation de la diode Schottky.....	14
I.3.3.5 Courants dans la diode Schottky	16
I.4 Transistor MESFET : Structure et généralités sur le fonctionnement.....	18
I.4.1 Structure générale (Cas du MESFET GaAs)	18
I.4.2 Principe de fonctionnement.....	19
I.4.3 Phénomènes spécifiques liés au MESFET	23
I.4.3.1 Survitesse des électrons	23
I.4.3.2 Effets de bords	23
I.4.3.3 Longueur de debye.....	23
I.4.3.4 Domaine stationnaire de haut champ électrique	23
I.4.3.5 Effets liés à la couche tampon	23
I.4.4 Procèdes technologiques de réalisation du MESFET sur GaAs.....	24
I.4.5 Contraintes et domaines d'utilisation	25
I.5 Conclusion	26

CHAPITRE II : Caractéristiques statiques du mesfet GaAs

II.1	Introduction.....	27
II.2	Equations fondamentales du MESFET GaAs.....	27
II.2.1	Equations de fonctionnement.....	28
II.2.1.1	Tension de pincement V_p	29
II.2.1.2	Expression de la barrière de potentiel.....	29
II.2.2	Courant de drain dans le canal $I_d(V_g, V_d)$	30
II.2.3	Transconductance G_m et conductance G_d	32
II.2.3.1	Transconductance G_m	32
II.2.3.2	Conductance G_d	33
II.3	Effets des paramètres physiques.....	33
II.3.1	Effet de la mobilité des électrons.....	33
II.3.2	Effet de la concentration du dopage	35
II.3.3	Effets thermiques dans les MESFET	35
II.3.4	Effet des tensions de bords	36
II.4	Effets des résistances d'accès	39
II.5	Conclusion.....	41

CHAPITRE III : Résultats de simulation et interprétation des phénomènes

III.1	Introduction.....	42
III.2	Simulation numérique.....	42
III.2.1	Logiciel de simulation.....	42
III.2.2	Résultats et discussions.....	43
III.2.2.1	Caractéristiques statiques du MESFET.....	44
III.2.2.1.1	Courant drain-source	46
III.2.2.2	Transconductance « g_m » et conductance de drain « g_d ».....	47
III.2.2.2.1	Transconductance « g_m »	47
III.2.2.2.2	Conductance de drain « g_d ».....	48
III.2.2.3	Variation de la mobilité et la vitesse des électrons en fonction du champ électrique	49
III.2.2.3.1	Variation de la vitesse des porteurs	49
III.2.2.3.2	Variation de la mobilité des électrons.....	50
III.2.2.4	Effets des paramètres physiques.....	51

III.2.2.4.1	Effet de la mobilité.....	51
III.2.2.4.2	Effet du dopage du canal « N_d ».....	52
III.2.2.4.3	Effet de la tension $V_1(x,y)$	54
III.2.2.5	Effet de la température.....	55
III.2.2.6	Effet des résistances parasites sur les caractéristiques statiques.....	58
III.3	Conclusion.....	59
	Conclusion générale.....	60
	Références bibliographiques	61

Tableau des Figures

Figure I.1	Structure Cristalline (GaAs).	03
Figure I.2	Diagramme énergétique avant le contact.	10
Figure I.3	Diagramme énergétique d'un contact métal-semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\varphi_m > \varphi_s$.	10
Figure I.4	Diagramme énergétique d'un contact métal-semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\varphi_m < \varphi_s$.	11
Figure I.5	Zone de charge d'espace (ZCE). Métal Semi-conducteur de type N.	13
Figure I.6	Polarisation de la diode Schottky.	125
Figure I.7	Diode Schottky sous polarisation.	15
Figure I.8	Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.	16
Figure I.9	Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.	17
Figure I.10	Coupe schématique du transistor MESFET GaAs .	18
Figure I.11	Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé.	19
Figure I.12	Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET polarisé.	20
Figure I.13	Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET.	20
Figure I.14	Principe de fonctionnement du MESFET.	22
Figure I.15	Technologies planar .	25
Figure II.1	Structure idéalisée du MESFET.	27
Figure II.2	Transistor MESFET GaAs en 2D.	28
Figure II.3	Variation de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique.	34
Figure II.4	Variation de la mobilité des électrons et des trous avec la concentration du dopage dans le GaAs.	35
Figure II.5	Débordement de la ZCE coté source et drain.	36

Figure II.6	Régions de déplétion .	37
Figure II.7	Résistances parasites dans le MESFET GaAs.	39
Figure III.1	Organigramme calcul des caractéristiques statiques I-V	45
Figure III.2	Réseau de caractéristiques courant tension I-V du transistor	46
Figure III.3	Variation de la transconductance en fonction des tensions de polarisation	47
Figure III-4	Variation de la conductance en fonction des tensions de polarisation	49
Figure III.5	Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique	50
Figure III.6	Variation de la mobilité des électrons en fonction des champs électriques pour le MESFET	51
Figure III.7	Effet de la loi de mobilité sur les caractéristiques I-V	52
Figure III.8	Variation de la mobilité des électrons en fonction dopage pour le MESFET.	53
Figure III.9	Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique Pour différentes concentration du dopage	53
Figure III.10	Effet de la concentration du dopage du canal sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ du transistor	53
Figure III.11	Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET.	54
Figure III.12	Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur la conductance de drain .	55
Figure III.13	Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur la transconductance .	55
Figure III.14	Effet de la température sur les paramètres du transistor.	56
Figure III.15	Effet de la température sur les caractéristiques I-V du transistor.	57
Figure III-16	Effet de la température sur la transconductance du transistor.	57
Figure III.17	Effet de la température sur la conductance du transistor.	57
Figure III.18	Effet des résistances parasites R_s et R_d sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ du transistor.	58
Figure III.19	Effet des résistances parasites sur la conductance de drain et la Transconductance.	59

Tableau des Tableaux

<i>Tableau I.1</i>	Caractéristiques du GaAs.	04
<i>Tableau I.2</i>	Valeurs du travail de sortie de certains métaux.	08
<i>Tableau I.3</i>	Affinité électronique de quelques semi-conducteurs.	09
<i>Tableau III.1</i>	Paramètres géométriques et technologiques de transistor MESFET.	46
<i>Tableau III.2</i>	Les paramètres a_1 , b_1 , c_1 et V_I/V_p des transistors.	54

Tableau des symboles

Z	Epaisseur Du Canal.
A^*	Constante de Richardson.
B_C	Bande de conduction.
B_V	Bande de valence.
E	Champ électrique (V/cm).
E_c	Energie de la bande de conduction.
E_0	Champ critique .
E_F	Energie de Fermi du métal.
E_V	Energie de la bande de valence.
E_g	Gap ou largeur de bande interdite en ev.
g_m	Transconductance.
g_d	Conductance de drain.
I_{gs}	Courant grille source.
I_S	Courant de saturation.
J	Densité de courant.
L	La longueur du canal intrinsèque (ou de la partie du canal commandée par la grille).
l_g	Longueur de la grille.
N_d	Densité de porteur dans le canal.
q	Charge de l'électron = $1,6 \cdot 10^{-19} \text{C}$.
R_g	Résistance parasite de grille.
T	Température.
v	Vitesse des électrons.
V_{bi}	Tension de barrière de la grille.
V_{br}	Tension d'avalanche.

V_d	Tension en sortie du canal intrinsèque.
V_P	Tension de pincement.
V_s	Tension à l'entrée du canal intrinsèque.
v_{sat}	Vitesse de saturation des électrons en régime stationnaire sous champ fort des électrons .
V_T	Tension de seuil.
W	Largeur de la zone de charge d'espace.
Z	Largeur de grille.
μ_n	Mobilité des électrons ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).
ϵ	Constante diélectrique du matériau $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$.
ϵ_0	Permittivité dans le vide.
χ	Affinité électronique.
ϕ_m	Travail de sortie du métal.
ϕ_s	Travail de sortie du semi -conducteur.
MESFET	Metal Semi-conductor Field Effect Transistor.
GaAs	Arséniure de gallium.
I_{ds}	Courant drain-source.
V_{ds}	Tension drain-source.
V_{gs}	Tension grille-source.
ZCE	Zone de charge d'espace.

Introduction générale

Le développement des Systèmes de télécommunication et l'encombrement des bandes de fréquences, aujourd'hui utilisées pour la transmission d'informations, nécessite la mise en place de systèmes fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées, ce qui implique la réalisation de circuits et de composants utilisables en hyperfréquences. La tendance actuelle consiste à concevoir des systèmes pas trop onéreux, suffisamment fiables et facilement intégrables, afin d'en généraliser l'utilisation.

Depuis quelques années, le transistor à effet de champ (MESFET) sur Arséniure de Gallium (GaAs) se présente comme le composant le plus adapté à ce besoin. Son utilisation dans la plupart des applications hyperfréquences et de commutation est justifiée par de remarquables performances telles que : un faible facteur de bruit (< 1 dB en dessous de 8 GHz), un gain en puissance élevé (10 dB en dessous de 12 GHz) associé à des fréquences de transition élevées et une bonne isolation entrée-sortie. Ainsi l'utilisation de ce composant s'est généralisée en régime d'amplification petit signal et faible bruit, domaine dans lequel sa suprématie n'est plus contestée. Soulignons enfin, que la rapidité de ce composant et de ses dérivés (temps de commutation inférieur à 30 ps) en fait un candidat de choix pour une prochaine génération de "super-ordinateurs"[1].

Le travail qui fait l'objet de notre mémoire est de faire une étude sur le transistor MESFET GaAs et de déterminer l'influence des paramètres physiques sur les caractéristiques statiques du transistor à effet de champ GaAs à grille Schottky.

Ce travail sera réalisé dans trois chapitres principaux :

Au premier chapitre, nous étudions les propriétés physiques et électriques de l'Arséniure de Gallium et nous présentons le fonctionnement et la modélisation de la diode Schottky, ainsi que l'ensemble des phénomènes physiques et géométriques qui la définissent, sera formulés. Nous terminons par une vue globale sur les notions de base nécessaires à la compréhension du fonctionnement du MESFET-GaAs, et ses caractéristiques principales tout en précisant la structure et le principe de fonctionnement.

Dans le deuxième chapitre, Nous introduisons l'ensemble d'équations fonctionnelles régissant les phénomènes de transport dans MESFET GaAs et nous étudions les principales caractéristiques statiques du transistor dans les régimes linéaire et saturé. Et afin d'améliorer les performances du MESFET, nous terminons par l'étude de l'effet des paramètres physiques (telle que la loi de mobilité, le dopage, les résistances parasites, les effets de bords et l'effet de la température) sur les caractéristiques du composant .

Dans le dernier chapitre et à l'aide d'un logiciel de simulation Matlab version 7.10, nous traçons les caractéristiques I-V, la transconductance et la conductance du transistor . Ainsi que les effets des paramètres physiques sur les caractéristiques de sortie du composant seront simulés et illustrés. Nous terminons par faire apparaître l'influence de la température sur les MESFET GaAs.

I.1 -Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons les propriétés physiques et thermiques de l'Arséniure de Gallium, suivi de la technique de fabrication des substrats semi-isolants GaAs. Ensuite nous étudions les différents phénomènes physiques du contact Schottky, caractéristique principale du transistor MESFET GaAs. En fin une analyse structurale du transistor MESFET GaAs sera suivie d'une présentation de son principe de fonctionnement ainsi que les procédés technologiques utilisés pour sa réalisation.

I.2-L'arséniure de gallium (GaAs)

Le choix d'un matériau permettant d'obtenir de hautes performances en circuits intégrés ne dépend pas uniquement de ses propriétés électriques. Il résulte d'un compromis entre différents critères tels que ses propriétés métallurgiques (tenue aux divers processus technologiques, par exemple), la diversité de composants élémentaires réalisables, et la tenue en fiabilité. Pour la réalisation des circuits intégrés numériques très rapides, l'arséniure de gallium (et ses dérivés ternaires) présente de nombreux avantages[2].

I.2.1- Structure cristalline de l'arséniure de gallium (GaAs)

L'arséniure de gallium (GaAs) est un composé de la famille III-V. Il cristallise dans la structure du Zinc Blende (Figure I.1)[3].son réseau cristallin peut se décomposer en deux sous réseaux cubiques à faces centrées interpénétrés, l'un étant constitué des atomes de l'élément du groupe III (Ga), l'autre des atomes de l'élément du groupe V(As) ; Ces deux sous-réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale, c'est-à-dire d'une quantité de $a_0/4 (1,1,1)$, a_0 étant le paramètre cristallin, où chaque atome se trouve donc au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce[4].

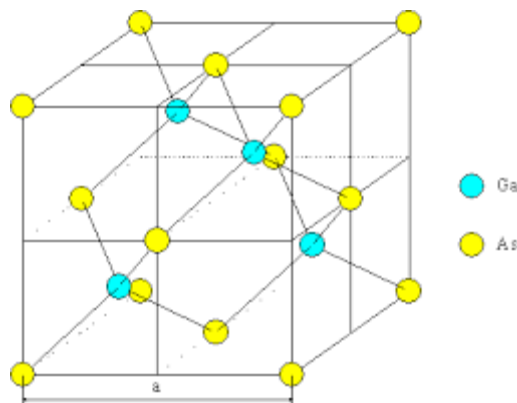


Figure I.1 : Structure cristalline (GaAs).

I.2.2 -Propriétés électriques et physiques du (GaAs)

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300K°) sont regroupées dans le tableau suivant [5 ,6] :

Propriétés du GaAs à 300K ⁰	Valeur	Unité
Structure cristalline	Zinc blinde	
Poids atomique	144,63	g/mol
Structure de la bande interdit	Directe	
Largeur de bande interdit	Eg=1,424	eV
Permittivité	11,6	pF/cm
Température de fusion	1240	° C
Mobilité des électrons	8500	Cm ² .v ⁻¹ .s ⁻¹
Mobilité des trous	400	Cm ² .v ⁻¹ .s ⁻¹
Vitesse maximale des électrons	2.10 ⁷	cm.s ⁻¹
Champ électrique de saturation	10	k .V/cm

Tableau I.1 : Caractéristiques du GaAs[5,6].

I.2.3- Propriétés thermiques

Dans les semi-conducteurs, les principales grandeurs physiques qui déterminent les propriétés thermiques sont la conductivité thermique, la dilatation thermique, la chaleur spécifique et la température de debye [4].

I.2.3.1- Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau traduit sa capacité à dissiper la chaleur. Or, la résistance thermique (notée R_{th}) est inversement proportionnelle à la conductivité thermique R_{th} (W.K⁻¹) :

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (I-1)$$

Où ΔT est l'élévation la température en K, P_{diss} est la puissance dissipée en W. On voit donc que la résistance thermique est directement liée à la puissance dissipée. Cela signifie qu'une forte conductivité thermique du matériau permet l'évacuation de la puissance dissipée (sous forme de chaleur) sans échauffement important de celui-ci [4]. Pour le GaAs : Conductivité thermique est de $0,46 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

I.2.3.2- Chaleur spécifique

Dans un composant semi-conducteur, l'augmentation de la température entraîne une augmentation du nombre de phonons. La chaleur spécifique est le paramètre physique qui permet de relier les variations de la température du réseau au nombre de phonons présents dans le semi-conducteur, sa valeurs peut être calculée à partir de la relation de debye[7]:

$$C_P(T) = \frac{12\pi^4 R}{5} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (I-2)$$

Avec : $R = 8,3144 \text{ J/mol.K}$, T_D : température de Debye.

Pour le GaAs : Chaleur spécifique est de $0,35 \text{ J.g}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

I.2.3.3- Dilatation thermique

En plus de la contrainte due au substrat, il apparaît une deuxième contrainte et par conséquent une deuxième déformation thermo élastique au cours du refroidissement après l'hétéroépitaxie. Cette contrainte est due à la différence entre les coefficients d'expansion thermiques linéaires des différentes couches déposées et du substrat. La croissance a lieu à haute température, elle dépend du substrat choisi pour l'hétéro épitaxie[4].

Pour le GaAs : Coefficient de dilatation thermique est de $6,86 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

I.2.3.4- Température de debye

La température de Debye T_D définit la valeur maximale des énergies des vibrations. Cette grandeur physique peut être déterminée à partir de la chaleur spécifique ou bien à partir des coefficients élastiques. Les valeurs les plus souvent données dans la littérature sont 700 K ou 650 K suivant les méthodes de calcul[4].

I.2.4-Avantages et inconvénients du GaAs

Même si le silicium reste le matériau de base le plus largement utilisé dans le secteur des semi-conducteurs, on constate l'émergence rapide de nouveaux marchés demandant des matériaux spécifiques. Le besoin de nouveaux composants pour les hyperfréquences, la logique rapide, l'optoélectronique a poussé le développement des matériaux *III-V* dont les propriétés de transport électronique et les propriétés optiques ne sont pas accessibles au silicium.

Le GaAs, dont les avantages par rapport au silicium résident en particulier dans la possibilité d'obtenir un matériau semi isolant et aussi dans une mobilité électronique plus élevée (sept fois plus grande que celle du silicium). Ces deux dernières propriétés étant favorables à un fonctionnement à fréquence élevée [8]. Ces caractéristiques ont rendu ce matériau très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences et de l'optoélectronique.

Dans le domaine des composants optoélectroniques, on utilise surtout les propriétés de sa structure de bande (gap direct) et celles de ses composés ternaires et quaternaires (GaAlAs, GaAsP, GaInAs et GaInAsP). Ainsi, le développement de la technologie de fibres optiques à faible perte et la maîtrise de l'élaboration de GaAs ont abouti à la réalisation d'ensembles de télécommunications optiques utilisant des émetteurs lasers à semi-conducteur GaAs et GaAlAs[9].

Un autre atout très important de ce matériau est la possibilité de l'obtenir sous forme semi-isolant, cet état de résistivité élevée est particulièrement favorable pour le développement d'une véritable technologie planaire de circuits intégrés sur GaAs. Aussi la largeur de sa bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température.

L'inconvénient majeur du GaAs est son coût élevé. Par exemple, les circuits intégrés en arséniure de gallium sont beaucoup plus cher : le matériau ne s'obtient qu'en plaquettes de 3 à 4 pouces de diamètre (de 7,5 à 10 cm) au maximum, ce qui limite le nombre de circuits intégrés fabriqués ; sa physicochimie se prête moins bien que le silicium aux associations de matériaux (semi-conducteurs, isolants, métaux) requis par les circuits intégrés, ce qui rend les méthodes de fabrication plus délicates et les rendements de fabrication plus faibles. Ces handicaps limitent l'arséniure de gallium aux utilisations où il est indispensable, à savoir lorsque l'on veut des circuits fonctionnant à des fréquences supérieures à 1 gigahertz[10].

