

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

UNIVERSITE CONSTANTINE1

FACULTE DES SCIENCES EXACTES

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

THESE

PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME

DOCTORAT EN SCIENCES

EN PHYSIQUE

SPECIALITE: SCIENCE DES MATERIAUX

MODELISATION BIDIMENTIONNELLE DU MESFET GaAs.

***Présentée par : Mme
ALIOUAT née SAIDI WASSILA***

Soutenu le 26/04 /2014

Devant le jury :

<u>Président :</u>	S.BENATALLAH	M.C.A	Univ. Constantine 1
<u>Rapporteur :</u>	Y.SAIDI	Prof.	Univ.Constantine1.
<u>Examineurs :</u>	B.BOUDINE	Prof.	Univ.Constantine1.
	C.AZIZI	Prof	Univ. Larbi Ben M'hidi Oum el Bouaghi
	M.ZABAAT	Prof	Univ. Larbi Ben M'hidi Oum el Bouaghi
	M.S BENBOUZA	M.C.A	Univ Batna

DEDICACE

A toute ma famille

Mes remerciements

Remerciements

Tout d'abord remerçons Dieu tout puissant qui nous a permis de réaliser ce travail

*Ce travail a été proposé et dirigé par **Mme SAIDI-YASMINA**, Professeur au département de physique université 1 Constantine à qui j'exprime toute ma reconnaissance et ma gratitude pour son soutien durant ce travail de recherche.*

*Je remercie **Mme S.BENATAALLAH** Maître de conférence A au département de physique, université Constantine1, d'avoir accepté de présider le jury d'examen.*

*Mes remerciements vont également à **Mme C AZIZI**, **Mr M.ZAABAT**, Professeurs au département de physique université d'Oum-El-Bouaghi, **Mr M .BENBOUZA**, Maître de Conférence A à l'université de Batna, **Mr B .BOUDINE** Professeur Université Constantine1 qui m'ont font l'honneur d'accepter de juger ce travail. Je leur exprime toute ma reconnaissance.*

Je remercie dieu de m'avoir donné la force et la volonté pour mener à terme ce travail de recherche, et enfin une pensée bien particulière pour toute ma famille pour leur patience et leur tolérance.

SOMMAIRE

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

Chapitre I : Généralité sur le composant MESFET GaAs

I.1 Caractéristiques de base du MESFET.....	4
I.2 Structure du MESFET GaAs.....	4
I.3 Principe de fonctionnement du MESFET.....	7
I.4 Propriétés du matériau GaAs.....	11
I.4.1 Structure cristallographique d'un substrat GaAs.....	13
I.4.2 Structure de bande d'énergie.....	14
I.5 La diode de Schottky.....	16
I.6 Distribution de charge uniforme.....	18
I.6.1 Mécanismes de transports des porteurs de charge	20
I.7 Amélioration du MESFET GaAs.....	21
I.7.1 La grille champignon.....	22
I.7.2 La grille divisée en plusieurs doigts.....	23
I.8 Les Phénomènes d'Avalanche.....	24
I.8.1 Avalanche due au phénomène d'ionisation par impact.....	24
I.8.2 Avalanche standard.....	24
I.8.3 Effets de pièges (Effets à dynamiques lentes).....	25
I.9 Présentation de l'effet de kink et d'hystérésis.....	26
I.9.1 Présentation de l'effet de kink.....	26
I.9.2 Présentation de l'effet d'hystérésis.....	26
I.10 Effet de bruit.....	26
I.10.1 Bruit thermique.....	27
I.10.2 Bruit de grenaille.....	28
I.10.3 Bruit de scintillation.....	28
I.10.4 Bruit en créneau.....	29
I.11 Phénomène de dégradation du MESFET.....	30
I.11.1 Phénomène de dégradation de grille.....	30
I.11.2 Phénomène de dégradation des contacts ohmiques.....	30

Chapitre II Propriétés Statiques du MESFET GaAs

II.1 Introduction.....	31
II.2 Calcul du potentiel et du champ électrique.....	32
II.3 Equation de fonctionnement du MESFET GaAs.....	36
II.4 Courant de drain dans le canal.....	38
II.5 Transconductance G_m et conductance G_d	42
II.5.1 Transconductance G_m	42
II.5.2 Conductance G_d	42
II.6 Effet des résistances parasites.....	43
II.7 Effet de la mobilité variable.....	44
II.8 Effet de la température.....	46
II.8.1 Résistance thermique.....	47

Chapitre III Résultats et discussion.

III.1 Logiciel de simulation.....	45
III.2 Caractéristiques statique I-V.....	46
III.2.1 Courant de drain.....	46
III.2.1 Effet de la mobilité variable.....	49
III.2.3 Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.....	52
III.2.4 Effet des paramètres géométriques et physiques sur le courant de drain.....	
III.3 Effet de la température.....	

Chapitre VI Résolution de l'équation de poisson sous la méthode de différence finie.

VI. Détermination de l'équation générale du courant	65
VI.2 Principe de la méthode des différences finies.....	66
VI.3 Équations elliptiques.....	67
VI.4 Résultats et discussions.....	68

NOTATION

a	Epaisseur de la zone active.
L	Longueur du canal.
Z	Largeur du canal.
L_{gs}	Distance Grille source.
L_{gs}	Distance Grille source.
I_D	Courant de drain.
I_{Dsat}	Courant de drain de saturation.
V_D	Tension de drain.
V_{Dsat}	Tension de drain de saturation.
V_G	Tension de grille.
V_S	Tension de source.
V_{Seuil}	Tension de Seuil.
V_P	Tension de pincement.
V_{bi}	Tension de diffusion.
h	Profondeur de la zone de charge d'espace formée dans le semi-conducteur.
$h(x)$	Profondeur de la zone de charge d'espace en un point x du canal.
h_S	Profondeur de la zone de charge d'espace coté source.
h_d	Profondeur de la zone de charge d'espace coté drain.
q	Charge d'électron = 1.6×10^{19} C.
ϕ_m	Travail de sortie du métal.
ϕ_s	Travail de sortie du semi-conducteur.
χ	Affinité électronique du semi-conducteur.
ε_0	Permittivité du vide.
ε_{GaAs}	Constante diélectrique du $GaAs$.
ε	= $\varepsilon_0 \varepsilon_{GaAs}$.
E	Champ électrique du $GaAs$.
E_F	Énergie de fermi.
v	Vitesse des électrons.
v_S	Vitesse de saturation des électrons.
ρ	Densité de charge dans le semi-conducteur.
N_D	Densité de donneurs dans semi-conducteur.

N_A	Densité d'accepteurs dans semi-conducteur.
N_C	Densité effective dans de conduction du semi-conducteur.
N_V	Densité effective dans de valence du semi-conducteur.
n	Densité des électrons libres.
p	Densité des trous.
J_n	Vecteur densité de courant des électrons.
J_p	Vecteur densité de courant des trous.
μ_n	Mobilité des électrons.
μ_p	Mobilité des trous.
D_n	Coefficient de diffusion des électrons.
D_p	Coefficient de diffusion des trous.
$g_{n(P)}$	Taux de génération des électrons (trous).
$r_{n(P)}$	Taux de recombinaison des électrons (trous).
G	Taux de génération- recombinaison.
Ψ	Potentiel électrique.
Ψ_c	Potentiel électrique dans le canal.
σ	Conductivité électrique.

Introduction générale :

Le développement de nouvelles technologies pour les applications de télécommunications et les besoins de ces nouvelles topologies de circuits en électronique de puissance telles que les télécommunications par satellites, la téléphonie mobile et les transmissions de données ,ce que l'on appelle «style de vie numérique» ou «maison et voiture connectées » , à rendu absolument nécessaire le développement des modèles pour différents éléments électroniques qui ne cessent à se multiplier et qui connaissent un essor rapide grâce à la maîtrise des techniques micro-ondes mis en œuvre . Au niveau des composants, ces évolutions ont orienté les recherches vers de nouveaux choix technologiques, entraînant une montée en fréquence et autorisant des densités de puissance plus importantes.

En 1948 la fabrication du premier dispositif d'amplification par un corps solide le transistor, fabriqué à BELL Laboratory par BARDEEN BRATTAIN et SCHOKLEY [1], ce qui leur a valu le prix NOBEL en 1956.

Le transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium "MESFET GaAs" a été proposé pour la première fois par MEAD en 1966 [2] et réalisé par HOOPER et LEHERER en 1967 [3], en utilisant la barrière de potentiel du contact Schottky comme étant la grille, pour moduler la conductivité du canal semi-conducteur, entre deux contacts ohmiques qui jouaient le rôle de la source et du drain.

Cette structure a été une modification du transistor à effet de champ à jonction "JFET", proposé avant par SCHOKLEY en 1952 [4], qui a utilisé la jonction PN latérale,polarisée en inverse, formé entre la grille et le canal semi-conducteur. Dans le transistor à effet de champ à barrière de Schottky, MESFET le processus mis en jeu est le même que le JFET mais la polarisation du contact Schottky polarisée en inverse est de grille en métal-semiconducteur.

Ce composé fabriqué à base d'arséniure de gallium a ouvert la voie devant les semi-conducteurs de la catégorie III-V et à différentes applications pour l'électronique à très grandes vitesses [5].

Le transistor MESFET offre certains avantages en comparaison avec le JFET, tels que la formation du barrière métal-semiconducteur à faibles températures la faible chute de tension le long de la largeur du canal, et la bonne dissipation thermique pour les composants de

puissance [5], Le MESFET jouent aussi un rôle prépondérant dans la technologie micro-onde (de 1 jusqu'à 30 GHz) aussi bien comme élément discret comme incorporé dans les circuits intégrés. Ils peuvent être utilisés dans les circuits de petits signaux et dans les amplificateurs de puissance (Oscillateur, Commutateur, Mixeur, Atténuateur), ce qui lui permet de constituer l'élément principal dans les ordinateurs modernes surtout dans les mémoires RAM [6].

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

Ses principales performances en hyperfréquences sont dues à :

L'utilisation du GaAs avec des mobilités de porteurs plus élevées que dans le silicium Si ; la technologie Schottky (métal-SC) utilisée pour l'électrode de grille.

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

Une tension appliquée entre les contacts ohmiques de drain et de source fait circuler un courant d'électrons parallèlement à la surface du semi-conducteur. La saturation de ce courant est due à la saturation de la vitesse des électrons. L'intensité du courant dans les transistors MESFETS est contrôlé grâce à la modulation de la section du canal contrairement aux transistors MOSFETs (*Métal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor*) et HEMTs (*High Electron Mobility Transistor*), où le contrôle du courant se fait par la modulation de la densité des porteurs. Plus précisément, l'intensité du courant est contrôlée par la profondeur de la zone déplétée, qui apparaît sous la jonction métal/semi-conducteur (contact Schottky) constituant la grille.

L'objectif de ce travail de recherche est de faire une étude sur le transistor MESFET à base d'Arséniure de Gallium avec un canal dopé N et de simuler les propriétés du transistor à effet de champ à grille Schottky pour l'optimisation d'un modèle analytique des caractéristiques statiques du MESFET GaAs, ce modèle prend en compte l'ensemble des phénomènes physique spécifique a ce composant, et d'autre part sur l'élaboration d'un

modèle simplifié des éléments intrinsèques (transconductance et conductance de drain) de ce composant. Le modèle proposé a permis de calculer et de tracer par la suite les différentes séries de courbes.