I.2.5-Fabrication du substrat semi-isolant(GaAs)

L'introduction de techniques de purification très poussées a rendu possible la fabrication de matériau GaAs intrinsèque présentant un niveau de dopage résiduel très faible (de l'ordre de 10^{14}cm^{-3} et dont la qualité semi-isolante ne nécessite qu'une très faible teneur d'impuretés de compensation. La technique Liquid-Encapsulate de Czochralski (LEC) a permis la croissance de lingots de GaAs de haute pureté. De grandes dimensions (76.2mm de diamètre, jusqu'à 5kg), présentant de faibles dislocations (10^4cm^{-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 des semi-conducteurs.

Bien que tout ne soit pas résolu dans ce domaine, et que des progrès importants restent à faire, les améliorations apportées par l'emploi de la méthode de tirage Czochralski permettent l'implantation directe de la couche active dans les substrats semi-isolant. Ce procédé offre l'énorme avantage d'une excellent contrôle de la tension de seuil sur l'ensemble de la plaque.

Des techniques très sophistiquées faisant appel à des mesures de profils de photoluminescence, de photocourant, de photoabsorption et de courant d'obscurité, permettent de juger de la quantité des impuretés, de défauts et de dislocations du cristal élaboré[11].

I.3- Contact métal-semi-conducteur - diode Schottky

I.3.1- Structure métal-semi-conducteur

La structure métal-semi-conducteur est le dispositif unipolaire le plus simple à base d'un grand nombre de structure plus complexe. Les structures métal-semi-conducteur sont particulièrement bien adaptées à la technologie des composants hyperfréquences. Elles sont souvent réalisées en ouvrant une fenêtre et en déposant sous vide un film métallique qui entre en contact intime avec le semi-conducteur. Pour étudier la jonction métal-semi-conducteur, il faut connaître deux paramètres essentiels :

- le travail de sortie du métal: $e\phi_m$
- l'affinité électronique du semi-conducteur: $e\chi_s$

I.3.1.1 Travail de sortie du métal

Le travail de sortie du métal $e\phi_m$ est défini comme l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide N_V . Le travail de sortie d'un métal est donc.

$$e\phi_m = N_V - E_F \tag{I-3}$$

On note que $e\phi_m$ est une constante physique du métal considéré. 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 suivant 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	8,4	4,4	5,3

Tableau I.2 : Valeurs du travail de sortie de certains métaux[12].

I.3.1.2 Affinité électronique du semi-conducteur

Dans les semi-conducteurs et les isolants, le travail de sortie est défini de la même manière. Ce pendant pour les semi-conducteurs la position du niveau de Fermi dépend du dopage, sauf pour les semi-conducteurs dégénères, il n'y a pas d'électrons au niveau de Fermi. On définit l'affinité électronique comme l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide. Donc:

$$e\phi_s = N_V - E_F \tag{I-4}$$

$$e\chi_s = N_V - E_c \tag{I-5}$$

Cette grandeur physique est une constante du semi-conducteur. Le tableau suivant donne l'affinité électronique de quelques semi-conducteurs :

	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 I.3 : Affinité électronique de quelques semi-conducteurs[13].

I.3.2 Contact métal-semi-conducteur

Pour comprendre le diagramme d'énergie des jonctions métal-semi-conducteur, il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux avant et après le contact, les figures (I.2), (I.3) et (I.4) représentent ces deux cas successivement [13].

I.3.2.1 Avant le contact

Le niveau de Fermi du métal étant situé dans la bande de conduction. Pour le semi-conducteur par exemple uniformément dopé de type N nous supposant la structure idéale sans perturbations au niveau des liaisons chimiques du contact métal-semi-conducteur [14].

I.3.2.2 Après le contact

Lorsque le contact est réalisé, le principe qui régit l'établissement physique est l'alignement des niveaux de Fermi du métal ϕ_m et du semi-conducteur ϕ_s , puisque la structure est à l'équilibre thermodynamique. Loin du contact, du côté semi-conducteur, les niveaux des bandes de valence, de conduction et du vide conservent leur position respective par rapport au niveau du Fermi. Le métal, restant une équipotentielle donc le niveau énergétique du vide est toujours constant. Deux situations peuvent alors se rencontrer en fonction de la différence des travaux de sortie : soit le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semi-conducteur, soit l'inverse [14].

➤ **Cas où $\phi_m > \phi_s$:**

On voit dans ce cas, que le niveau de Fermi du métal s'éloigne de la bande de conduction et se rapproche de la bande de valence. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal et désertent le semi-conducteur, du fait de la très forte concentration électronique dans le métal et une zone vide de porteurs côté semi-conducteur. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, et le phénomène s'arrêtera en équilibre. Un effet redresseur, ou diode Schottky peut être attendu [13].

➤ Cas où $\phi_m < \phi_s$:

Dans ce cas, le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. Il y a donc une accumulation d'électrons à l'interface et le semi-conducteur se comporte alors comme un matériau très dopé. L'absence de barrière de potentiel et la zone de charge d'espace ainsi qu'une accumulation d'électrons à l'interface créent une diminution de résistance du contact métal semi-conducteur.[13]

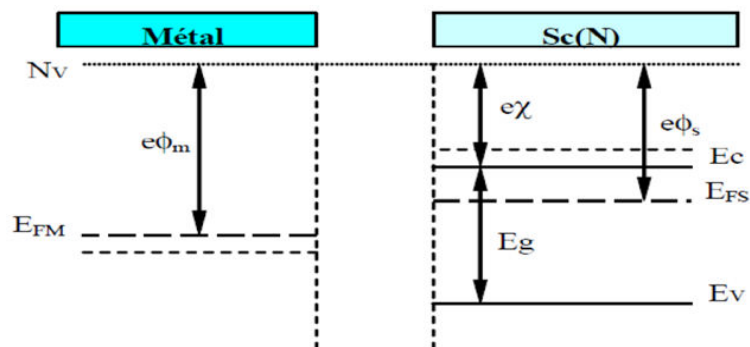


Figure I.2: Diagramme énergétique avant le contact [14].

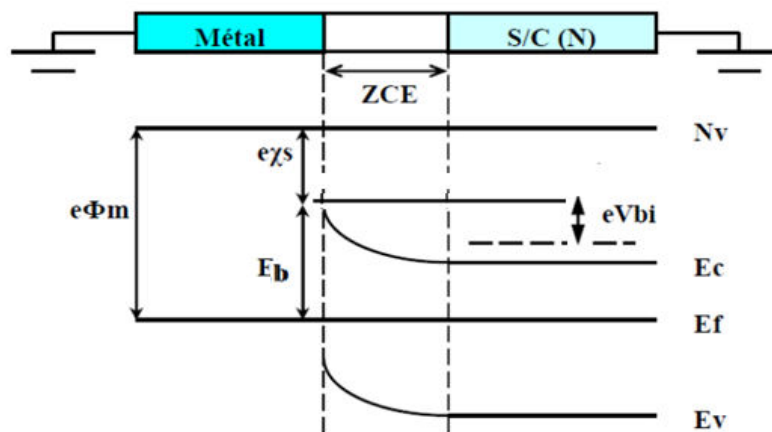


Figure I.3: Diagramme énergétique d'un contact métal-semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\phi_m > \phi_s$ [14].

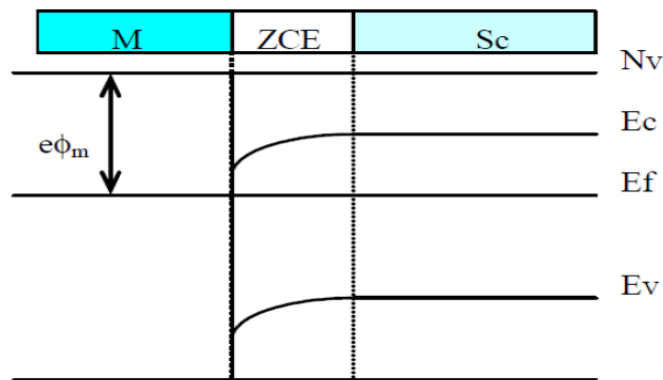


Figure I.4: Diagramme énergétique d'un contact métal-semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque $:\varphi_m < \varphi_s$ [14].

I.3.3- Diode Schottky[15]

La diode Schottky: est un élément de base très utilisé pour la plupart des composants à l'état solide en hyperfréquences dans la mesure où :

- Elle peut être utilisée seule pour ses caractéristiques non-linéaires en détecteur, mélangeur ou multiplieur, selon les dimensions de la zone active, et les fréquences de coupure supérieures au Téra hertz.
- Le contact Schottky est l'élément de commande en tension des transistors à effet de champ à grille métal-semi-conducteur (MESFET, HEMT ...).
- L'hétérojonction métal-semi-conducteur est aussi à la base du fonctionnement de nombreux dispositifs.

Le contact Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure métal Semi-conducteur de type N. Lorsque $e\varphi_m > e\varphi_s$ figure (I-3). L'énergie de la hauteur de barrière Schottky E_b représente dans le diagramme énergétique la différence d'énergie qui existe à l'équilibre thermodynamique entre le niveau maximal de conduction du semi-conducteur et le niveau de Fermi du métal, donc :

$$e\varphi_m = E_b + e\chi_s \quad (I-6)$$

Où $e\chi_s$ est l'affinité électronique du semi-conducteur.

I.3.3.1- Barrière de potentiel et zone de charge d'espace

Les électrons libres des semi-conducteurs au voisinage de la jonction métal-semi-conducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du côté semi-conducteurs une zone de charge d'espace ZCE positive et un champ électrique E s'établit Figure (I-5). A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E . La courbure

des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de eV_{bi} telle que représenté sur la figure (I.3), V_{bi} correspond à la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal. Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N , avec $\varphi_m > \varphi_s$, on obtient la distribution du potentiel $V(y)$ dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. 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 $\rho(x)$ dans le semi-conducteur s'écrit [16]:

$$0 < y < h \Rightarrow \rho(x) = qN_d \quad (I-7)$$

$$y > h \Rightarrow \rho(x) = 0 \quad (I-8)$$

➤ L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \text{ avec: } \varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{GaAs} \quad (I-9)$$

ε_{GaAs} : est la constante diélectrique du semi-conducteur et ε_0 est la permittivité du vide.

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qN_d}{\varepsilon} (y - h) \quad (I-10)$$

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

$$E_s = -\frac{qN_d}{\varepsilon} h \quad (I-11)$$

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

$$V(y) = -\frac{qN_d}{\varepsilon} \left(\frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (I-12)$$

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.

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \tag{I-13}$$

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

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) = -\frac{qN_d}{\epsilon} \left(\frac{h^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qN_d}{2\epsilon} h^2 \tag{I-14}$$

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

$$h = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} V_{bi} \right]^{\frac{1}{2}} = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (\phi_m - \phi_s) \right]^{\frac{1}{2}} \tag{I-15}$$

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 :

$$h(V) = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V) \right]^{\frac{1}{2}} \tag{I-16}$$

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

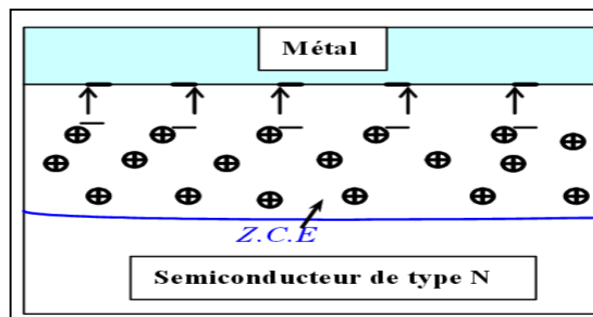


Figure I.5 : Zone de charge d'espace (ZCE). Métal Semi-conducteur de type N[14].

I.3.3.2 – Charge totale de la zone de charge d'espace :

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q = eN_D W \tag{I-17}$$

Où : W est la largeur de la zone de charge d'espace.

I.3.3.3 - Capacité de la zone de charge d'espace

L'expression finale de la largeur de la zone de charge d'espace montre 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:

$$Q_{SC} = -Q_m = q \cdot N_d \cdot h = [2\varepsilon \cdot q \cdot N_d \cdot (V_d - V)]^{1/2} \quad (I-18)$$

➤ La capacité différentielle est donnée par:

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left(\frac{\varepsilon \cdot q N_d}{2} \right)^{1/2} \cdot (V_d - V)^{1/2} = \frac{\varepsilon}{h} \quad (I-19)$$

Cette capacité est équivalente à celle d'un condensateur plan d'épaisseur h . On peut écrire l'expression de $C(V)$ sous forme:

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\varepsilon \cdot q N_d} (V_d - V) \quad (I-20)$$

I.3.3.4 - Polarisation de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure $V_e = V_{Métal} - V_{SC}$ sur l'électrode métallique de la diode voir la figure (I.6), la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.

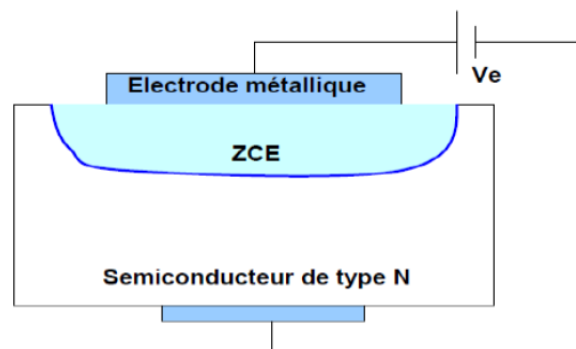


Figure I.6 : Polarisation de la diode Schottky[13].

I.3.3.4.1 - Polarisation directe

Si on polarise la structure par une tension métal-Sc V positive comme le montre la figure I.7, la bande de conduction du SC s'élève et la courbure diminue. Ainsi la barrière (Sc / métal) diminue alors que la barrière (métal / SC) reste inchangée. L'équilibre est rompu, les électrons diffusent du Sc vers le métal et créent un courant I [17].

I.3.3.4.2- Polarisation inverse

Polarisons maintenant la structure par une tension métal-SC V négative, la bande de conduction est abaissée, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s’opposait à la diffusion des électrons, la structure est polarisée en inverse[17].

La structure métal semi-conducteur (n) avec $\phi_m > \phi_s$ constitue donc un contact redresseur c’est une diode Schottky.

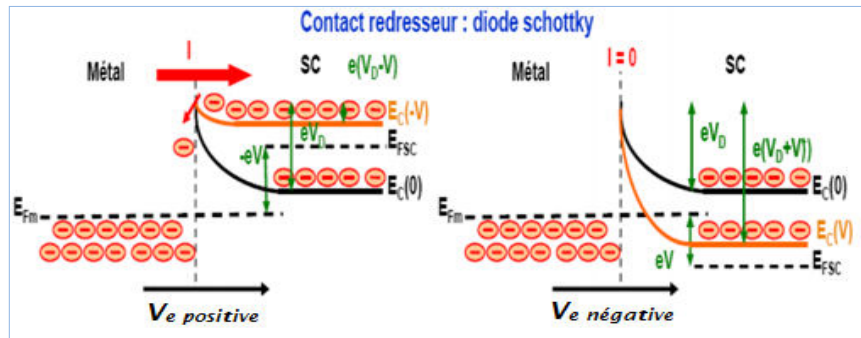


Figure I.7: Diode Schottky sous polarisation[17].

I.3.3.5- Courants dans la diode Schottky

I.3.3.5.1 -En polarisation directe

Les deux phénomènes principaux d’une polarisation en direct (figure I.8):

- **Emission thermoïonique** : passage des électrons au-dessus de la barrière de potentiel.
- **Effet tunnel** : les électrons passent au travers de la barrière, effet quantique (second ordre).

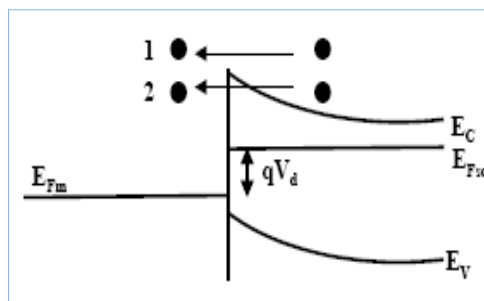


Figure I.8-Schéma de déplacement des porteurs à l’interface[18].

I.3.3.5.2 En polarisation inverse

Les phénomènes sont équivalents, à part que la hauteur de barrière vue par les électrons du métal reste quasiment constante en fonction de la polarisation. Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoïonique.

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 [18]:

$$J_{sc \rightarrow M} = J_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \tag{I-20}$$

Avec :

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{qE_b}{kT}\right) \tag{I-21}$$

$$\text{et : } A^* = \frac{4\pi q k^2 m^*}{h^3} \tag{I-22}$$

(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:

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \tag{I-23}$$

- ❖ Le courant total est donc, pour des tensions raisonnables supérieures à la tension d’avalanche V_{br} (Figure I.9):

$$J = J_s \left(\exp\frac{qV}{kT} - 1 \right) \tag{I-24}$$

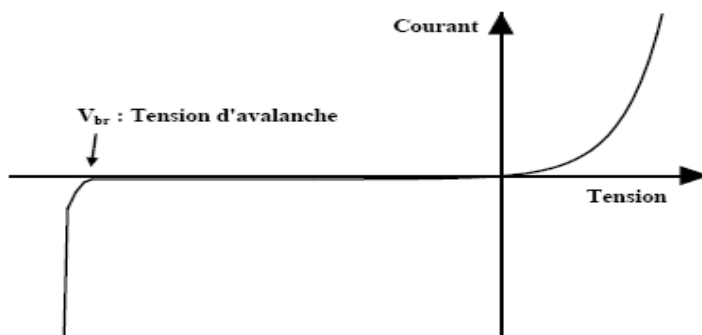


Figure I.9-Relevé de la caractéristique d’une diode Schottky[18].

I.3.3.5.3 Le claquage par avalanche

En inverse pour des polarisations très importantes, le champ électrique devient très grand dans les semi-conducteur, les électrons accélérés par ce dernier peuvent gagner beaucoup d'énergie et ramener des électrons issus de la bande de valence vers la bande de conduction c'est le claquage par avalanche.

De plus, pour les composants réels, il existe un certain nombre de composantes parasites de courant qui induisent un ralentissement des montée pour les tensions de polarisation positive qui perd ainsi son caractère purement exponentiel.

Compte tenu de ces phénomènes on rajoute alors un paramètre η dans l'expression du courant, appelé coefficient d'idéalité. On écrit donc la densité de courant[18]:

$$J = J_s \left(\exp \frac{qV}{\eta kT} - 1 \right) \quad (I-25)$$

I.4-Transistor MESFET GaAs

I.4.1 - Structure générale

Le transistor MESFET GaAs est le plus ancien des transistors à effet de champ hyperfréquence et sa technologie est maintenant bien établie. La structure du MESFET sous sa forme la plus classique est schématisée dans la (Figure I.10). Cette structure est la plus simple parmi les différentes structures des transistors FET, elle est tout à fait comparable à celle du transistor JFET mais la jonction PN est remplacée par une barrière Schottky (métal-semi-conducteur). Il est construit sur un substrat en GaAs non dopé qui doit être le plus isolant possible. Celui-ci sert uniquement de support mécanique et possède une épaisseur de l'ordre de 100 μm . Sur ce substrat, on dépose une couche active dopée « N_D », d'une épaisseur « a » de l'ordre de 0,1 à 0,3 μm [19].

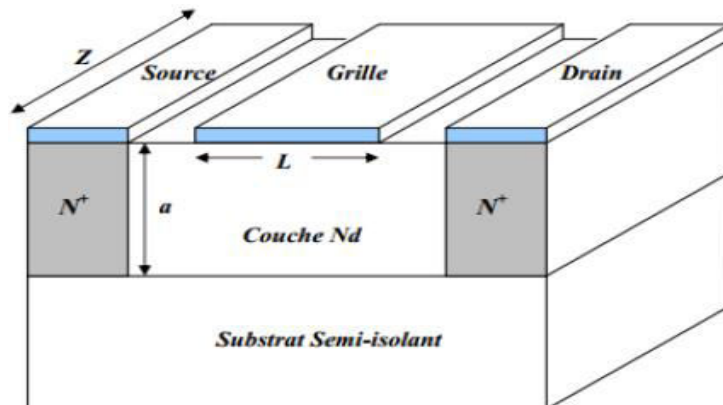


Figure I.10 : Coupe schématique du transistor MESFET GaAs.

Elle est déposée soit par épitaxie, soit par implantation ionique et constitue le canal conducteur du transistor. Elle doit comporter le moins possible d'impuretés et des défauts cristallins qui perturbent la circulation des électrons. De part et d'autre du canal, deux zones fortement dopées « N⁺ » sont ajoutées par implantation ionique ou par diffusion. Elles permettent le contact avec les électrodes métalliques de drain et de source. La résistance de la zone de contact doit être la plus faible possible, afin de ne pas dégrader les performances du transistor. L'électrode de la grille doit former avec le semi-conducteur du canal un contact redresseur de type Schottky (le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semi-conducteur). Les électrodes métalliques de grille, de drain et de source sont déposées directement sur la structure. La largeur « Z » des électrodes est de quelques micromètres (de 20 à 300 μm) et la longueur de la grille « L » est de quelques dixièmes de micromètres (de 0,2 à 1 μm).

I.4.2- Principe de fonctionnement

Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky « MESFET », l'électrode de commande est constituée d'une jonction métal semi-conducteur qui forme une diode de type Schottky. Le principe de fonctionnement de ce composant repose essentiellement sur cette jonction.

Sans polarisation : il peut y avoir donc la zone de charge d'espace (c'est une zone de désertion) sur une certaine profondeur « h » dans un canal formé de semi-conducteur de type « N » dit canal conducteur (Figure I.11). La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Si on applique une tension extérieure négative « V_{GS} » sur l'électrode de grille, celle-ci engendre une augmentation du champ « E_i ». La zone de charge d'espace s'étend dans le canal Conducteur : une diminution de la valeur de la commande « V_{GS} » entraîne une augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction qui engendre une diminution de la section du canal. Pour une tension « V_{GS} = V_p » (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée [19].

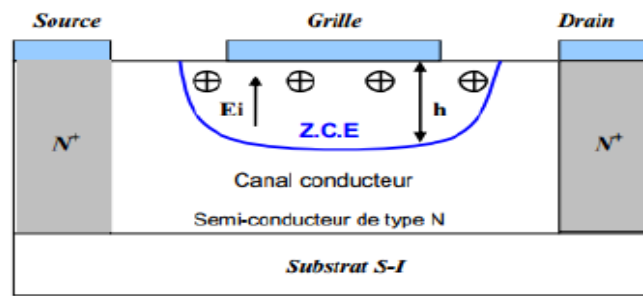


Figure I.11 : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé[14].

Si on applique une tension de drain positive « $V_{DS} > 0$ » et une tension de grille négative ou nulle « $V_{GS} \leq 0$ », on a un canal conducteur. Un courant « I_{DS} » circule entre le drain et la source. Si V_{ds} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (Figure I.12). Si la tension V_{ds} atteint la valeur « V_{dsat} » (tension de saturation), le régime de saturation apparaît.

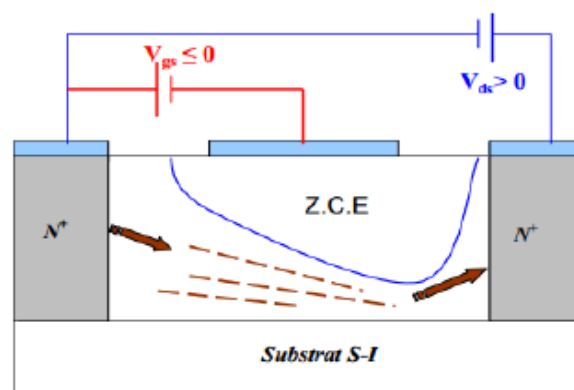


Figure I.12 : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET polarisé [19].

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 comme le montre la figure (I.13)[20].

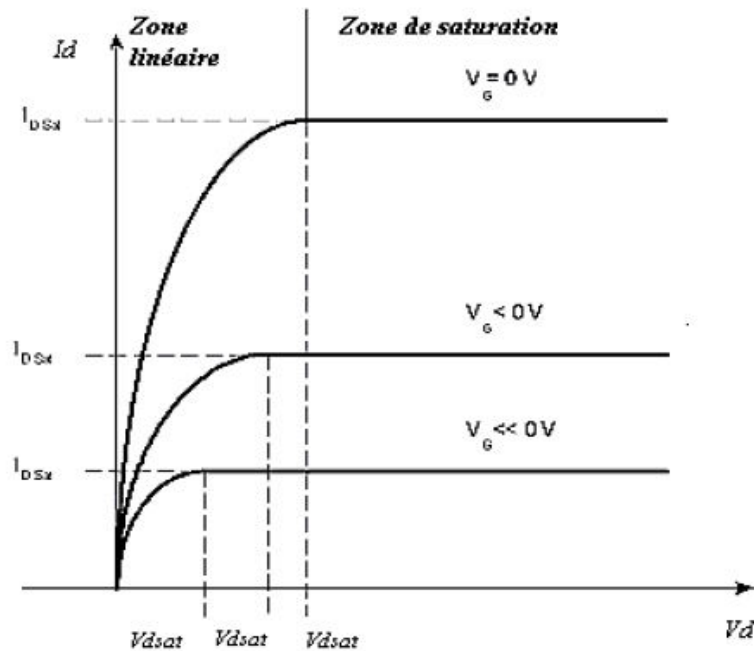


Figure I.13 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET[20]

I.4.2.1 Zone de fonctionnement linéaire ($V_{ds} \ll V_{dsat}$)

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} . En effet, la section du canal conducteur est presque uniforme puisqu'elle dépend principalement de la commande V_{gs} comme le montre la figure (I.14-a). Le transistor se comporte ainsi comme une conductance contrôlée par la tension de grille [20].

I.4.2.2 - Zone de fonctionnement saturé

I.4.2.2.1 - Régime de pincement ($V_{ds} \leq V_{dsat}$)

Au fur et à mesure que V_{ds} augmente, 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 coté drain comme le montre la figure (I.14-b): 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 $E_c = 5.10^4 \text{ V.cm}^{-1}$, la vitesse des porteurs atteint sa valeur de saturation V_s qui est de l'ordre de 2.10^7 cm/s .

On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal: La saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour les MESFET à canal court, et le pincement du canal pour les MESFET à canal long. En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal 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 [21].

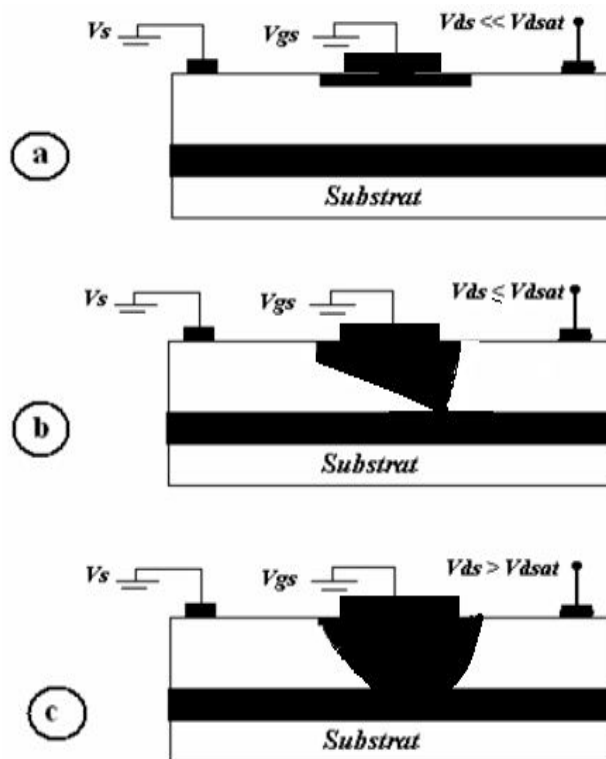


Figure I.14 : Principe de fonctionnement du MESFET[21].

I.4.2.2.2-Régime de saturation ($V_{ds} > V_{dsat}$)

Quand la tension drain-source augmente au-delà de la tension de pincement, le point de pincement se déplace vers la source comme le montre la figure (I.14-c). 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[22].

I.4.3- Phénomènes spécifiques liés au MESFET

Le comportement du MESFET que nous venons de décrire, ne tient pas compte de phénomènes spécifiques liés au matériau et à la technologie du composant. Il est indépassable de prendre en compte un certain nombre de ces phénomènes pour modéliser correctement le composant.

I.4.3.1- Survitesse des électrons

Pour des transistors à grille submicronique ($L < 1\mu\text{m}$), le temps de transit des électrons sous la grille devient de l'ordre de grandeur des temps de relaxation de l'énergie et du moment. Pour des gradients élevés de champ électrique en régime de fort champ, la vitesse de saturation des électrons peut dépasser la valeur d'équilibre. La prise en compte de ce phénomène de survitesse est indispensable à la modélisation du MESFET à grille court.

I.4.3.2- Effets de bords

Lorsqu'une tension est appliquée sur la grille, la ZCE n'est pas limitée au droit de la grille elle présente une extension coté source et coté drain. Ces effets jouent un rôle considérable au niveau des capacités du schéma équivalent et ils ont d'autant plus d'importance que la grille est court.

I.4.3.3- Longueur de debye

La transition entre la zone dépeuplée de porteurs libres et le canal conducteur n'est jamais rigoureusement abrupt. Il existe entre ces deux régions, une zone intermédiaire dont l'épaisseur peut atteindre quelque longueur de debye. Ce phénomène est d'autant plus marqué que les profils de dopage sont uniformes et avec de forts gradients de concentrations.

I.4.3.4 -Domaine stationnaire de haut champ électrique

Dans le canal, coté drain, pour des valeurs élevées du champ électrique, la vitesse des électrons décroît. La densité des porteurs libres s'écarte de celle des impuretés ionisées afin de maintenir la continuité du courant. La neutralité électrique de cette zone ne peut être maintenue que par la formation d'un dipôle stationnaire .

I.4.3.5- Effets liés à la couche tampon

L'interface couche active-couche tampon n'est jamais exempte de défauts. Ces défauts diminuent la mobilité des porteurs au voisinage de l'interface. En outre, pour de fortes valeurs de tension V_{ds} , les évolutions bidimensionnelles du champ électrique dans le canal entraînent une injection d'électrons de la couche active vers la couche tampon [23].

I.4.4 - Procèdes technologiques de réalisation du MESFET sur GaAs

Les étapes de réalisation des circuits intégrés GaAs ne sont pas fondamentalement différentes de celles de la technologie planar silicium. Elles sont, en général, moins nombreuses (5 à 7 niveaux de masquage contre 8 à 12 pour le silicium). C'est, par contre, au niveau du procédé lui-même que l'intégration III-V se distingue, d'une part, par l'utilisation de technologies «froides»(implantation ionique par exemple) et «sèches» (gravure ionique et usinage plasma), d'autre part, dans l'utilisation des procédés de lithographie très fins qui permettent d'obtenir des composants de dimensions submicroniques de hautes performances($f_c > 15$ GHz) et de minimiser les éléments parasites.

Les coupes schématiques d'un MESFET et d'une diode Schottky relatives aux quatre processus de fabrication des circuits intégrés GaAs principalement employés, sont présentées sur la figure (I -15). L'essentiel de ces différentes technologies est le suivant : La technique d'isolation par MESA fréquemment employée pour les dispositifs GaAs discrets micro-ondes, elle fut la première approche utilisée pour la réalisation des circuits intégrés numériques. La couche active est élaborée par croissance épitaxiale (épitaxie phase vapeur, dépôt organométallique CVD basse pression ou par implantation ionique).

Afin de minimiser les problèmes d'interface substrat-couche active (effet substrat, courant de fuite, sensibilité à la lumière..) une couche épitaxie non dopée servant d'interface d'épaisseur comprise entre 2 et 5 μm , est déposée sur le semi-isolant avant la réalisation de la couche active. La technique de creusement localisée sous la grille (recessed-gate), 500nm à 1 000nm de profondeur, permet d'améliorer les caractéristiques des *MESFET* en réduisant les

résistances parasites d'accès au drain et à la source et les effets de surface. Simultanément, ce processus permet un ajustement précis de la tension de seuil des MESFET.

La technologie de fabrication planar présentée sur les figures (I-15) suit les étapes:

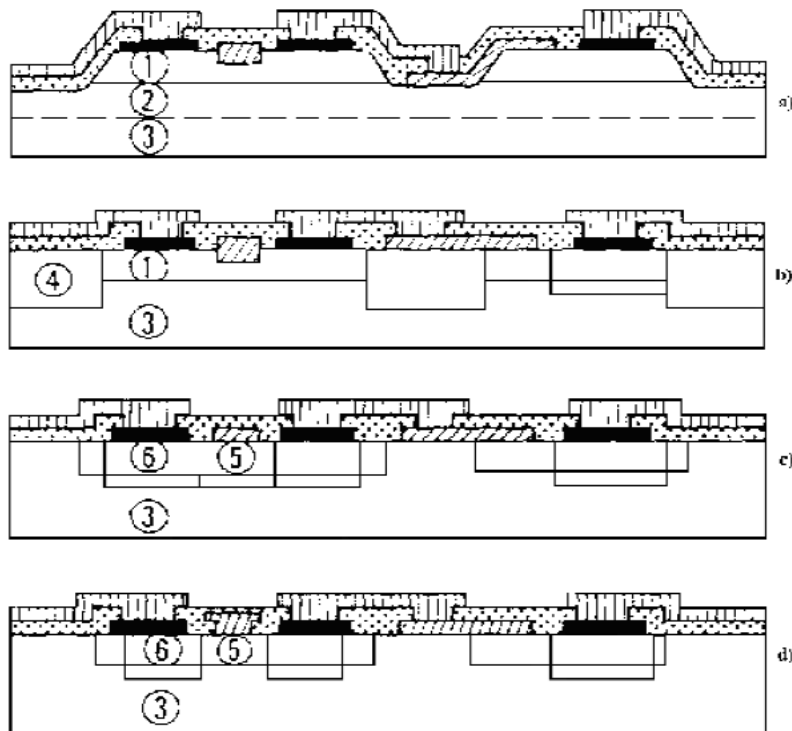


Figure I.15 Technologies planar [24].

a) Procédé d'isolation méso à grille enterrée.

b) Procédé d'isolation par implantation de bore (la couche active est déposée uniformément).

c) Procédé par implantation localisée des couches actives

d) Procédé de grille auto-alignée :

- 1 : Couche active de type N (épitaxie ou implantée).
- 2 : Interface non dopée optionnelle.
- 3 : Substrat semi-isolant.
- 4 : Isolation par implantation localisée de bore.
- 5 : Couche active de type N implantée sélectivement.
- 6 : Sur dopage par implantation localisée N [24].

I.4.5- Contraintes et domaines d'utilisation

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_{ds} le plus élevé possible tout en supportant des tensions V_{ds} de grande amplitude. Cependant, l'obtention d'un fort courant I_{ds} 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 de courant drain-source [25].

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 [26].

I.5- Conclusion

Dans ce chapitre, les principaux critères technologiques (physiques et électriques) de l'arséniure de gallium pour les applications hautes fréquence ont été abordés. Et nous avons pu démontrer tout l'intérêt de ce matériau pour ce genre d'application. Ensuite, une étude du principe de l'hétérojonction métal-semi-conducteur est établie, en effet l'ensemble des phénomènes physiques qui la définissent, ont été étudiés et formulés.

Finalement, une étude du fonctionnement du transistor MESFET GaAs et de la structure physique d'un tel composant a été réalisée.

II.1 - Introduction

Dans ce chapitre, nous allons déterminer les principales caractéristiques statiques du composant **MESFET GaAs** afin d'étudier son comportement physique. Les équations générales régissant le comportement de la zone active sont établies. Les techniques mathématiques d'analyse de la répartition du potentiel et du courant ont été développées. Puis l'ensemble des paramètres physiques qui interviennent dans le fonctionnement du transistor sont identifiés et caractérisés.

II.2- Equations fondamentales du MESFET GaAs

Nous nous intéresserons tout d'abord au dispositif interne (ou intrinsèque) tel qu'il a été défini au chapitre I. Nous reviendrons ensuite au dispositif réel en introduisant les zones d'accès ainsi qu'un certain nombre d'effets secondaires liés à la géométrie et aux contraintes de fonctionnement).

L'analyse s'effectue dans le canal, directement sous l'électrode de grille : cette zone est représentée sur la figure II-1. Les autres régions du transistor seront modélisées à partir d'éléments linéaires extrinsèques.

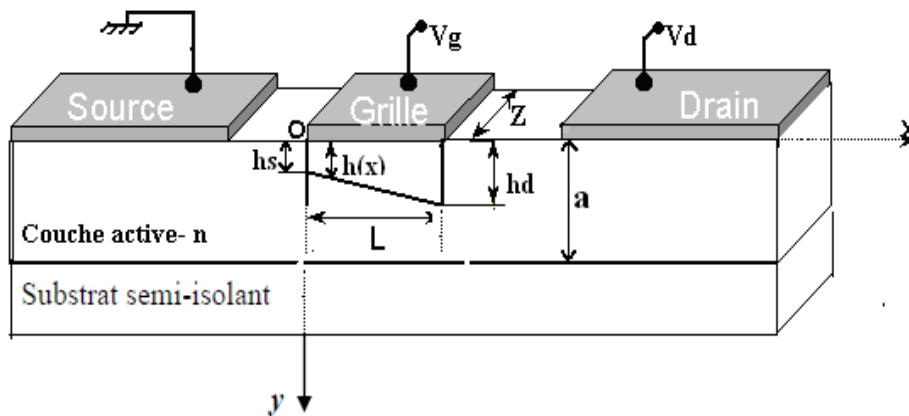


Figure II-1: Structure idéalisée du MESFET.