C'est dans ce cadre que se situent nos travaux de recherche ou la thèse est composée de quatre chapitres principaux :

Dans le premier chapitre, une étude bibliographique détaillée sur les composants à effet de champ MESFET, ou on a présentée la physique et les caractéristiques principales du composant MESFET GaAs en précisant la structure, le principe de fonctionnement dans les trois régions linéaire, sous linéaire et saturée. Ensuite la diode Schottky de grille, les phénomènes de transport de charge et le substrat semi isolant sont présentés. Différentes structures sont proposées pour l'amélioration de la structure de base.

Le deuxième chapitre, une étude approfondie des propriétés statiques du MESFET GaAs pour la détermination du potentiel, du champ électrique et du courant dans la région active ainsi que la conductance et la transconductance. Les effets des éléments parasites, de la variation de la mobilité avec le champ électrique et les tensions de bords sont prises en considération. L'effet thermique est aussi pris en considération pour voir l'auto échauffement dans les composants MESFET à effet de champ en faisant un choix rigoureux de la loi de température de Conger et trois lois de mobilité adéquates.

Le troisième chapitre on a procédé à la vérification de la validité des différents résultats la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de V_{ds} , ainsi que la variation de la vitesse, la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des résistances parasites d'accès et la tension de bord sur la caractéristique statique et l'effets des paramètres géométrique et physique sur la caractéristique I-V, l'effet de la température sur les caractéristiques de sortie. pour la simulation des caractéristiques statiques du MESFET submicronique GaAs a été présentée.

Le quatrième chapitre est consacré pour l'étude de la dispersion fréquentielle des paramètres du transistor à effet de champ, et à l'aide d'un logiciel que nous avons élaboré nous déterminons les facteurs Y_{ij} ainsi que la dispersion des différents paramètres du transistor.

CHAPITRE I

Généralités sur le MESFET GaAs

I-1 Caractéristiques de base du MESFET

Le principe de base est relativement simple.

Le MESFET est constitué par un barreau semi-conducteur de type N sur lequel sont réalisés à chaque extrémité des contacts ohmiques SOURCE et DRAIN. A mi-distance, un Contact SCHOTTKY matérialise l'électrode de GRILLE.

Le MESFET se compose d'un canal de conduite placé entre une source et une région de contact de drain comme représenté sur la figure ci-dessous. L'écoulement de porteur de la source au drain est commandé par une porte en métal de Schottky. La commande du canal est obtenue en changeant la largeur de couche d'arrêt sous le contact en métal qui module l'épaisseur du canal de conduite et de ce fait du courant.

Le but est donc de moduler le courant source drain (à tension drain source, V_{ds} , donnée) en fonction de la tension appliquée sur la grille et de la désertion induite sous cette dernière.

Dans ce chapitre, nous définissons la structure et le principe de fonctionnement du MESFET GaAs, ainsi que les phénomènes physiques internes au composant qui régissent son fonctionnement.

I-2 Structure du MESFET GaAs

La structure du transistor à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium est représentée sur la figure (I-1). Il comporte un substrat semi isolant monocristallin en GaAs compensé au chrome Cr qui doit être le moins conducteur possible. Il ne joue aucun rôle électrique mais constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée N d'arséniure de gallium GaAs est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Deux zones fortement dopées N^+ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle

implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky.

De plus, sur la figure (I-1), les principales dimensions géométriques sont représentées. La petite dimension de contact de grille «L» est appelée par convention longueur de grille du transistor elle est comprise entre 0.5 et 4 micron. Elle détermine en grande partie la fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à 1 micron. La deuxième dimension est la largeur de grille «Z» et elle rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de L. L'épaisseur «a» de la couche active est généralement de 0.3 à 0.6 micron. la réalisation des contacts ohmique par la métallisation d'un alliage or-gérmanium (AuGe) sur la région n de chaque coté de la grille fait prendre mis en œuvre la distance entre ces deux électrodes qui peut varier suivant la structure entre 3 et 10 micron.

La structure du transistor à effet de champ à barrière schottkey (*METal-Semiconductor Field Effect Transistor*) représentée au dessous. la jonction grille canal est remplacée par une barrière Métal-Semiconducteur. La largeur du canal entre la source et le drain est modifiée par la variation de l'épaisseur de la ZCE de la barrière.

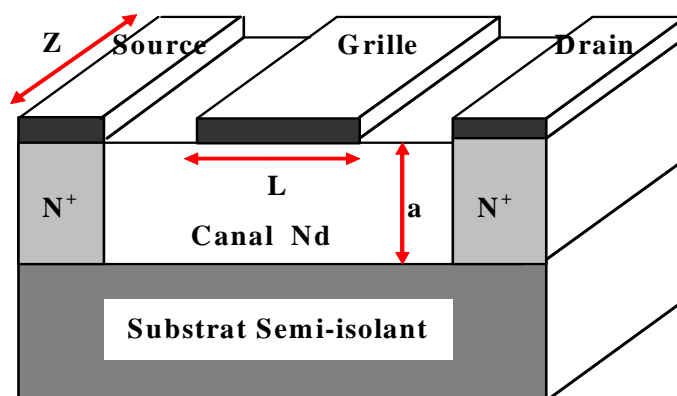


Figure (I-1) : Structure du transistor MESFET GaAs

Deux nombreux avantages apparaissent : Pour faire des grilles de longueur très faible ($L < 1 \mu\text{m}$), la technique de la diffusion ne peut pas être utilisée, celle du dépôt de métal convient mieux. La diode SCHOTTKY, ne présentant pas de charges stockées, présente des vitesses de réponse beaucoup plus élevée. Pour accroître encore la fréquence maximale de fonctionnement, on cherche des mobilités de porteurs importants. La mobilité des électrons (toujours supérieure à la mobilité des trous) est beaucoup plus élevée dans les III/V (GaAs, InP) que dans le silicium. Cependant le fonctionnement des MESFET en III/V est beaucoup plus complexe.