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

II.2.1- Equations de fonctionnement

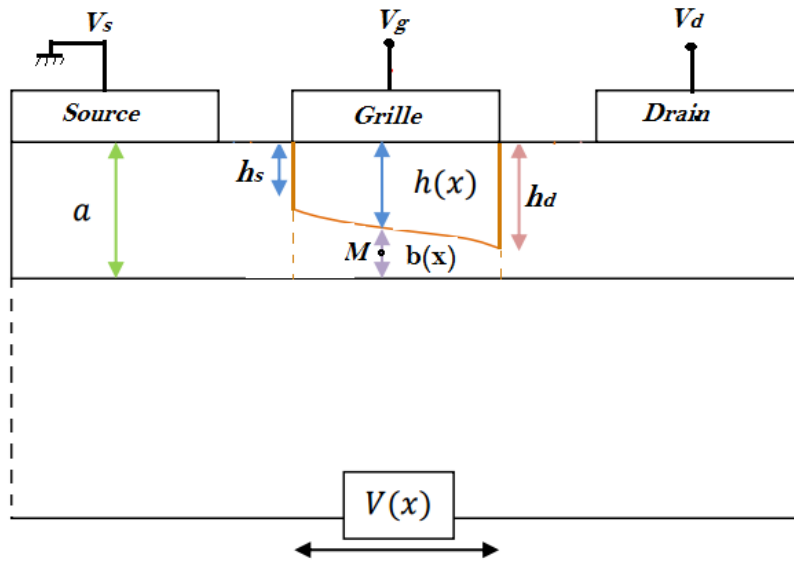


Figure II-2: Transistor MESFET GaAs en 2D

En un point M du canal situé à l'abscisse x de la source (figure II-2), le potentiel dans le canal est $V(x)$ et le champ électrique $E(x)$ qui en résulte est donnée par :

$$E(x) = -\frac{dV(x)}{dx} \tag{II - 1}$$

D'autre part la largeur du canal à cet endroit est:

$$b(x) = a - h(x) \tag{II - 2}$$

Où $h(x)$ est l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction métal semi-conducteur. Cette épaisseur est donnée par l'équation (I-16) :

$$h(x) = \sqrt{\frac{2 \cdot \epsilon}{q \cdot N_D} V_D} \tag{II - 3}$$

- ϵ : est la permittivité du matériau
- q : la charge élémentaire
- N_D : la densité de d'atomes donneurs dans le canal
- V_D : la hauteur totale de la barrière de potentiel

La densité de courant dans le canal est donnée par :

$$J_n(x) = \sigma \cdot E(x) = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot E(x) \quad (II - 4)$$

μ_n : est la mobilité des électrons dans le canal.

En combinant les équations (II - 1) et (II - 4) on obtient:

$$J_n(x) = -q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (II - 5)$$

La section du canal à l'abscisse x est $S(x)$. Elle est donnée par:

$$S(x) = Z \cdot b(x) = Z(a - h(x)) \quad (II - 6)$$

Le courant I_D s'écrit:

$$I_d(x) = -J_n(x) S(x) = -q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot S(x) \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (II - 7)$$

II.2.1.1- Tension de pincement V_p

Considérons un fonctionnement tel que le canal soit juste à la limite du pincement. Nous avons alors :

$$b(x) = 0 \Rightarrow h(x) = a \quad (II - 8)$$

La tension de pincement V_p correspond à la hauteur de la barrière de potentiel V_D , telle que la condition $h(x) = a$ soit satisfaite.

On a alors, en tenant compte de l'expression (II-3) :

$$V_p = \frac{q \cdot N_d}{2 \cdot \epsilon} a^2 \quad (II - 9)$$

II.2.1.2- Expression de la barrière de potentiel

A l'abscisse x dans le canal nous avons affaire à une jonction métal semi-conducteur constituée par la grille et le canal. La polarisation appliquée à cette jonction dépend de la tension de grille et du potentiel à l'abscisse x dans le canal. Soit $V_a(x)$ la tension appliquée à la jonction. Elle est donnée par:

$$V_a(x) = V_g - V(x) \quad (II - 10)$$

La hauteur de la barrière de potentiel est donc donnée par:

$$V_D = V_{bi} - V_a(x) = V_{bi} - V_g + V(x) \quad (II - 11)$$

La tension $V(x)$ varie de 0 à V_d , la hauteur de la barrière de potentiel sera donc maximum au voisinage du drain et le pincement se produit tout d'abord pour une tension V_{dsat} telle que:

$$V_D = V_p = V_{bi} - V_g + V_{dsat} \quad (II - 12)$$

La façon équivalente de tension V_D correspondant au pincement est donnée par:

$$V_{dsat} = V_g - V_{bi} + \frac{q \cdot N_d \cdot a^2}{\epsilon} \quad (II - 13)$$

II.2.2- Le courant de drain dans le canal $I_d(V_g, V_d)$

Dans l'équation (II-7) on a exprimé le courant dans le canal en fonction de la densité de courant et de la section du canal. Compte tenu de la largeur de la zone de charge d'espace (l'équation (II-11)), la section du canal est donnée par:

$$S(x) = Z \cdot b(x) = Z(a - h(x)) = Z \left(a - \sqrt{\frac{\epsilon}{qN_D} \cdot (V(x) + V_{bi} - V_g)} \right) \quad (II - 14)$$

La relation précédente montre que, en fait, $S(x)$ est une fonction de V uniquement. Nous pouvons donc réécrire l'équation (II-7) sous la forme.

$$I_d = qN_D \cdot \mu_n \cdot S(V) \cdot \frac{dV}{dx} \quad (II - 15)$$

Nous reconnaissons en (II-15) une équation différentielle à variables séparables V et x que nous pouvons mettre sous la forme:

$$I_d \cdot dx = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot S(V) \cdot dV \quad (II - 16)$$

Lorsque x varie de 0 à L (de la source au drain) la tension dans le canal V varie de 0 à V_d donc:

$$\int_0^L I_d \cdot dx = q \cdot N_D \cdot \mu_n \int_0^{V_d} S(V) \cdot dV \quad (II - 17)$$

En tenant compte de l'expression de V_p donnée dans (II-9), on peut mettre $S(V)$ sous la forme:

$$S(V) = Z \cdot a \cdot \int_0^{V_d} \left(1 - \sqrt{\frac{V + V_{bi} - V_g}{V_p}} \right) \quad (II - 18)$$

et en remarquant que le courant I_d est constant tout le long du canal on peut mettre l'équation (II-18) sous la forme:

$$I_d \cdot L = q \cdot N_D \cdot \mu_n \cdot Z \cdot a \cdot \int_0^{V_d} \left(1 - \sqrt{\frac{V + V_{bi} - V_g}{V_P}} \right) \cdot dV \quad (II - 19)$$

Posons:

$$u = \sqrt{\frac{V + V_{bi} - V_g}{V_P}} \Rightarrow 2 \cdot u \cdot du = \frac{1}{V_P} \cdot dV \quad (II - 20)$$

L'équation (II-19) se réécrit:

$$I_d = \frac{q N_D \cdot \mu_n \cdot Z \cdot a}{L} V_P \cdot \int_{u_0}^{u_L} (1 - u) \cdot 2 \cdot u \cdot du \quad (II - 21)$$

$$u_0 = \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_P}} \quad (II - 22)$$

$$u_L = \sqrt{\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_P}} \quad (II - 23)$$

Finalement l'intégration de l'équation (II-21) nous fournit le résultat du courant de drain:

Avec : (II - 24)

$$A = \frac{\mu_n \cdot Z}{L} \cdot \sqrt{q N_D \cdot 2 \cdot \varepsilon} \quad (II - 25)$$

L'équation (II-24) n'est valable que tant que le pincement n'est pas atteint, c'est-à-dire pour $V_d < V_{dsat}$, on est dans le cas du **régime linéaire**.

$$I_d = A \cdot V_P^{3/2} \cdot \left[\frac{V_d}{V_P} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_P} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_P} \right)^{3/2} \right]$$

❖ Courant de saturation

En dérivant l'équation (II-24) par rapport à V_d , on peut montrer que le courant I_d est maximum pour :

$V_d = V_{dsat}$. On a alors en remplaçant V_d par $(V_P + V_g - V_{bi})$ dans ; l'équation (II-24).

$$I_{dsat} = \frac{A \cdot V_p^{3/2}}{3} \cdot \left(1 - 3 \frac{V_{bi} - V_g}{V_p} + 2 \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right) \quad (II - 26)$$

Ce courant admet lui aussi un maximum pour $V_g = V_{bi}$ qui est donné par:

$$I_p = \frac{A \cdot V_p^{3/2}}{3} = \frac{Z \cdot \mu_n \cdot a^3 \cdot q^2 \cdot N_D^2}{3 \cdot \epsilon \cdot L} \quad (II - 27)$$

Lorsque $V_g = V_{bi} - V_p$, $I_d = 0$ quelle que soit la valeur de V_d , la tension de grille correspondante est appelé *la tension de seuil* V_T .

II.2.3- Transconductance G_m et conductance G_d

II.2.3.1-Transconductance G_m

La transconductance est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor: c'est la variation du courant de drain en fonction de la polarisation de grille, à tension drain source constante. Elle n'est pas constante avec V_g . La transconductance d'un transistor est définie par l'équation [28] :

$$G_m = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \right|_{V_d \text{ constante}} \quad (II - 28)$$

- Dans la région linéaire, G_m est obtenue a partir de l'équation (II-28):

$$G_m = \frac{qza\mu_n N_d}{L} \left[\left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (II - 29)$$

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

$$G_{msat} = \frac{qza\mu_n N_d}{L} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (II - 30)$$

II.2.3.2- Conductance G_d

La conductance traduit la variation du courant de drain en fonction de la tension V_d à polarisation de grille constante[1].

$$G_d = \left. \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \right|_{V_g \text{ constante}} \quad (II - 31)$$

- De l'équation (II-31) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$G_d = \frac{qza\mu_n N_d}{L} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} + V_d - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (II - 32)$$

- La conductance du canal dans le régime de saturation est nulle, et le courant I_{dsat} ne dépend pas de la tension de drain V_d , donc :

$$G_{dsat} = 0 \quad (II - 33)$$

II.3- Effets des paramètres physiques

II.3.1-Effet de la mobilité

Les caractéristiques courant-tensions dépendent de la loi de mobilité des porteurs en fonction du champ électrique. Le choix d'une Loi de mobilité est important pour une description correcte des phénomènes physiques dans les MESFET à grille submicronique[29].

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

$$v(E) = \mu_n E \quad (II - 34)$$

Lorsque le champ électrique est élevé, le transfert intervalles des électrons induit dans le GaAs une décroissance de la vitesse des porteurs et entraîne une mobilité différentielle fortement négative (figure II-3). Cependant, il n'existe pas une Loi qui traduit réellement les variations de cette mobilité avec le champ électrique et plusieurs expressions analytiques approchées ont été proposées pour cette fonction[30].

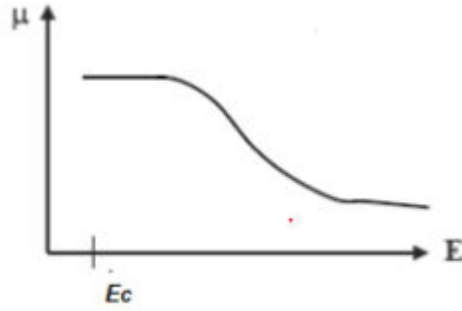


Figure II-3: Variation de la mobilité en fonction du champ électrique [31].

Notre choix s'est porté sur la Loi suivante[30] :

$$v(E) = \mu(E) \cdot E = \frac{\mu_n E + V_s \left(\frac{E}{E_c}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \tag{II - 35}$$

D'où l'expression de la mobilité :

$$\mu(E) = \frac{\mu_n + V_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \tag{II - 36}$$

Avec : $E_c = \frac{v_s}{\mu_n}$

μ_n : est la mobilité des électrons à faibles champs électrique.

v_s : Leur vitesse de saturation.

En portant cette Loi de mobilité dans l'équation du courant de saturation (II - 26)

on obtient:

$$I_{dsat} = \frac{B \cdot V_p^{3/2}}{3} \cdot \left(1 + 3 \frac{V_{gs} - V_{bi}}{V_p} + 2 \left(\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p} \right)^{3/2} \right) \tag{II - 37}$$

Avec :

$$B = \frac{\mu(E) \cdot Z}{L} \cdot \sqrt{q N_D \cdot 2 \cdot \varepsilon} = \frac{Z}{L} \cdot \sqrt{q N_D \cdot 2 \cdot \varepsilon} \cdot \frac{\mu_n + V_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \tag{II - 38}$$

II.3.2-Effet de la concentration du dopage

Une densité de centres dopants N_d trop importante dégrade fortement la mobilité des porteurs. La figure II-7 indique que pour avoir une mobilité électronique à champs nul, $\mu_n = 0,4 \text{ m}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ (valeur couramment obtenue), N_d doit être de l'ordre de grandeur de $10^{23} \text{ At m}^{-3}$ [32].

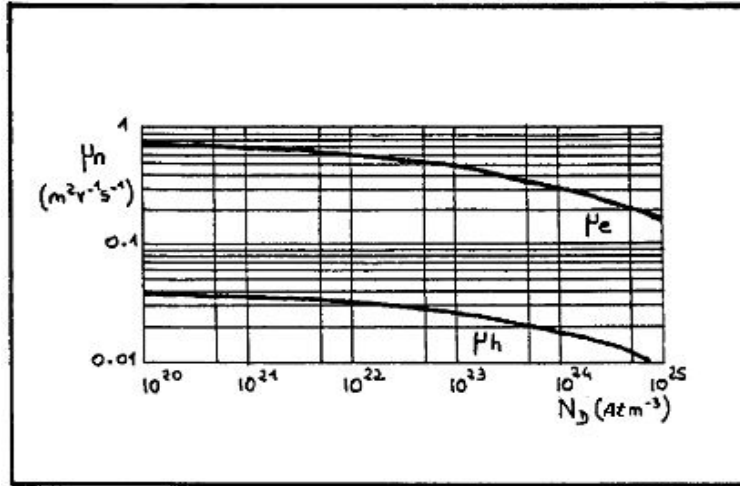


Figure II-4 : Variation de la mobilité des électrons et des trous avec la concentration du dopage dans le GaAs.

La courbe $\mu_n(N_d)$ de la figure (II-7) peut être décrite par une relation rapprochée [32] :

$$\mu_n = \frac{\mu_0}{1 + \left(\frac{N_d}{10^{23}}\right)^{1/2}} \tag{II - 39}$$

Où μ_0 représente la mobilité à champ et dopage nuls ($\mu_0 = 0,85 \text{ m}^2 \text{ v}^{-1} \text{s}^{-1}$) dans le **GaAs** et N_d le dopage moyen exprimé en atomes par m^3 .

II.3.3- Les effets thermiques dans les MESFET

L'augmentation de température entraîne la diminution de la mobilité des électrons du canal conducteur. Par conséquent, leur vitesse devient plus faible sous la grille. Ainsi, pour les grands voltages de drain, le courant de drain diminue conduisant à une réduction de la conductivité électrique et une augmentation de la conductivité thermique

La dépendance de la mobilité des porteurs avec la température s'écrit sous la forme suivante[33] :

$$\mu = \mu_0(300^\circ\text{K}) \left[\frac{300}{T_R}\right]^{2/3} \tag{II - 40}$$

La vitesse de saturation varie avec la température comme[34] :

$$v_s = \frac{2.4 \cdot 10^5}{1 + \exp(T/600)} \text{ms}^{-1} \quad (II - 41)$$

Par ailleurs, la tension de seuil décroît lorsque la température augmente. Selon **Conger** la dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par[35] :

$$V_{Th} = V_{Th}(300^\circ\text{K}) - \alpha_{vT}T \quad (II - 42)$$

La valeur de α_{vT} . est de l'ordre de 1.2mV/°C.

La tension de diffusion de la jonction « Vbi» varie avec la température comme suit[14] :

$$V_{bi} = V_{bi}(300^\circ\text{K}) \left(\frac{T}{T_0} \right) \quad (II - 43)$$

II.3.4 - Effet des tensions de bords

Lorsqu'une tension est appliquée sur la grille, l'extension de la **ZCE** n'est pas limitée au droit de la grille coté source et coté drain (Figure II-4), elle est d'autant plus d'importance que la grille est courte[8].

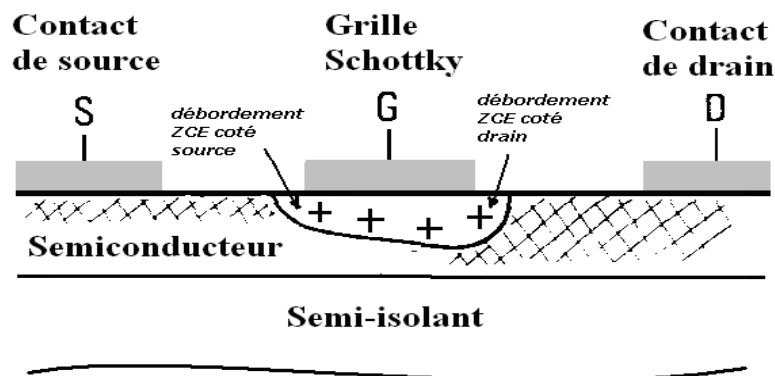


Figure II-5: Débordement de la ZCE coté source et drain[27]

Pour calculer la tension sous la grille, la zone de charge d'espace est divisée en deux régions principales comme il montre dans la figure II - 5:

a) **La région (1):** Au-dessous de la grille directement, elle est dite région contrôlée par la grille. Nous utilisons l'approximation unidimensionnelle pour calculer la composante de la relation de tension $V(x,y)$ spécifique à cette région.

b) La région (2): En dehors de la première région dite région non contrôlée par la grille.

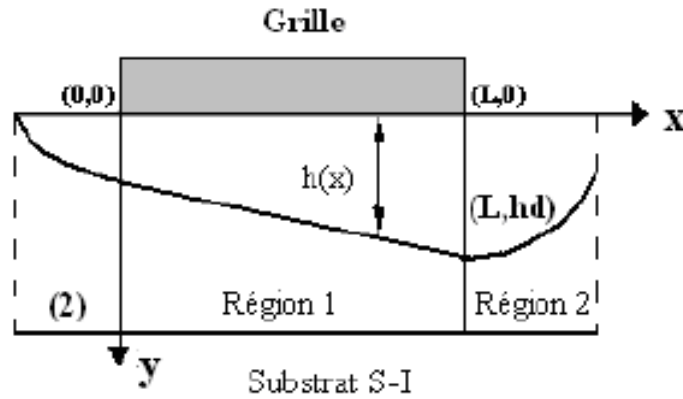


Figure II – 6 : Régions de déplétion

(1) contrôlée par la grille, (2) non contrôlée par la grille.

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

$$V_c(x, y) = V(x, y) + V_l(x, y) \quad (II - 44)$$

Où : $V(x, y)$ est la tension dans le canal (**région 1**) définie précédemment par les équations (II-3) et (II-11)

$$V(x) = \frac{qN_d}{2\epsilon} h^2(x) + V_g - V_{bi} \quad (II - 45)$$

Et $V_l(x, y)$ est la tension due au débordement de la région de déplétion coté source et coté drain (**région 2**), elle est donnée par [36] :

$$V_l(x, y) = \left[A_l^s \frac{\text{Sin } h(k_l(L-x))}{\text{Sin } h(k_lL)} + A_l^d \frac{\text{Sin } h(k_lx)}{\text{Sin } h(k_lL)} \right] \text{Sin}(k_ly) \quad (II - 46)$$

Avec : $A_l^s = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(0, y) - V(0, y)] \text{Sin}(k_ly) dy$ (II - 47)

ET : $A_l^d = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(L, y) - V(L, y)] \text{Sin}(k_ly) dy$ (II - 48)

A_l^s et A_l^d Sont des coefficients de Fourier pour la tension supplémentaire de grille côtés source et drain respectivement.

$$\text{Et : } k_l = \frac{\pi}{2a} \quad (II - 49)$$

A partir de (II-40) et (II-41) l'expression de la tension totale devient :

$$V_c(x, y) = \frac{qN_d}{2\varepsilon} h^2(x) + V_l(x, y) - V_{bi} + V_g \quad (II - 50)$$

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

$$\left\{ \begin{array}{l} V_d \rightarrow V_d + V_{ld} \\ V_g \rightarrow V_g + V_{ls} \end{array} \right. \quad (II - 51)$$

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

$$V_{ls} = V_l(0, h_s) = A_l^s \sin\left(\frac{h_s \pi}{2a}\right) \quad (II - 52)$$

$$V_{ld} = V_l(L, h_d) = A_l^d \sin\left(\frac{h_d \pi}{2a}\right) \quad (II - 53)$$

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

$$A_l^s = V_p \left[a_l + b_l \left(\frac{V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_l \right)^{1/2} \right] \quad (II - 54)$$

$$A_l^d = V_p \left[a_l + b_l \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_l \right)^{1/2} \right] \quad (II - 55)$$

Pour un dopage uniforme les coefficients a_l , b_l , c_l et V_l sont constants.

II.4- Effet des résistances d'accès

Les caractéristiques obtenues par les mesures sont celles des grandeurs externes ou extrinsèques (I_{ds}, V_{ds}, V_{gs}) du transistor .Or, les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques (I_d, V_d, V_g) où l'on a assimilé le transistor à un générateur de courant I_d commandé par deux tensions qui sont effectivement appliquées au droit du canal et auquel connectées des impédances de nature différentes (inductances, impédances)[18].

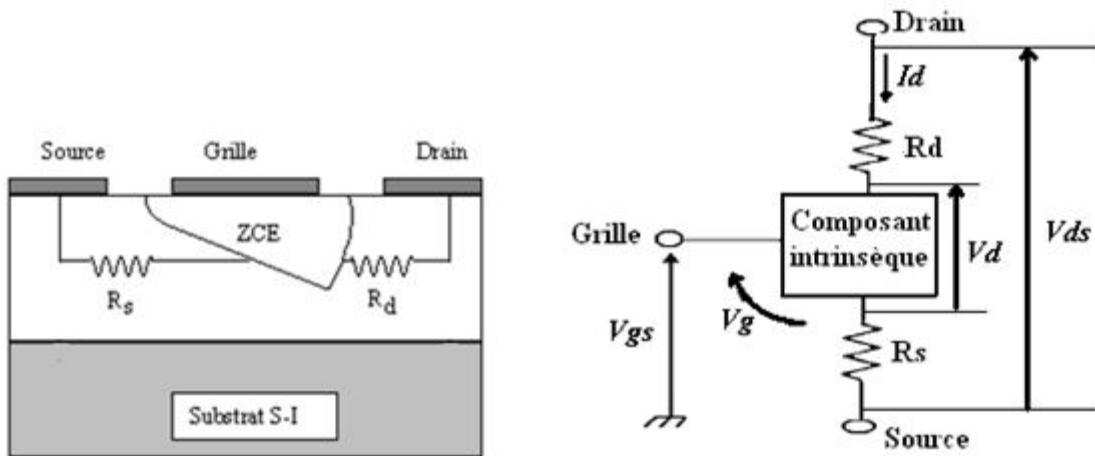


Figure II-7: Résistances parasites dans le MESFET GaAs[18].

Sont Les résistances de source R_S et de drain R_D traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques situé entre les électrodes externes de source ou de drain et la zone active du canal. Cependant, on peut déduire la caractéristiques internes $I_d(V_d, V_g)$ de la caractéristique externe $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ en incluant l'effet des résistances parasites d'accès de source R_S et de drain R_D , (figure II-6), soit en tenant compte des relations suivantes :

$$\begin{cases} I_d = I_{ds} \\ V_g = V_{gs} - R_S I_{ds} \\ V_d = V_{ds} - (R_S + R_D) I_{ds} \end{cases} \quad (II - 56)$$

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

Donc :

$$\begin{cases} I_d = I_{ds} \\ V_g = V_{gs} + V_{ls} - R_S I_{ds} \\ V_d = V_{ds} + V_{ld} - (R_S + R_d) I_{ds} \end{cases} \quad (II - 57)$$

=

Les expressions du courant, transconductance et conductance se réécrivent de nouveau comme suit:

➤ **Régime linéaire :**

– Expression du courant :

$$I_d(V_{ds}, V_{gs}) = A \cdot V_P^{3/2} \cdot \left[\frac{V_{ds} + V_{ld} - (R_S + R_d) I_{ds}}{V_P} - \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{V_{ds} + V_{ld} + V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} - R_d I_{ds}}{V_P} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} + R_S I_d}{V_P} \right)^{3/2} \right] \quad (II - 58)$$

– Expression de la transconductance :

$$\mathbf{G}_m = \frac{qza\mu_n N_d}{L} \left[\left(\frac{V_{ds} + V_{ld} + V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} - R_D I_{ds}}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} + \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} + R_S I_d}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (II - 59)$$

– Expression de la conductance :

$$\mathbf{G}_d = \frac{qza\mu_n N_d}{L} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{ld} + V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} - R_D I_{ds}}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (II - 60)$$

➤ **Régime saturé :**

– Expression du courant :

$$I_{dsat} = \frac{B \cdot V_P^{3/2}}{3} \cdot \left(1 + 3 \frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} + R_s I_{ds}}{V_P} + 2 \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} + R_s I_{ds}}{V_P} \right)^{3/2} \right) \quad (II - 61)$$

– Expression de la transconductance :

$$G_{msat} = \frac{qza\mu N_d}{L} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} - V_{ls} + R_s I_{ds}}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (II - 62)$$

– Expression de la conductance :

$$G_{dsat} = 0 . \quad (II - 63)$$

II.5 CONCLUSION

Nous avons établi l'ensemble des relations qui décrivent les phénomènes physiques régissant le comportement du transistor MESFET GaAs. Ces relations ont permis de reconnaître l'influence des paramètres physiques sur le comportement électrique du composant. Aussi Les effets thermiques indésirables venant diminuer les performances des MESFETS sont décrits par des expressions donnant en particulier la mobilité, la vitesse des électrons, la tension de diffusion et la tension de seuil en fonction de la température.

III.1- Introduction

Tout au long de ce chapitre, la simulation sera pour nous un outil essentiel qui nous permettra d'obtenir des valeurs difficilement accessibles autrement (caractéristiques quasi-statiques par exemple), et de faire varier aisément les paramètres technologiques tels que longueur de grille, épaisseur et dopage du canal, selon le modèle présenté dans le chapitre II. Ainsi cela nous apportera une meilleure compréhension du fonctionnement du composant pour les différents régimes en s'appuyant sur l'évaluation des éléments électriques (courant de drain, conductance, transconductance) qui nous permettra une description du comportement du composant.

Cependant pour réaliser des simulations fiables et représentatives, les modèles des semi-conducteurs ne sont pas suffisants : il est essentiel de prendre en compte les effets des paramètres physiques (loi de mobilité, concentration du dopage ,effets de bords) qui peuvent avoir une influence importante sur les caractéristiques et performances du transistor.

III.2-Simulation numérique

III.2.1- Logiciel de simulation

➤ Description

Le logiciel de simulation est basé sur le langage MATLAB (version 7.0). L'input est fourni par les données du matériau utilisé et les expressions établies dans le chapitre II. Il permet de réaliser des simulations numériques basées sur des algorithmes d'analyse numérique.

L'utilisation de MATLAB nous a permis d'atteindre un double objectif: la connaissance du logiciel en soi, qui est devenue indispensable, parce qu'il est de plus en plus utilisé dans l'industrie, les banques et beaucoup d'autres établissements à caractère industriel et économique et de recherche.

Chaque année, un nombre très important d'étudiants préparant des mémoires de Master ou de Doctorat ou engagés dans une étude en collaboration avec une industrie et travaillant sur des sujets à caractère numérique utilisent de plus en plus MATLAB.

L'apprentissage du logiciel passe impérativement par la mise en pratique des algorithmes d'analyse numérique étudiés plus théoriquement dans des cours consacrés à la mise en pratique de ce logiciel ou autres [37].

➤ Les particularités de MATLAB

MATLAB permet le travail interactif soit en mode commande, soit en mode programmation; tout en ayant toujours la possibilité de faire des visualisations graphiques. Considéré comme un des meilleurs langages de programmations (C++ ou Fortran), MATLAB possède les particularités suivantes par rapport à ces langages:

- la programmation facile.
- la continuité parmi les valeurs entières, réelles et complexes.
- la gamme étendue des nombres et leurs précisions.
- la bibliothèque mathématique très compréhensive.
- l'outil graphique qui inclut les fonctions d'interface graphique et les utilitaires.
- la possibilité de liaison avec les autres langages classiques de programmations (C et Fortran).

Dans MATLAB, aucune déclaration n'est à effectuer sur les nombres. En effet, il n'existe pas de distinction entre les nombres entiers, les nombres réels, les nombres complexes et la simple ou double précision. Cette caractéristique rend le mode de programmation très facile et très rapide. En Fortran par exemple, une subroutine est presque nécessaire pour chaque variable simple ou double précision, entière, réelle ou complexe. Dans MATLAB, aucune nécessité n'est demandée pour la séparation de ces variables.

La bibliothèque des fonctions mathématiques dans MATLAB donne des analyses mathématiques très simples. En effet, l'utilisateur peut exécuter dans le mode commande n'importe quelle fonction mathématique se trouvant dans la bibliothèque sans avoir à recourir à la programmation. Pour l'interface graphique, des représentations scientifiques et même artistiques des objets peuvent être créées sur l'écran en utilisant les expressions mathématiques. Les graphiques sur MATLAB sont simples et attirent l'attention des utilisateurs, vu les possibilités importantes offertes par ce logiciel [37].

III.2.2- Résultats et discussions

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

- Réseau de caractéristique courant tension I-V du transistor.
- Variation de la transconductance en fonction des tensions de polarisation.
- Variation de la conductance en fonction des tensions de polarisation.
- Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique.
- Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique
- Variation de la mobilité des électrons en fonction du dopage.

- Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique Pour différentes concentration du dopage.
- Effet de la concentration du dopage sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ du transistor.
- Effet de la mobilité sur les caractéristiques I-V.
- Effet des tensions de bords V_{Is} et V_{Id} sur les caractéristiques **I-V** du MESFET.
- Effet de la température sur les paramètres physiques du transistor.
- Effet de la température sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET
- Effet de la température sur la transconductance du transistor.
- Effet de la température sur la conductance du transistor.
- Effet des résistances parasites R_s et R_d sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ du transistor.
- Effet des résistances parasites sur la conductance de drain et la transconductance.

III.2.2.1-Caractéristiques statiques du MESFET

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$, de la transconductance G_m et la conductance de drain G_d nous avons fait appel aux expressions analytiques de établies au chapitre II. L'algorithme de calcul est schématisé sur la figure (III-1).

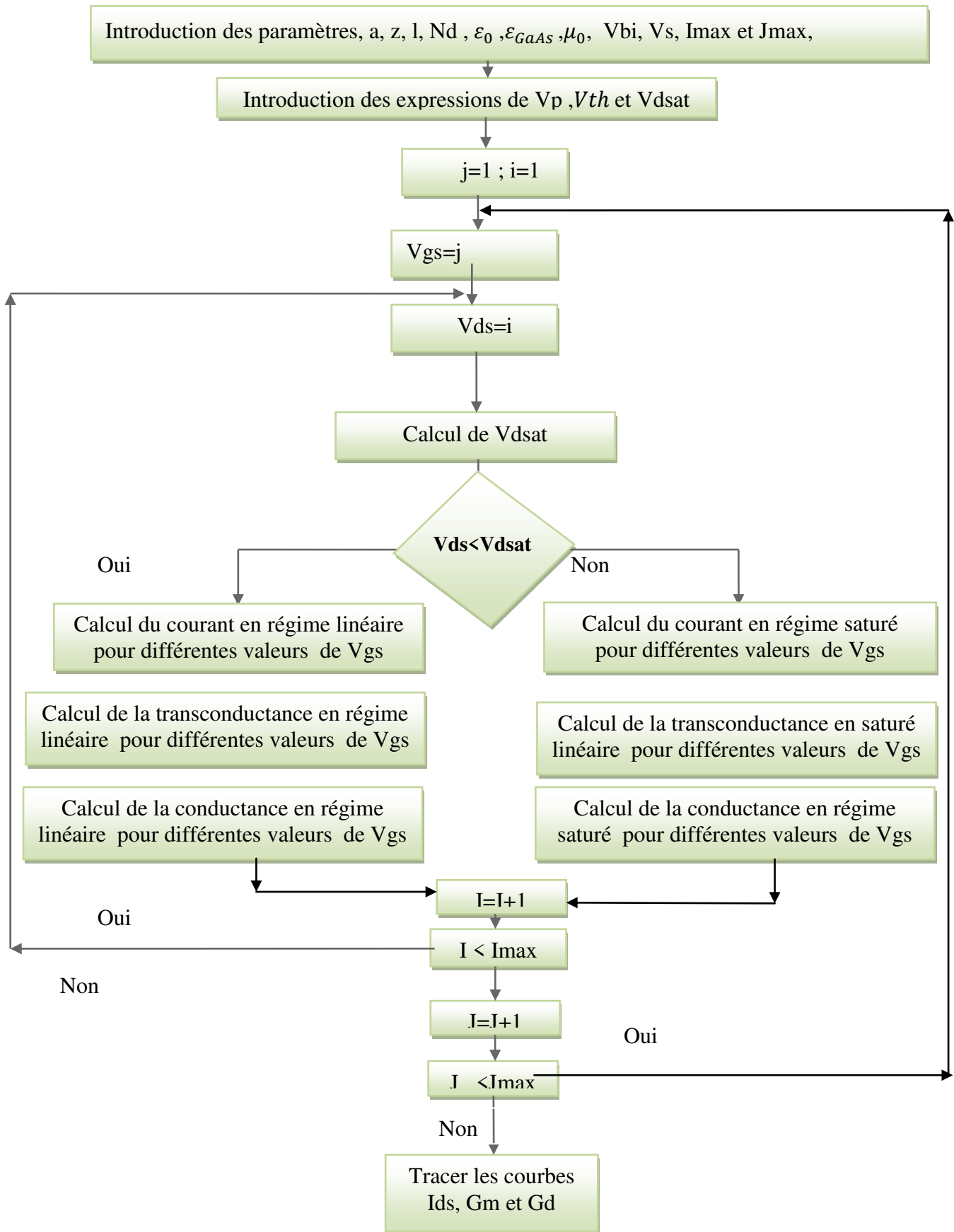


Figure III-1: Organigramme de calcul des caractéristiques électriques du MESFET.

Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé.

Transistor	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	$N_d(\text{cm}^{-3})$	$\mu_0 (\text{cm}^2/\text{V.s})$	Vs (cm /s)	Rs (Ω)	Rd (Ω)
MESFET	1	0.153	100	$1.17 \cdot 10^{17}$	8500	$2 \cdot 10^7$	7.2	6.5

Tableau III-1: Paramètres géométriques et technologiques de transistor MESFET.

III.2.2.1.1- Courant drain-source

Sur la figure (III-2) nous avons présenté les caractéristiques I-V, dans le cas de la mobilité constante, à partir des expressions (II-24), (II-26) .

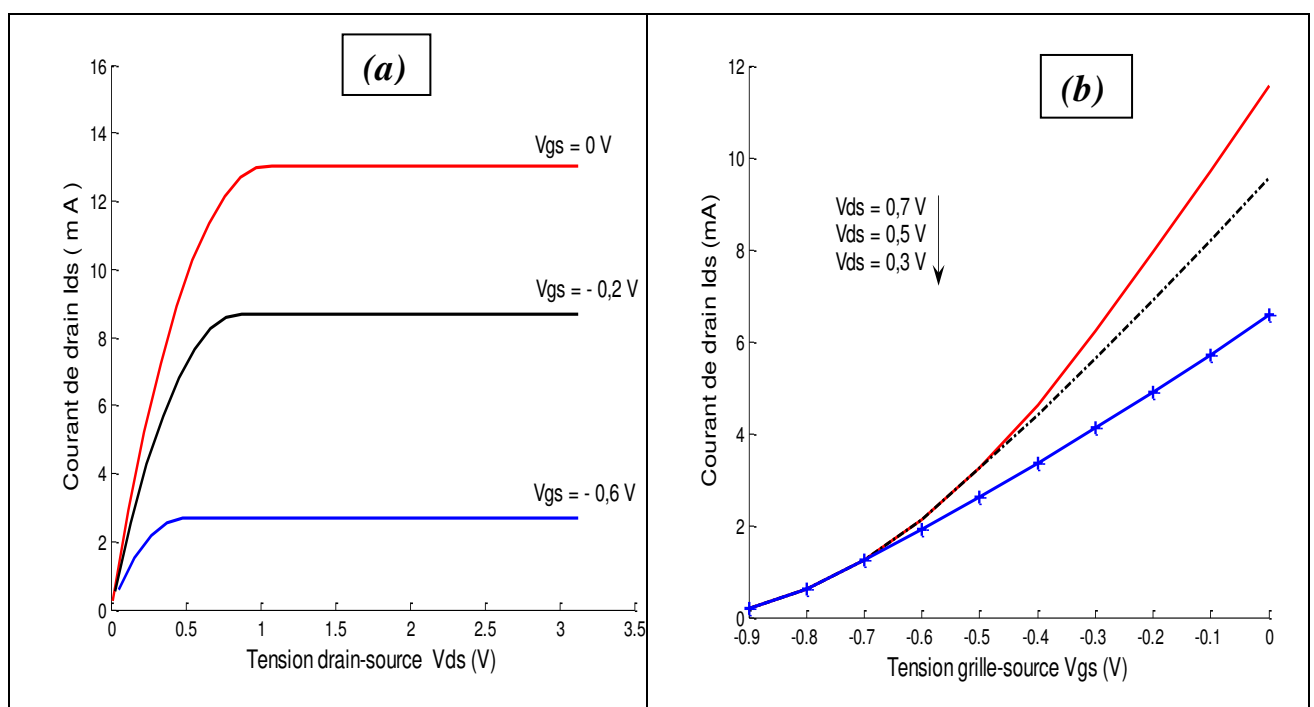


Figure III-2 : Réseau de caractéristiques courant tension I-V du transistor.