L'élaboration de couches actives de type n s'effectue de diverses manières d'épitation [7] :

- Par épitation en phase liquide (LPE), elle ne permet pas le contrôle de l'épaisseur de la couche active.
- Par épitation en jet moléculaire (MBE), elle permet le contrôle de l'épaisseur avec une très grande précision et bien adaptée à la réalisation des MESFETs normalement bloqués.
- Par implantation ionique, présente les mêmes avantages que celle de l'épitation par jet moléculaire, et elle assure une homogénéité excellente pour les structures réalisées.
- Par épitation en phase vapeur (VPE), très utilisée dans l'industrie des composants discrets [8].

Les plus répandues sont d'une part l'épitation en phase vapeur pour la réalisation de composants discrets et d'autre part l'implantation ionique pour les circuits intégrés Micro-ondes Monolithiques (MMIC) [9].

I-3 Principe de Fonctionnement du MESFET :

La base du fonctionnement d'un MESFET est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure I-1). Le contact de grille est de type Schottky. Une couche dépeuplée d'électrons libres, appelée zone de charge d'espace (ZCE), se crée sous la grille. Aucun courant ne peut traverser cette couche. La région où le courant peut circuler est donc réduite à la fraction de la couche active non dépeuplée.

La concentration des électrons mobiles est donc maximale dans la fraction restante de la couche conductrice représenté dans la figure (1-2). [10]

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

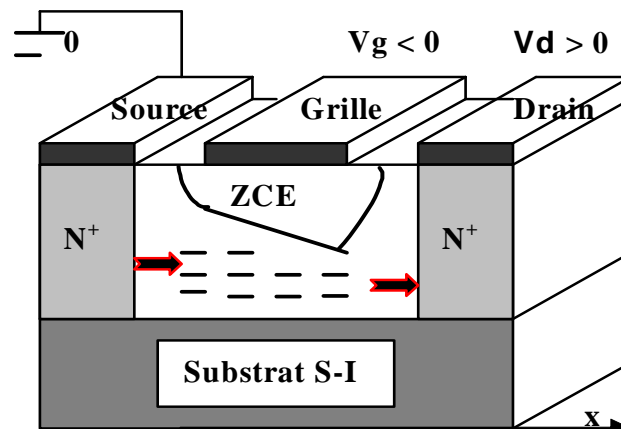


Figure (1-2) Principe de fonctionnement du MESFET GaAs.

Le Transistor à effet de champ Métal-Semiconducteur est un dispositif unipolaire [11] où seul les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement. Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes.

Le Métal- Semi-conducteur Champ Effet Transistor (MESFET) se compose d'un canal de conduction placé entre une source et une région de contact de drain suivant les indications du schéma (1-2). L'écoulement de porteur de la source au drain est commandé par une porte en métal de Schottky subissant une application d'un champ électrique transversal entre la grille et le canal. La commande du canal est obtenue en changeant la largeur de couche d'arrêt sous le contact en métal qui module l'épaisseur du canal de conduction et de ce fait le courant entre la source et le drain.

Pour bien définir le principe de fonctionnement du MESFET, trois cas sont schématisés sur la figure (1.3) ; représentant la zone active du transistor sous différents régimes de polarisation

On suppose que la source est portée à la masse, $V_s=0$. Lorsque la grille est polarisée par rapport à la source, par une tension négative V_g , une zone vide de porteurs de profondeur d est développée dans le canal. La section conductrice est alors $a - d$. Le drain est polarisé par rapport à la source par une tension V_d positive créant dans le canal un courant I_d . En raison de la polarisation du drain, le contact Schottky est plus polarisé coté drain que coté source, ce qui entraîne une variation de la largeur d , c'est à dire de la section conductrice tout le long du canal.

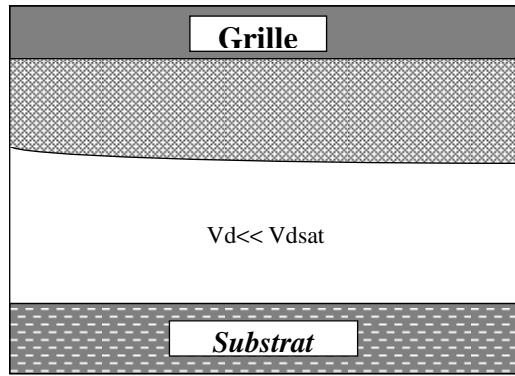
Le principe de fonctionnement est représenté sur la figure (I-3), sur laquelle est schématisée la zone active du transistor sous différents régimes de polarisation [12] :

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

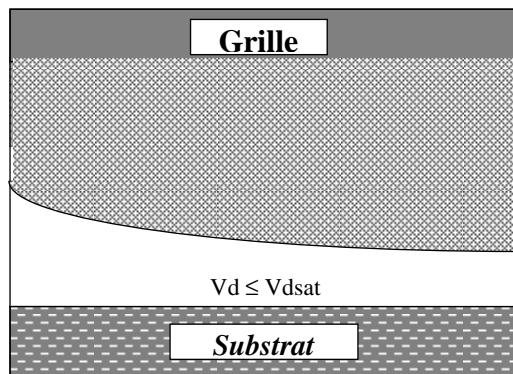
$V_d \leq V_{dsat}$: quand la tension drain - source augmente, le champ électrique dans le canal augmente et la déformation de ce dernier devient importante, le courant présente une variation sous linéaire avec la tension V_d et amorce une saturation lorsque $V_d = V_{dsat}$. Notons que pour les MESFETs GaAs, la longueur du canal est considérablement réduite, elle est de l'ordre du micron. Il en résulte que le champ électrique longitudinal dans le canal est important, de sorte que la variation de la mobilité des porteurs avec celui - ci devient non négligeable et la vitesse atteint une valeur limite de saturation v_s , lorsque le champ électrique atteint la valeur critique E_c . La saturation du courant de drain est par conséquent modulée par deux facteurs : la saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique, et le pincement du canal (lorsque la largeur conductrice du canal coté drain devient nulle). Lorsque le canal est suffisamment long, la saturation est modulée par le pincement. Notons aussi que l'injection des porteurs majoritaires dans la zone de charge d'espace sous l'effet du champ électrique dans le canal apporte une contribution non négligeable au courant de drain