(a) Caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) (b)Caractéristiques I_{ds} (V_{gs})

A travers le réseau de caractéristiques I_{ds} - V_{ds} de la figure (III-2) on peut distinguer les différents régimes de fonctionnement de notre dispositif :

- **Une zone ohmique :** En régime linéaire dit ohmique, le courant du drain de notre dispositif varie linéairement, et le composant se comporte en fait comme un barreau résistif, et varie en fonction de la tension de polarisation grille source. Il est à noter que ce mode de fonctionnement est largement utilisé pour les FET_s fonctionnant dans des applications de résistances commandées.

➤ **Une zone de saturation** : Dans ce cas le courant drain-source est quasi-constant en fonction de V_{ds} et varie seulement en fonction de V_{gs} . le dispositif se comporte pratiquement comme une source de courant. la résistance du canal ne varie pratiquement pas avec la tension drain-source. Ce régime est utilisé pour les applications d'amplification.

Il est intéressant de noter que pour une tension de drain constante, le courant de drain atteint ses 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 grille égale ou inférieure à la tension de seuil $V_T = -0.9V$.

III.2.2.2- Transconductance g_m et conductance g_d

III.2.2.2 .1- Transconductance g_m

La transconductance « g_m » est une quantité importante pour les composants à effet de champ, elle traduit le contrôle du courant de drain « I_{ds} » par la tension de grille « V_{gs} ». Cette quantité est obtenue à partir des expressions (II-29) et (II-30) selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur la figure (III-3), nous avons présenté les variations de la transconductance en fonction des tensions de polarisation « V_{ds} » et « V_{gs} » pour le transistor « MESFET ».

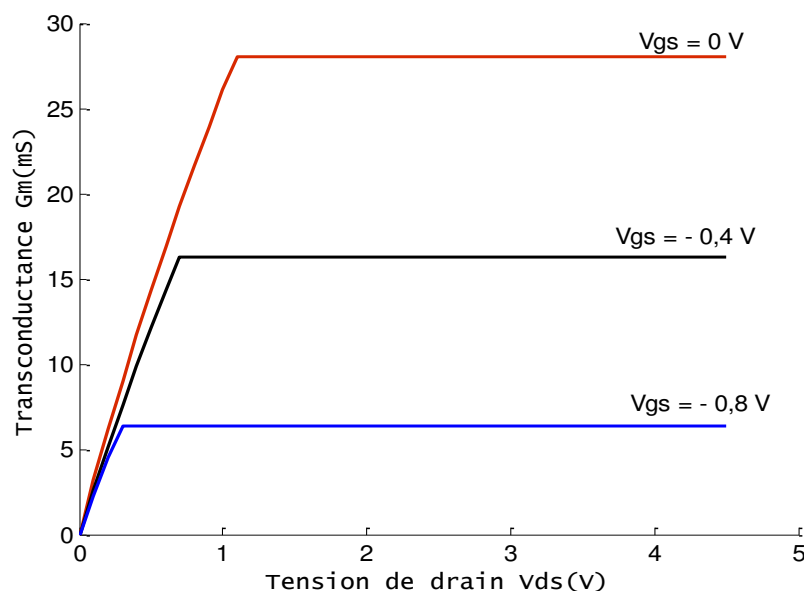


Figure III-3 : Variation de la transconductance en fonction des tensions de polarisation.

Sur cette figures, nous avons remarqué que la transconductance augmente d'une part au fur et à mesure que la valeur absolue de la tension de grille « V_{gs} » diminue, et d'autre part avec l'augmentation de la tension de drain « V_{ds} » jusqu'au régime de saturation où la transconductance se sature. On note aussi que la transconductance prend sa valeur maximale ($g_{m(max)} = 28 \text{ ms}$) 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 ($g_{m(min)} = 6 \text{ ms}$) quand la tension de grille se rapproche de la tension de seuil.

Ceci s'explique par le fait que plus la tension de grille augmente en valeur absolue, plus la largeur de la zone de charge d'espace augmente. 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_{ds} » 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} ».

III.2.2.2.2- Conductance de drain g_d

De même manière que la transconductance, la conductance de sortie de drain « g_d » est un paramètre important des transistors à effet de champ, elle permet de rendre compte de la possibilité de contrôler le courant de drain « I_{ds} » en fonction de la tension « V_{ds} ». Ce paramètre est obtenu à partir des expressions (II-32) et (II-33) selon le régime de fonctionnement du transistor.

Sur la figure(III-4) nous présentons les variations de la conductance de sortie en fonction des tensions de polarisation « V_{ds} » et « V_{gs} » pour le transistor « MESFET ».

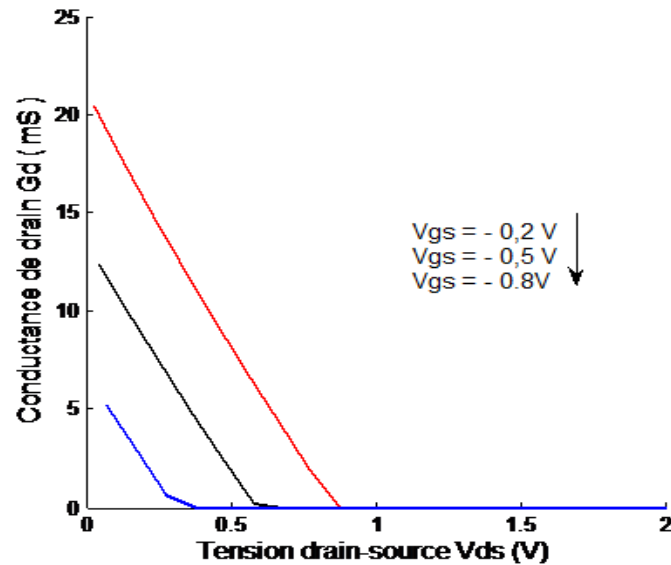


Figure III-4 : Variation de la conductance en fonction des tensions de polarisation.

Nous remarquons que la conductance de sortie diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur absolue de la tension de grille augmente. Elle prend sa valeur maximale en régime linéaire, et s'annule en régime de saturation. Ceci explique que, en régime linéaire, les électrons disponibles pour la conduction et présents dans le canal n'atteignent pas leur vitesse limite. Aussi le courant de drain « I_{ds} » varie de façon importante et quasi linéaire avec la tension « V_{ds} ». Au contraire, pour les fortes valeurs de « V_{ds} » c'est-à-dire 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.

III.2.2.3 -Variation de la mobilité et la vitesse des électrons en fonction du champs électriques

III.2.2.3.1- Vitesse des porteurs

La caractéristique de vitesse des porteurs en fonction du champ électrique est fondamentale pour déterminer l'amplitude du courant qui peut circuler dans un composant. En principe, on souhaite une forte mobilité associée à une forte vitesse de saturation.

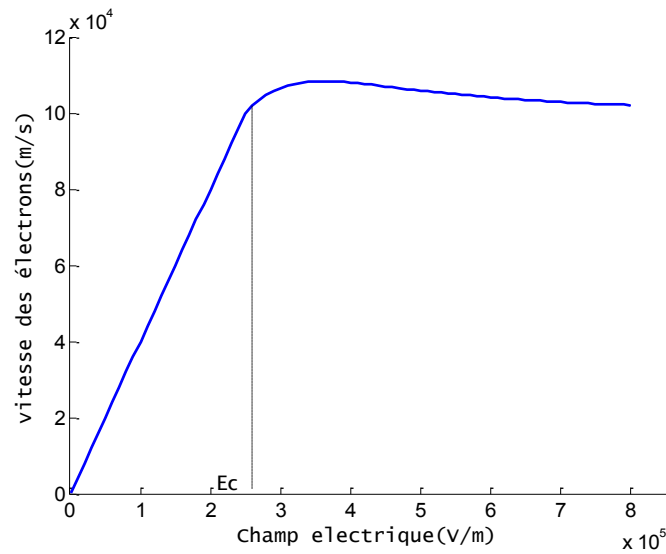


Figure III-5 : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique.

Sur la figure (III-5) obtenue à partir des équations II-34 et II-35, nous constatons que la vitesse de dérive des porteurs présente une valeur maximale « V_s » obtenue pour une valeur de seuil du champ électrique notée « E_c ». 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. 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 de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs.

III.2.2.3.2- Variation de la mobilité des électrons

La variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique (expression, II-36), est représentée par la figure (III-6).

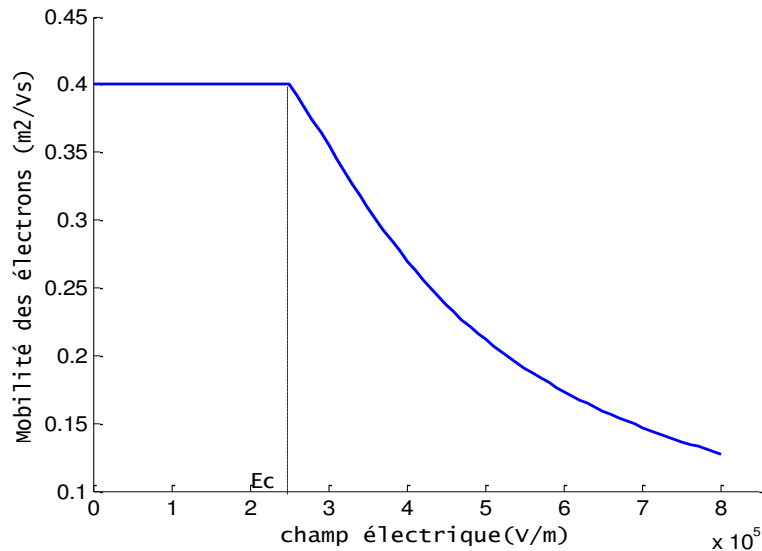


Figure III-6 : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour le MESFET.

Les variations correspondantes de la loi de mobilité en fonction du champ électrique que nous avons utilisé pour calculer les expressions du courant de drain dans les différents régimes de fonctionnement du transistor sont également représentées sur la figure (III-6). Nous remarquons dans cette figure que la mobilité des électrons est constante tant que le champ électrique est faible ($E < E_c$), puis elle décroît au fur et à mesure que le champ électrique augmente au-delà de cette valeur.

III.2.2.4- Effets des paramètres physiques

III.2.2.4.1- Effet de la mobilité

Afin de valider le modèle de la loi de mobilité que nous allons utiliser [expressions II-24, II-37 et II-38], nous présentons dans la figure (III-7) une comparaison des variations du courant de drain en fonction de la tension de drain avec l'utilisation de cette loi et celle que nous avons considéré le cas de la mobilité constante. Nous remarquons une coïncidence entre les deux modèles au régime linéaire, c'est-à-dire à faible tension de polarisation de drain, ce qui montre l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique dans ce régime.

Aux régimes de pincement et de saturation l’hypothèse de la mobilité constante n’explique pas les phénomènes physiques et ne donne aucun résultat acceptable.

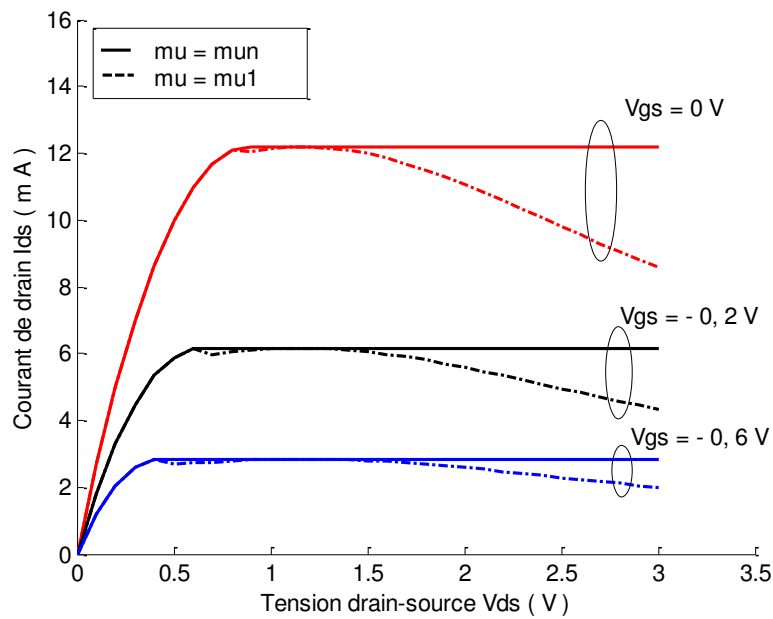


Figure III-7: Effet de la mobilité sur les caractéristiques I-V

III.2.2.4.2- Effet de la concentration du dopage du canal « N_d »

➤ Effet de la concentration du dopage sur la mobilité des électrons

La variation de la mobilité des électrons en fonction de la concentration du dopage (expression, II-59) est représentée par les figures (III-8) et (III-9) respectivement.

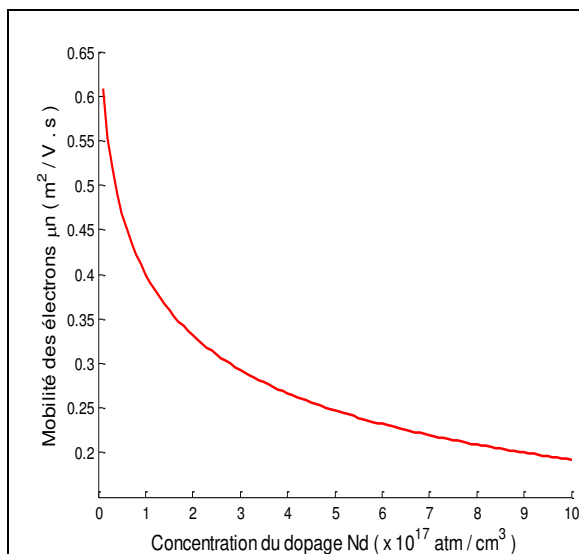


Figure III-8: Variation de la mobilité des électrons en fonction du dopage pour le MESFET.

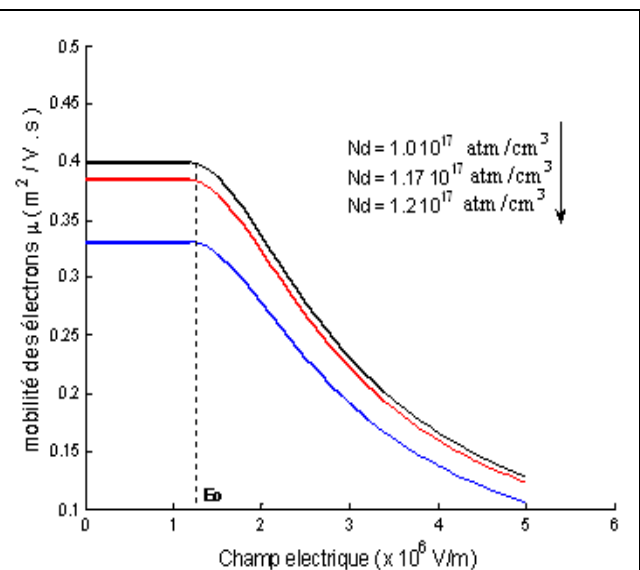


Figure III-9 : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique Pour différentes concentration du dopage.

Il se voit clairement sur les figures(III-8) et (III-9) que l'introduction d'un taux important d'impuretés dopantes dans le matériau GaAs du canal fait chuter la mobilité des porteurs libres. Ceci est dû à l'augmentation de la masse effective des électrons avec l'augmentation de la concentration du dopant.

➤ **Effet de la concentration du dopage sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$**

Nous Exposons sur la figure (III-10) l'évolution des caractéristiques **I-V** en fonction du dopage du canal « N_d » pour le transistor MESFET :

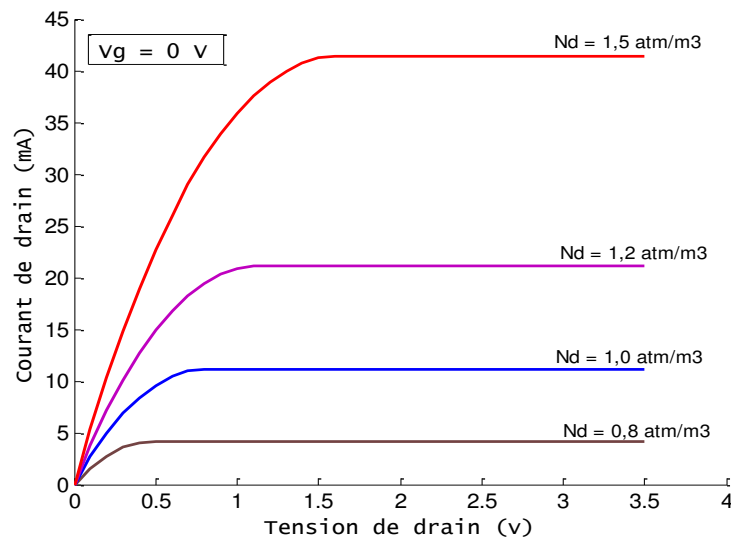


Figure III-10 : Effet de la concentration du dopage du canal sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ du transistor.

L'augmentation du dopage fait croître la concentration des porteurs dans le canal ce qui provoque une diminution de la résistivité des semi-conducteurs ce processus est à l'origine de l'augmentation observée sur le courant « I_{ds} » de la figure (III-10). Cependant, l'introduction d'un excès d'impuretés dopantes fait chuter la mobilité des porteurs libres. La baisse de mobilité ne compense heureusement pas l'augmentation de la concentration en porteurs libres et la conductivité augmente donc avec le dopage.

III.2.2.4.3- Effet de la tension $V_1(x,y)$

Le calcul du potentiel dans le canal conducteur doit prendre en considération deux tensions existant aux bords du canal conducteur V_{1s} côté source et V_{1d} côté drain. Ces tensions malgré leurs valeurs très faibles influencent sur les caractéristiques statiques **I-V** du transistor.

Pour calculer les tensions V_{Id} et V_{Is} (expressions de II-46 à II-50), les valeurs des paramètres a_1 , b_1 , c_1 et V_I/V_P utilisés sont regroupées dans le tableau III.2.

Paramètres transistor	a_1	b_1	c_1	V_I/V_P
MESFET	-0.10	0.10	0.04	0.01

Tableau III.2 : Les paramètres a_1 , b_1 , c_1 et V_I/V_P du transistor.

Sur les figures III -11,III-12 et III-13 nous présentons l'effet de ces tensions de bords pour la structure que nous avons étudiée.

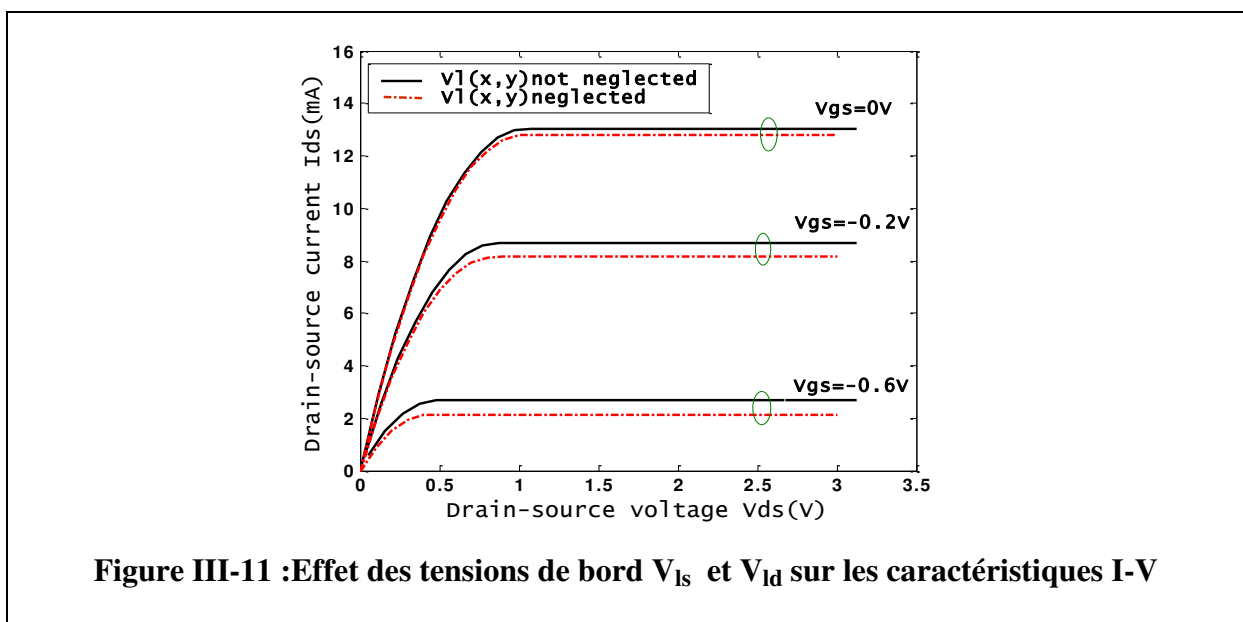


Figure III-11 :Effet des tensions de bord V_{Is} et V_{Id} sur les caractéristiques I-V

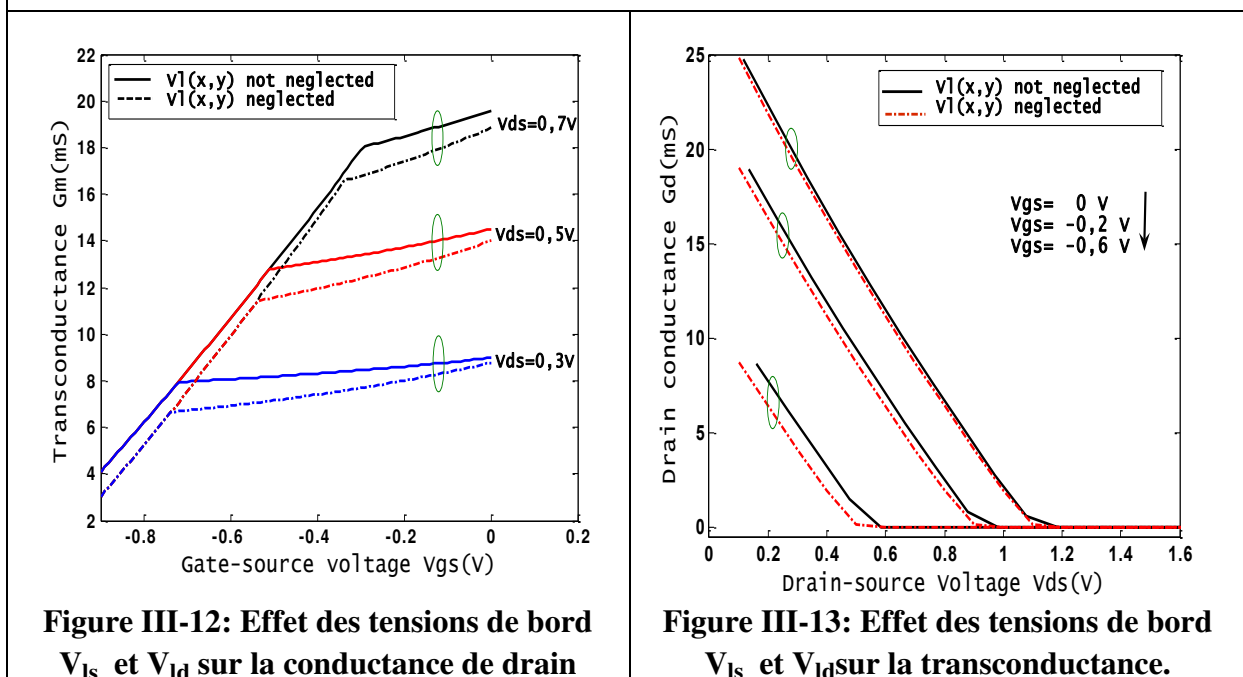


Figure III-12: Effet des tensions de bord V_{Is} et V_{Id} sur la conductance de drain

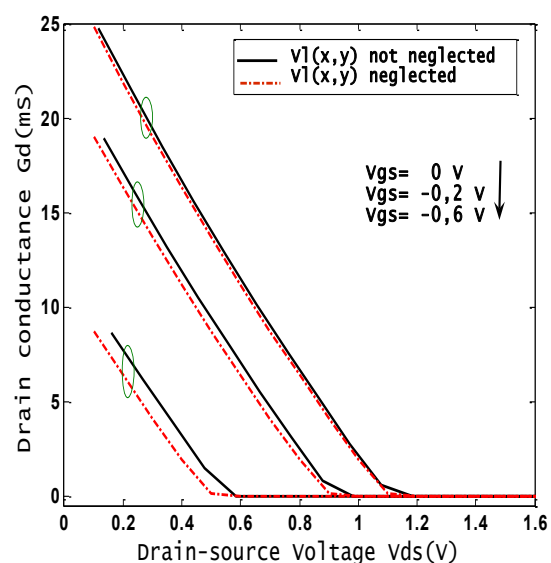


Figure III-13: Effet des tensions de bord V_{Is} et V_{Id} sur la transconductance.

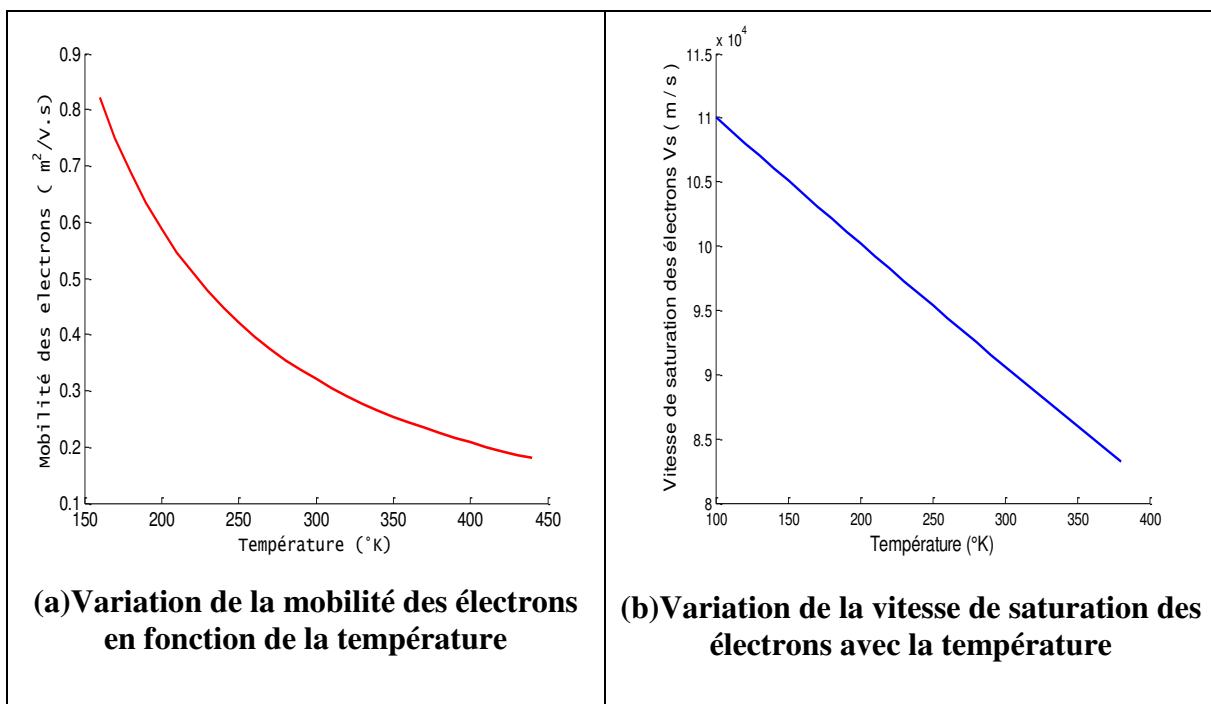
Sur la figure (III-11) nous remarquons que l'effet des tensions de bords V_{ls} et V_{ld} est plus important que la tension V_{gs} augmentent en valeur absolue, alors il est indispensable de tenir compte de ce terme surtout pour les transistors à grille courte .

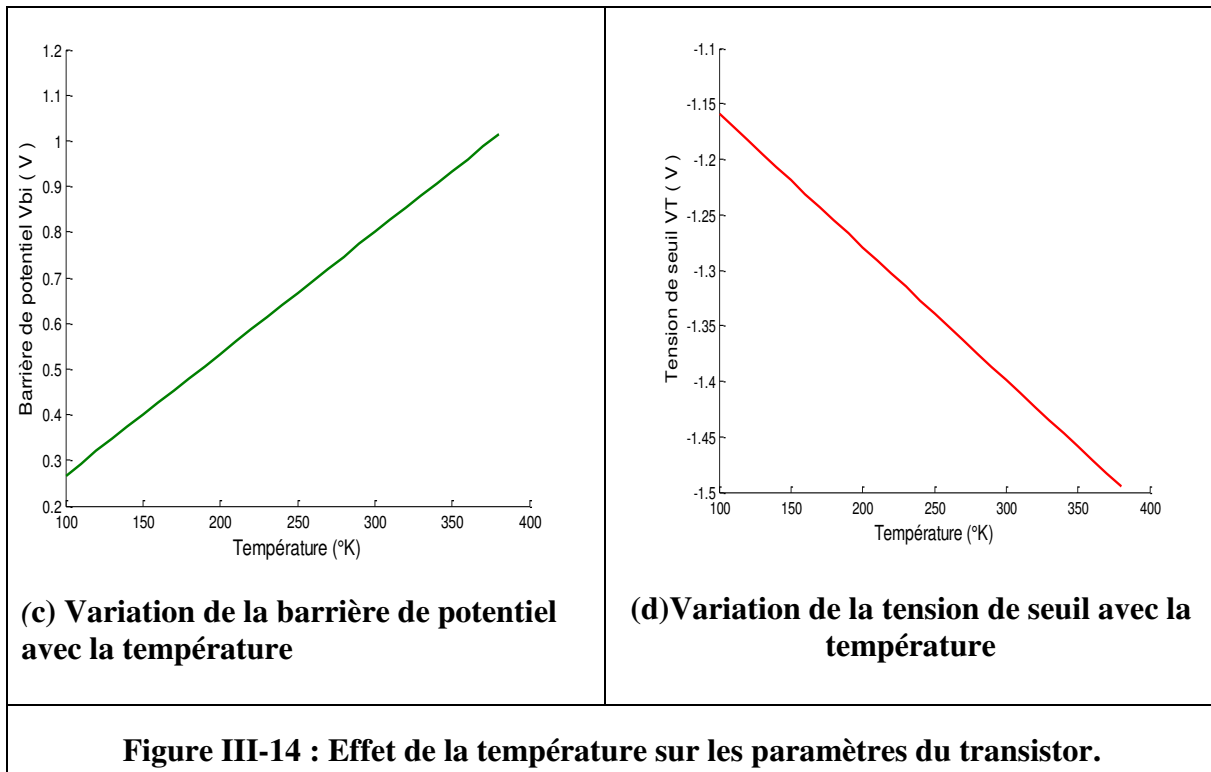
on constate le même effet de ces tensions sur la conductance de drain et la transconductance et qui est représenté sur les figures (III-12) et (III-13).

III.2.2.5-Effet de la température

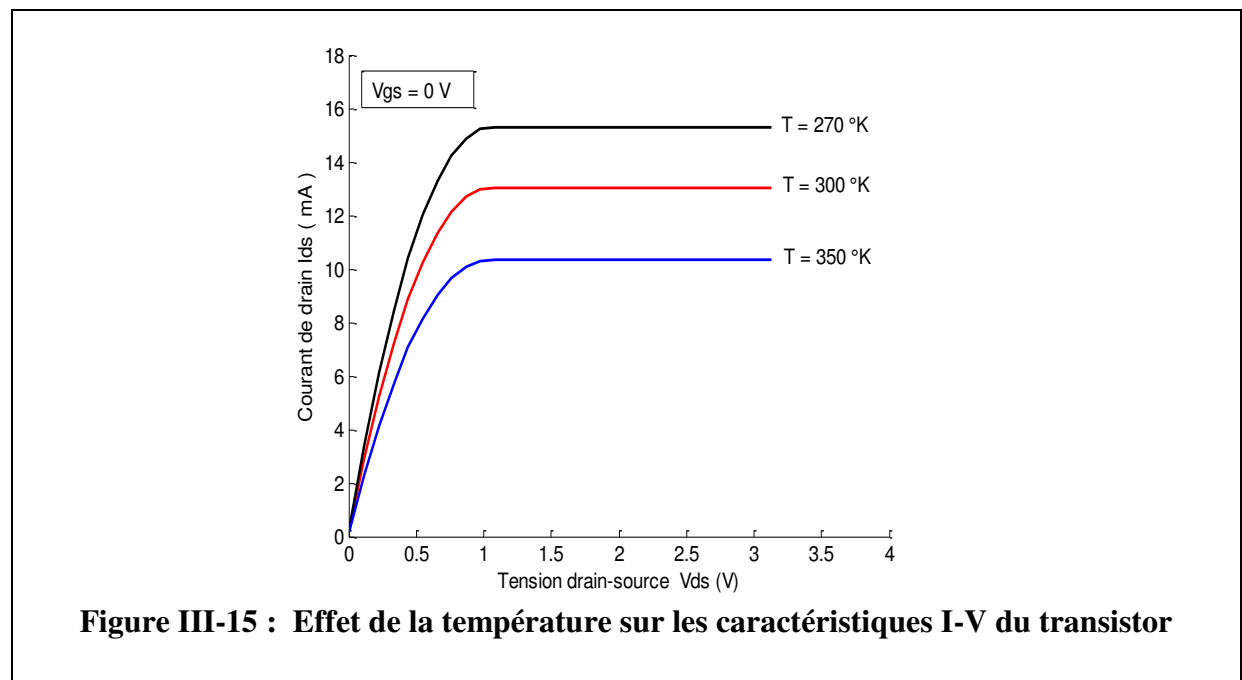
Du fait de sa structure, le MESFET permet des performances optimales, lorsqu'on le fait fonctionner à basses températures. En effet la mobilité des électrons, la vitesse de saturation et la tension de seuil, dans les matériaux semi-conducteurs, dépendent fortement de la température.

Nous exposons sur la figure(III-14) l'influence de la température sur ces paramètres simulé à partir des expressions (II-61), (II-62),(II-63) et(II-64) .





Les figures (III-15),(III-16) et (III-17) présentent respectivement l'influence de la température sur les caractéristiques I-V , sur la transconductance et sur la conductance du transistor «MESFET ». Nous choisirons trois valeurs de la température « $T_a = 270 \text{ °K} \sim - 3 \text{ °C}$ », « $T_a = 300 \text{ °K} \sim 27 \text{ °C}$ » et « $T_a = 350 \text{ °K} \sim 77 \text{ °C}$ ».



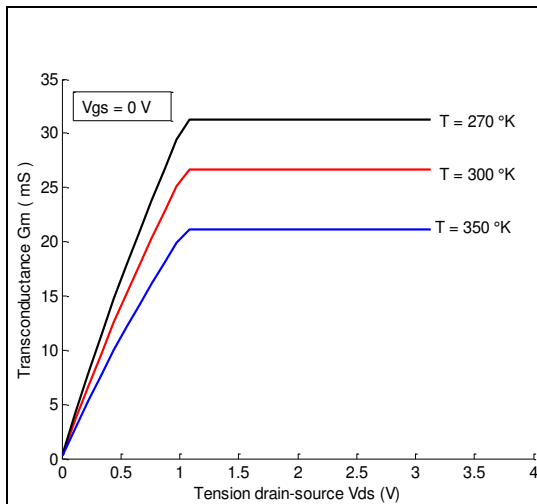


Figure III-16 : Effet de la température sur la transconductance du transistor.