$V_d > V_{dsat}$: Le courant de drain est sensiblement constant. Sa faible variation avec la tension drain - source est essentiellement due au flux des porteurs à travers le substrat [13-14]. Lorsque la tension de polarisation V_g augmente, la largeur conductrice du canal diminue. A partir d'une certaine valeur de V_g , le canal est obturé quelque soit la valeur de V_d . Le transistor est alors bloqué et la tension V_g correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens, la tension de polarisation ne peut aller au delà du zéro (pour un transistor normalement ON), car la jonction métal - semi-conducteur de grille se trouve alors polarisée en direct et devient un court circuit [15]. Seules des polarisations de grille négatives sont compatibles avec le fonctionnement du transistor où ne circule que le courant inverse de la jonction Métal - Semi-conducteur. Ainsi la spécificité de ce transistor qui le différencie du transistor bipolaire, est la valeur élevée de son impédance d'entrée [12].

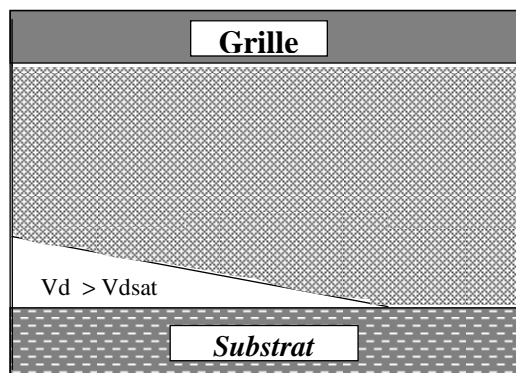
. La présence du contact Schottky crée une zone dépeuplée de porteurs libres sous la grille. La concentration des électrons mobiles est donc maximale dans la fraction restante de la couche conductrice appelée canal conducteur. En effet, lorsque l'on applique une tension V_{ds} positive, un flux d'électrons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



a- Régime de fonctionnement linéaire.



b- Régime de pincement
«sous- linéaire ».



c- Régime de saturation.

Figure I-3 : Principe de fonctionnement du MESFET.

I.4 Propriétés du Matériau GaAs

Le GaAs est un matériau semi-conducteur III-V composé de l'élément gallium (Ga) de la colonne III et de l'élément arsenic (As) de la colonne V du tableau périodique des éléments[16]. Le GaAs a été obtenu par Goldschmidt en 1929, mais les premières propriétés électroniques rapportées des composés III –V comme semi-conducteurs ne sont apparues qu'en 1952.

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

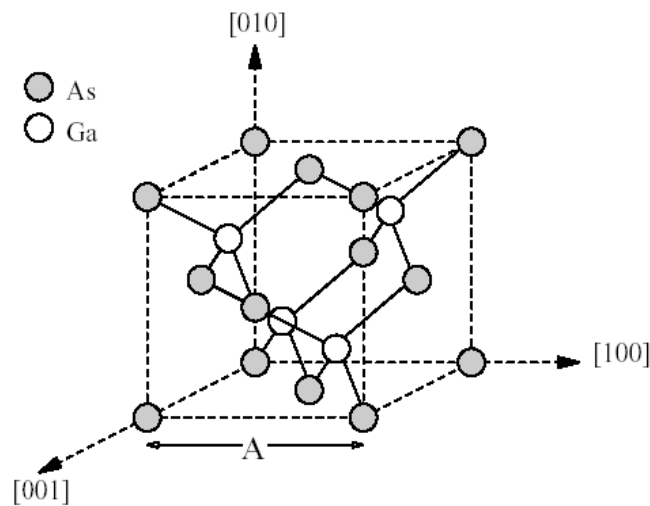


Figure I-4 : Structure cristalline du GaAs.

Le tableau I-1 Schématisé au dessous présente quelques propriétés du GaAs à 300 °K

Propriété GaAs	Paramètre
Structure du cristal	Zinc blende
Constante du réseau	5.65 Å
Densité	5.32g /cm ³
Densité atomique	4.56 10 ²² atomes/cm ³
Poids moléculaire	144.64
Coefficient de dilatation thermique	5.8 10 ⁻⁶ K ⁻¹
La chaleur spécifique	0.327 J/q.K
La conductivité thermique	0.55 W/cm. °C
Constante diélectrique	12.85
Bande d'énergie interdite	1.42 eV
Mobilité des électrons	8500 cm ² /V.s
Mobilité des trous	400 cm ² /V.s

Tableau 1-1 Propriétés du GaAs à température ambiante

Le Tableau I-2 présente les principales propriétés du Silicium (Si), de l'Arséniure de gallium (GaAs), de Nitrure de Gallium (GaN) et du Carbure de Silicium (SiC) pour une densité de donneurs Nd de 10^{17} atomes/cm³.

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

Tableau 1-2 : Comparaison de quelques propriétés physiques de différents semi-conducteurs

I.4.1 Structure cristallographique d'un substrat GaAs

Rappelons que la zone de Brillouin des réseaux cfc a la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube, comme cela est illustré sur **la figure I-4-a**. Elle présente un centre de symétrie à l'origine (noté Γ) et des axes de symétrie :

Les axes $\langle 100 \rangle$ à symétrie d'ordre 4 (Δ),

Les axes $\langle 111 \rangle$ à symétrie d'ordre 6 (Λ),

Les axes $\langle 011 \rangle$ à symétrie d'ordre 2 (Σ).