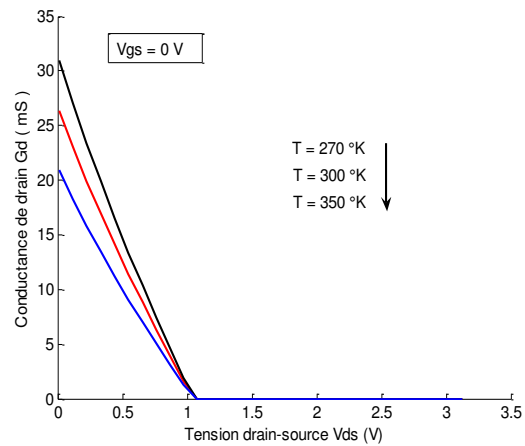


Figure III-17 : Effet de la température sur la conductance du transistor.

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

Si la température croît, l'agitation thermique des porteurs croît, le nombre des porteurs croît également et par conséquent la mobilité des porteurs majoritaires du canal diminue (figure III-14-a), ce qui provoque une diminution du courant « I_{ds} ». De même la hauteur de barrière de potentiel augmente avec la température (figure III-14-c), donc la zone désertée augmente, par contre la largeur du canal se rétrécit et par conséquent le courant drain décroît (figures III-15).

L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la valeur de la mobilité des porteurs. Il en résulte une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance et de la conductance de sortie, figures (III-16) et (III-17) .

III.2.2.6- Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

Dans le but de mettre en évidence l'effet des résistances parasites de source « R_s » et de drain « R_d » sur les caractéristiques I-V du MESFET GaAs [expression II-51], nous présentons sur la figure (III-18), et dans le cas du même transistor, les variations du courant de drain en fonctions des tensions de polarisations avec et sans les résistances parasites.

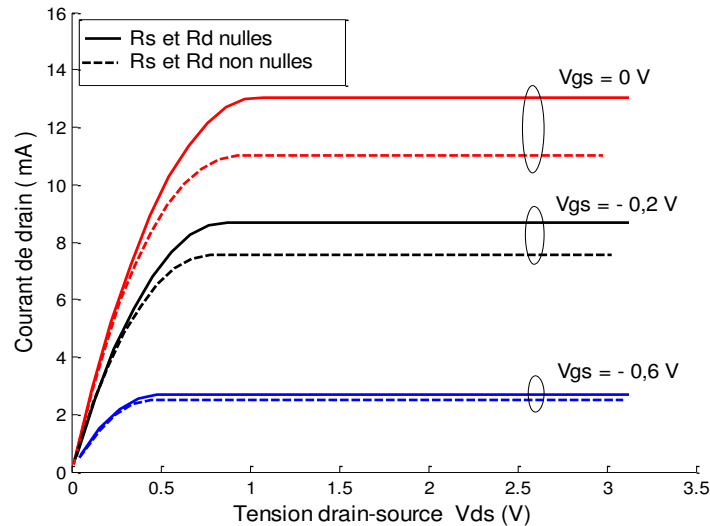


Figure III-18: Effet des résistances parasites R_s et R_d sur les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ du transistor.

On voit clairement 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.

Dans le but de mettre en évidence les effets des résistances parasites de source « R_s » et de drain « R_d » sur les caractéristiques « g_m » et « g_d » du MESFET GaAs, nous présentons sur la figure (III-19) et dans le cas du transistor MESFET précédent, les variations de conductance de sortie et de la transconductance avec et sans les résistances parasites.

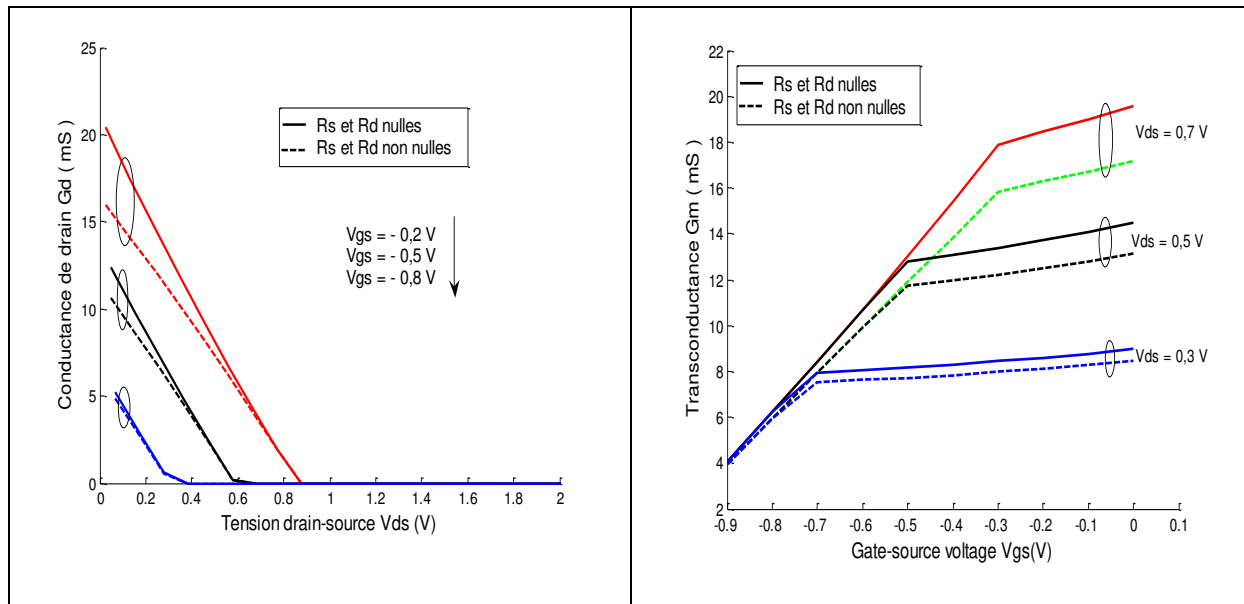


Figure III-19 : Effet des résistances parasites sur la conductance de drain et la transconductance.

On voit clairement que les effets de ces résistances ne peuvent pas être négligés, et sont d'autant plus importants que la valeur de « g_d » et « g_m » sont élevées c'est à dire lorsque la valeur de la tension de grille V_{gs} diminue en valeur absolue.

III.3- conclusion

L'amélioration générale des performances électriques du transistor MESFET GaAs passent avant toute chose par l'amélioration de la qualité des matériaux et en particulier des substrats. de plus l'auto alignement de la grille par implantation résout le problème des résistances d'accès.

L'amélioration des performances électriques envisage une réduction de la longueur de grille (base de diminution du temps de transit) qui doit s'accompagner d'une mise à l'échelle des autres paramètres, notamment de l'épaisseur de la couche active et de son dopage. Le non-respect des règles de changement d'échelle entraîne l'accroissement de la conductance de drain g_d (effet de canal court) ce qui limite le gain intrinsèque g_m/g_d . Le MESFET pose cependant un problème délicat du fait des dopages élevés et du contrôle d'épaisseur de la couche active qu'il exige. Aussi la hausse de température dégrade les performances en puissance et en fréquence du transistor MESFET GaAs. Ceci est dû au fait que la température influe sur la mobilité des électrons ainsi que sur leur vitesse de saturation.

Conclusion générale

Au cours de ce travail, nous avons effectué une étude sur le transistor à effet de champ à grille Schottky (MESFET GaAs). Celle-ci nous a permis d'élaborer un modèle analytique qui simule l'ensemble des propriétés statiques de ce composant, en prenant compte des effets des paramètres physiques sur les caractéristiques électriques transistors.

Le bilan de ce travail est résumé dans les principales étapes des trois chapitres de ce mémoire :

Dans le premier chapitre, nous avons exposé en détail la structure et le principe de fonctionnement des composants à effet de champ de type « MESFET » dans les différents régimes de fonctionnement. Tout d'abord, nous avons fait une présentation des propriétés physique et électronique de l'arséniure de gallium. Après un rappel de la structure métal semi-conducteur, les principales propriétés physique du contact redresseur de type Schottky sont présentées. Ainsi que, la structure et le principe de fonctionnement du MESFET.

Dans le deuxième chapitre, Les caractéristiques statiques courant- tension «I-V » conductance et transconductance ont été obtenues pour différentes régimes de fonctionnement du MESFET GaAs, tout en tenant compte de la variation de la mobilité des porteurs en fonction du champ électrique. Ensuite l'ensemble des équations qui définissent les phénomènes physiques liés au transistor MESFET GaAs sont établies.

Au troisième chapitre, Un logiciel de simulation numérique a été mis on point et nous a permis de déterminer la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} et de la tension de grille V_{gs} , ainsi que l'influence des paramètres physiques sur les caractéristiques courant-tension, la conductance et la transconductance. Nous avons présenté aussi l'effet de la loi de mobilité, la concentration du dopage, les résistances parasites, les effets de bords et l'effet de la température sur les caractéristiques de sortie du MESFET.

Les résultats obtenus dans ce manuscrit montrent bien que les paramètres physiques ont une forte influence sur les performances du transistor à effet de champ MESFET à base de GaAs.. Ce travail ouvre sur plusieurs perspectives d'études mettant en relief des matériaux semiconducteurs ayant des propriétés très intéressantes pour des applications hyperfréquence.

Références Bibliographiques

- [1]: KHAL AICHA ,«Effet de la température sur les propriétés statiques du composant actif à effet de champ MESFET GaAs» ,Mémoire de master, université Larbi ben M'hidi -Oum El Bouaghi ,Année 2011.
- [2] :M. R. BROZEL « Properties of gallium arsenide », book ,Centre for Electronic Materials, UMIST .UK.
- [3] :O. BAUNNAUD « Composant à semi-conducteur de la physique du solide aux transistors », livre ellipses France,2006.
- [4] :MOUSSAOUI ISLAM , RAHMOUNE ABDERRAHMENE, « Etude par simulation des propriétés électriques des composants HEMT sa base d'hétéro structure AlGaAs/GaAs » , Mémoire Master , Université Djilali Bounaama - Khemis Miliana , 2014/2015.
- [5]:YAZID BEDDIAFI ,« Modélisation d'un transistor Mesfet en GaAs en utilisant le Simulateur Atlas »,Mémoire Magister , Université Mohamed Khider – Biskra ,2013 .
- [6]: S. M. Sze ,«physic of semiconductor devices», Ed. INC. J.Willy et Sons, New York 1981.
- [7]:M. SPIESSER, JAN CZOCHRALSKI,« Méthode du tirage des cristaux,Bulletin GFCC » (Mai 1999).
- [8]:BENBOUZA MOHAMED SALAH,«Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs»,Thèse de Doctorat, Université de Batna,2007.
- [9]:CHEDLY REJEB,« Contribution à la caractérisation des effets d'une irradiation auxélectrons sur les propriétés optiques et de transport électrique du GaAs », thèse doctorat, Université de Sherbrooke, (juillet 1993).
- [10]: RACHID KHLIL, «Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des Hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température », Thèse de Doctorat, Université de Reims, 16 mai 2005.
- [11] :C.AZIZI, BENBOUZA, KHEMISSI, MERABTINE ,« Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte », Sciences et technologie B-N° 24 Décembre 2005.
- [12]:GHACHAME SAMAH ,«Caractéristiques électriques d'une diode à barrière de Schottky (sbd) avec et sans couche isolante SIO2 A la température ambiante (300K »,Mémoire de master, Université Mohamed Khider Biskra,2013/2014.
- [13]:MILOUDI Wafa , « Simulation, D'un Transistor HEMT A Base De GaAs (AlGaAs/GaAs)» , mémoire de master , Université Med Khider Biskra, 2013-2014.

- [14]:KHEMISSI SAADEDDINE, « Modélisation non linéaire des composants à effet de champ »,thèse de doctorat, université Mentouri – Constantine , juillet 2009.
- [15]:H. MATHIEU « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », 4eme Edition, Masson, Paris 1998.
- [16]:CHRISTIAN KARL,« MESFET MODELS BASED ON GaAs»,Edition 1996.
- [17]:BOUROUBA FARID« Modélisation et simulation des contacts métal-semi conducteur a barrière inhomogène», mémoire de magister, université Ferhat Abbas-Setif , 2010.
- [18]:GUIZA DOUADI, « Des Transistors A Effet De Champ MESFET GaAs », Mémoire Magister, Université Mentouri Constantine,2009.
- [19]:Mr MASSOUM.NOURDINE, « Modélisation du transport des porteurs de charge dans les dispositifs actifs MESFET, MOSFET à base de GaInP par la méthode de Monte Carlo »,thèse de doctorat ,université Aboubakr Belkaid Tlemcen ,2014.
- [20]: HAMLAOUI SALIHA ,« l'influence de la température sur les propriétés statiques du transistor MESFET GaAs »,mémoire de master ,université Larbi Ben M'hidi Oum El Bouaghi,2013.
- [21]:DOMINIQUE CHEVALLIER,« Puissance et dissipation ».
- [22]: CHRISTIAN KARL,« MESFET models based on GaAs»,Edition 1996.
- [23] :MELLE KHOUALDI NADJET, «Etude Bidimensionnelle Du MESFET En Utilisant La Technique De Fonction De Green», Université Larbi Ben M'hidi (Oumel Bouaghi), 2011.
- [24] :SAMIA AMOURACHE,« Modélisation du transistor à effet de champ a grille Schottky à l'arséniure de gallium », Thèse de doctorat, Université de Constantine, 2007.
- [25]:NICOLAS 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.
- [26]:MOHAMED AMIR ABDI, « Modélisation de l'inverse de la pente sous seuil des transistors FETs nanométriques », Mémoire de magister, Université de Batna, 2006.
- [27] :MELLAL SAIDA, « Optimisation des caractéristiques des transistors à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky MESFET GaAs » ,thèse doctorat en sciences université Larbi Ben M'hidi –Oum El Bouaghi, 2015.
- [28]:HENRY MATHIEU, «Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques», Edition MASSON (2004).

- [29]: CHERIFA AZIZI, SAADEDDINE KHEMISSI, CHAHRAZED KADDOUR, YASMINA SAIDI, «Modèle Analytique des Caractéristiques Statiques du Transistor MESFET GaAs à Grille Submicronique ($L_g = 0,5 \mu\text{m}$) », SETIT 2009 ,5th International Conférence, Sciences of Electronic, Technologies of Information and Télécommunications March 22-26, 2009 – TUNISIA.
- [30]:Y. SAIDI, W. ALLIOUAT , I.HAMMA, M. ZAABAT, C.AZIZI, «Effect of mobility on (I-V) characteristics of GaAs MESFET», Journal of Electron Devices, Vol. 11, 2011,
- [31]:LAHOUAL MOHAMED ,« Etude de caractérisation d'un MESFET-GaAs hyperfréquence et application en circuit amplificateur linéaire à faible bruit (LNA) en bande étroite autour de 10GHz en technologie MMIC pour les systèmes à communications rapides», mémoire de Magister en électronique, Ecole normale supérieure d'enseignement technologique d'Oran, 29 septembre 2009.
- [32]: J. L. Cazaux, J. Graffeuil ,« Optimisation du profil de dopage d'un MESFET réalisé par implantation ionique », Revue Phys. Appl. 21 (1986) 139-149.
- [33]:K. HORIO, T. YAMADA, « Two-dimensional Analysis of Surface-State Effects on Turn- On characteristics in GaAs MESFET's», IEEE Transactions on electron Devices, vol. 46,n⁰4, Avril. 1996, p 648-655.
- [34]:T.A. FJEDLY. T. YTERDAL, M.S.SHUR « Introduction to Device Modeling and circuit »,New York , 1998.
- [35]: F.S. SHOUCAIR AND PEKKA K. OJALA,«High-Temperature Electrical Characteristics of GaAs MESFET's», IEEE Transactions on Electron Device . No.7 .Vol.39. February 1992.
- [36]:S.KHEMISSI, C KENZAI AND ALL, «Influence of physical and geometrical parameters on electrical properties of short gate GaAs MESFET's», SPQEO Vol 9 N^o2, pp 34- 39, 2006.
- [37]:HARIZA SOFIANE MOUHAMED LAMINE, « Transistor MODFET(HEMT) influence de la température et la mobilité», mémoire de master Université Larbi Ben M'hidi (Oum El Bouaghi), 2013.

Titre :

Effet des paramètres physiques sur les caractéristiques électriques du transistor à effet de champ à grille Schottky MESFET GaAs

Résumé :

Dans le domaine des télécommunications, les composants à effet de champ jouent un rôle primordial. Alors nous nous sommes intéressés, dans le cadre de notre étude au transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dit MESFET GaAs.

Le travail consiste à faire une étude sur le transistor à effet de champ à grille Schottky et déterminer l'influence des paramètres physiques sur le comportement du composant.

Un logiciel de simulation sera développé et qui va permettre, à partir des données physiques et de la technologie de la structure, de générer les réseaux de caractéristiques du transistor d'une part et d'autre part de présenter l'influence des paramètres physiques sur les caractéristiques courant-tension, conductance et transconductance du MESFET.

Mots clés : MESFET GaAs, grille Schottky, paramètres physiques, caractéristiques électriques, simulation.

Title:

***Effect of physical parameters on the electrical
Characteristics of the Schottky grid field effect
transistor MESFET GaAs***

Summary :

In the field of telecommunications, field effect components play a key role. So we are interested, as part of our study of the Schottky grid field effect transistor with gallium arsenide called MESFET GaAs.

The work consists of doing a study on the Schottky gate field effect transistor and determining the influence of the physical parameters on the behavior of the component.

A simulation software will be developed which will allow from the physical data of the technology of the structure to generate networks of transistor characteristics. And also to present the influence of the physical parameters on the current-voltage characteristics, conductance and transconductance of the MESFET.

Keywords: MESFET GaAs, Schottky grid, physical parameters, electrical characteristics, simulation.

العنوان :

تأثير المعلمات الفيزيائية على الخصائص الكهربائية للمركبات
ذات الأثر الحقلية ذو بوابة شوتكي والمصنوع من زرنيخ
الغاليوم
MESFET GaAs

الملخص :

تلعب صماتات العبور ذات تأثير المجال دوراً رئيسياً في مجال الاتصالات السلكية واللاسلكية، لذا خصصنا دراستنا إلى الترانزستور ذو الأثر الحقلية ذو بوابة شوتكي والمصنوع من زرنيخ الغاليوم MESFET GaAs

خلال هذه الدراسة قمنا بحساب عبارات الخصائص الرئيسية التي تصف سلوك المركب، سمح لنا بتبسيط الضوء على تأثير مختلف المعلمات المشاركة في التشغيل من أجل التقدير الكمي لتأثيرها على الخصائص الكهربائية للمقل MESFET. اعتمدنا في هذا التحليل على برنامج محاكاة أنشئ على أساس العبارات الرياضية التي وضعت سابقاً.

الكلمات المفتاحية: صمام العبور MESFET GaAs، بوابة شوتكي، الخصائص الكهربائية، المعلمات الفيزيائية، المحاكاة