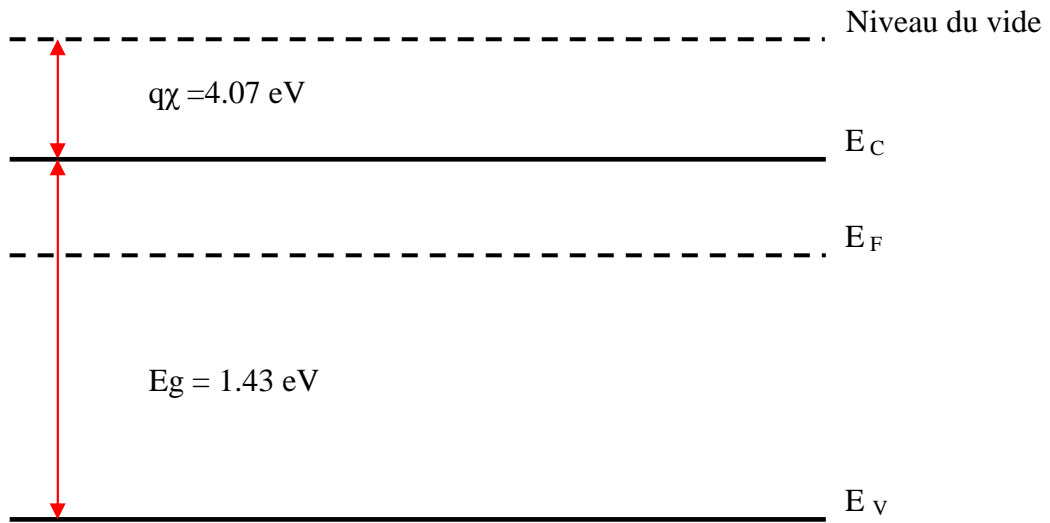


Figure I-5 : Diagramme d'énergie des bandes du semi-conducteur GaAs à 300 °K

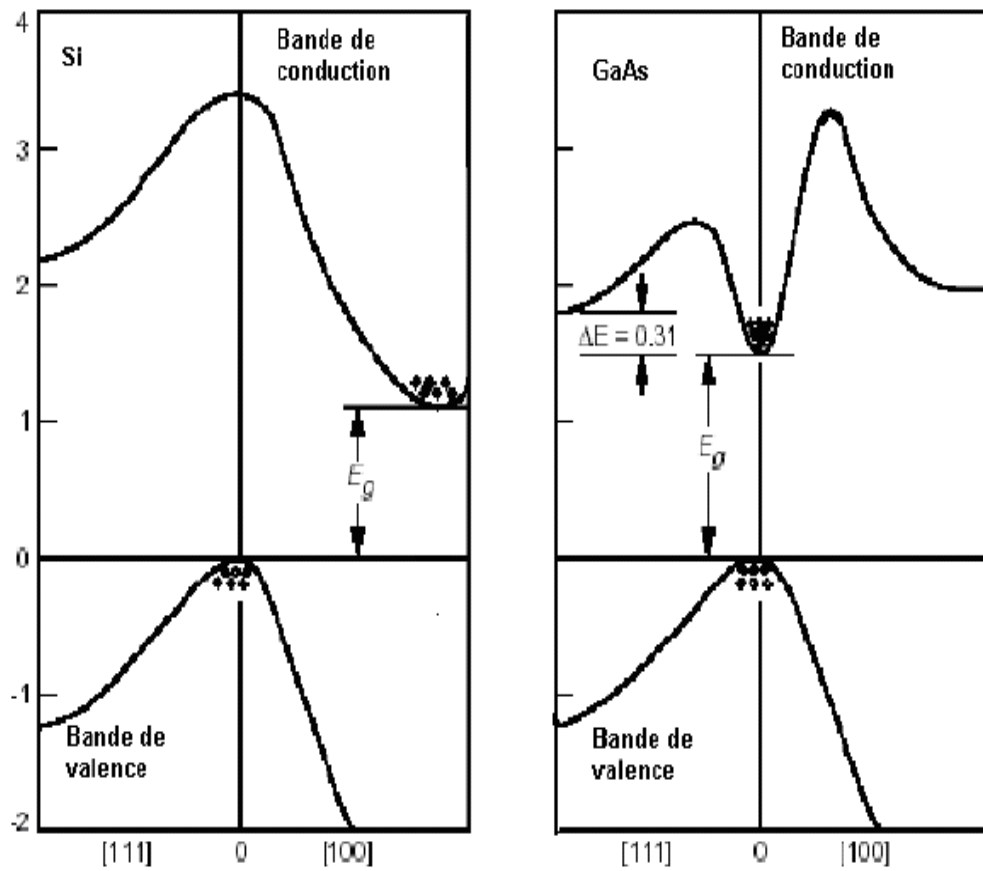


Figure I-6 : Structure de bande d'énergie du silicium et du GaAs.

I.5 La diode Schottky

Une diode Schottky utilise une jonction métal-semiconducteur (au lieu d'une jonction p-n comme les diodes conventionnelles). Alors que les diodes standard en silicium ont une tension de seuil d'environ 0.6 volt, les diodes Schottky ont une tension de seuil (pour une polarisation directe d'environ 1 mA) dans la gamme de 0.15V à 0.45 V, ce qui les rend utiles en limitation de tension et en prévention de saturation des transistors.

La différence fondamentale entre les deux composants est que le fonctionnement fait appel aux porteurs majoritaires dans la diode SCHOTTKY alors que ce sont les porteurs minoritaires qui interviennent dans la diode PN.

Lorsque un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel $q\phi_b$ qui est égale à : $q\phi_b = q\Phi_m - q\chi$; où :

$q\Phi_m$: représente le travail de sortie du métal (travail nécessaire pour arracher un électron du niveau de Fermi du matériau au niveau du vide .

$q\chi$: représente l'affinité électronique du semi-conducteur .

V_b : est le potentiel de barrière de la ZCE

ZCE : Zone de charge d'espace.

Lorsqu'on applique une polarisation direct à la diode Schottky les électrons de la région N vont transiter vers le métal tandis que le niveau de Fermi du système est aligné.

Le contact métal-semiconducteur est ohmique ou redresseur suivant la différence des travaux de sortie et le type du semi-conducteur.

Si $q\phi_m > q\phi_s$

Le contact métal-semiconducteur (n) est redresseur.

Le contact métal-semiconducteur (p) est ohmique.

Si $q\phi_m < q\phi_s$

Le contact métal-semiconducteur (n) est ohmique.

Le contact métal-semiconducteur (p) est redresseur.

Dans le cas de :

$q\phi_m > q\phi_s$

Lors de la mise en contact du métal et du semi-conducteur, les électrons du semi-conducteur situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du métal. Ils vont donc transférer vers le métal en laissant derrière eux les atomes donneurs positifs fixes. Du côté

métal, le surplus d'électrons se concentre avec une densité d'états d'énergie d'ordre 10^{22} cm^{-3} . Ce phénomène s'arrête lorsque l'alignement des niveaux de FERMI est réalisé. Une zone désertée (ZCE) apparaît donc dans le semi-conducteur d'épaisseur W dans ce cas en parlera d'une barrière métal-semiconducteur ou encore d'une diode SCHOTTKY

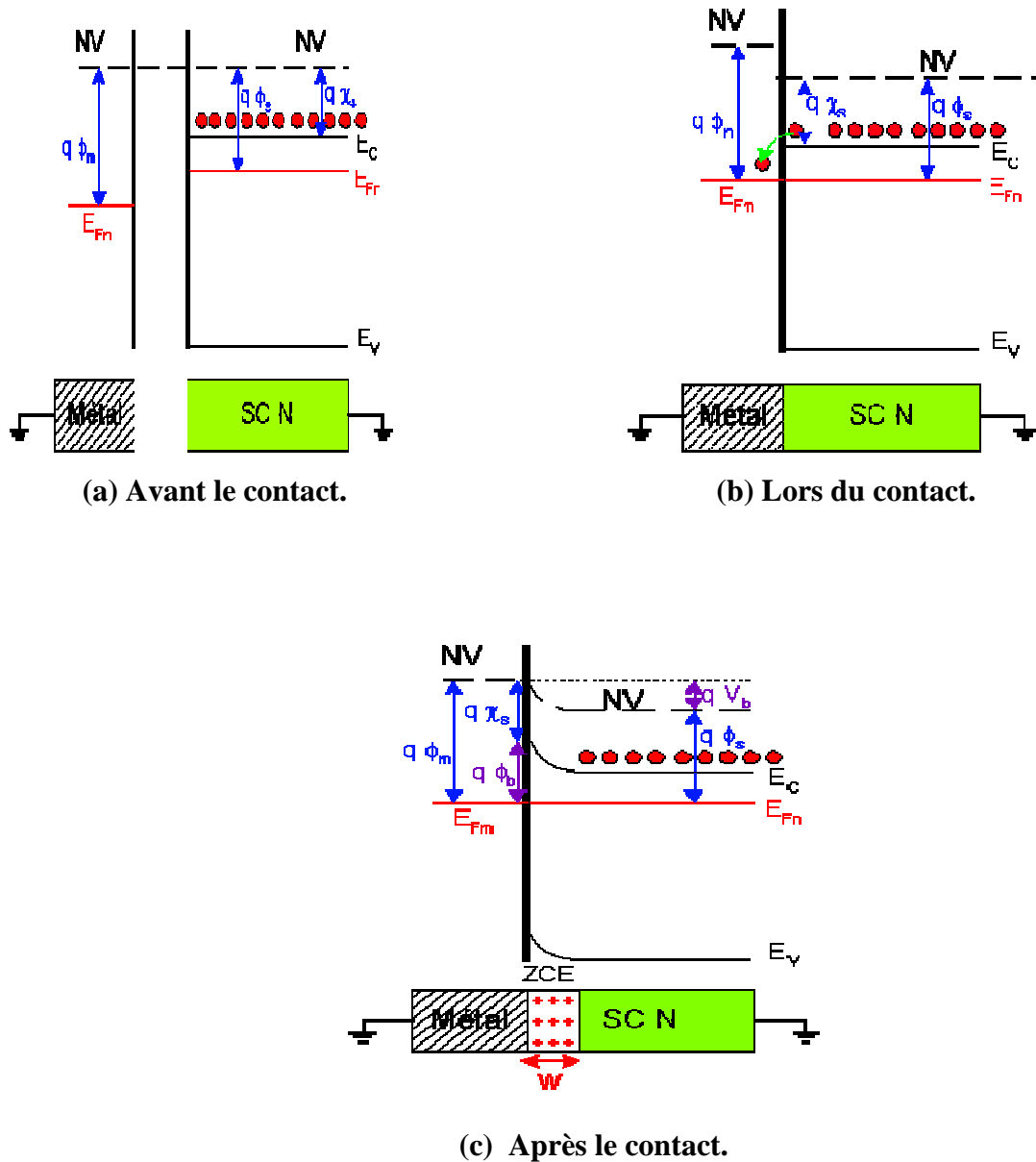


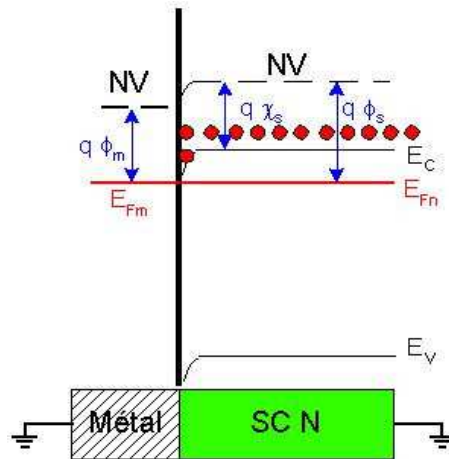
Figure I-7 : Contact Schottky

- (a) diagramme énergétique : Avant le contact.
- (b) diagramme énergétique : lors du contact
- (c) diagramme énergétique : Après le contact

Dans le cas de :

$$q\phi_m < q\phi_s$$

Lors de la mise en contact du métal et du semi-conducteur, les électrons du métal situés près de l'interface possèdent une plus grande énergie que ceux du semi-conducteur. Ils vont donc transférer vers ce dernier. Il apparaît une zone de déficit de porteurs négatifs dans le métal et une accumulation de porteurs dans le semi-conducteur, le niveau de FERMI s'aligne. Pour une application d'une tension on parlera donc d'un contact ohmique.



(d) Après le contact

Figure I-8 : diagramme énergétique d'un contact schottky

I.6 Distribution de charge uniforme

Pour une région N uniformément dopée, avec l'approximation du canal graduel, nous supposons que le semi-conducteur est homogène avec une densité de donneurs N_D qui soit ionisée à la température ambiante et on admet que la densité des états d'interface est négligeable.

Nous supposons que la zone de charge d'espace est vide de porteurs libres et nous appelons h la largeur de cette zone.

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

$$\begin{aligned} \rho &= qN_D & 0 < y < h \\ \rho &= 0 & y > h \end{aligned} \quad \text{(I-1)}$$

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

$$\frac{d^2V(y)}{dy^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon} \quad \text{(I-2)}$$

avec $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{\text{GaAs}}$

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = \frac{qN_D}{\epsilon}(y-h) \quad \text{(I-3)}$$

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

$$E_s = \frac{qN_D}{\epsilon} h \quad \text{(I-4)}$$

La répartition du potentiel s'obtient par intégration du champ électrique, en prenant l'origine des potentiels à l'interface :

Le potentiel, prend sa valeur maximale à $y=h$ qui est la tension de diffusion V_{BI} ou potentiel interne. Cette tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur :

$$qV_{BI} = q(\phi_m - \phi_s) \quad \text{(I-5)}$$

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

$$\begin{aligned}
V_{BI} &= V(y = h) - V(y = 0) \\
&= -\frac{qN_D}{2\epsilon}
\end{aligned}
\tag{I-6}$$

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

$$h = \sqrt{\frac{2\epsilon V_{BI}}{qN_D}} = \left[\frac{2\epsilon}{N_D} (\phi_m - \phi_s) \right]^{\frac{1}{2}}
\tag{I-7}$$

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

$$h(V) = \left[2\epsilon \frac{(V_{BI} - V)}{qN_D} \right]^{\frac{1}{2}}
\tag{I-8}$$

1.6.1 Mécanismes de transport des porteurs de charge

Les équations de base de transport des porteurs de charge sont données par :

$$J_n = qn\mu_n E + qD_n \nabla n \quad \text{pour les électrons} \tag{I-9}$$

$$J_p = qp\mu_p E - qD_p \nabla p \quad \text{pour les trous} \tag{I-10}$$

D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous reliés par la relation d'Einstein :

$$D_n = \frac{KT\mu_n}{q}, \quad D_p = \frac{KT\mu_p}{q}
\tag{I-11}$$

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

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla J_n - qG \quad \text{pour les électrons} \quad \text{(I-12)}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{q} \nabla J_p - qG \quad \text{pour les trous} \quad \text{(I-13)}$$

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

$$G = g_n(p) - r_n(p) \quad \text{(I-14)}$$

I.7 Amélioration du MESFET GaAs

Les chutes de tension qui se produisent dans les éléments résistifs séries situés entre les contacts de source, de drain, de grille et la zone active sous la grille dégradent donc les performances du transistor réel par rapport à celle que l'on pourrait attendre d'un transistor idéal. Souvent dénommé transistor intrinsèque, où ces effets parasites seraient absents, il est essentiel de savoir comment les minimiser.

Les résistances séries de source et de drain résultent à la fois de la nature imparfaite du contact ohmique or-germanium (AuGe) et de l'existence d'une zone résistive inactive constituée par la métallisation de grille. Pour remédier à ce problème on a deux facteurs sur lesquels on peut agir : le dopage N_D et l'épaisseur a_1 de la couche au niveau des contacts. sachant que N_D et l'épaisseur a sous la grille sont fixés par les performances, il convient alors de réaliser une couche conductrice plus épaisse et de creuser la grille pour obtenir une valeur élevée de l'épaisseur a_1 tout en maintenant l'épaisseur a et de sur doper la couche active en surface (**figure I-9**).

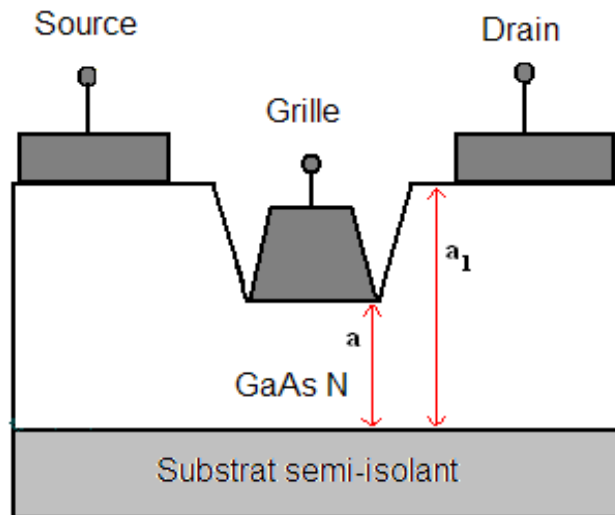


Figure I-9 : Coupe longitudinale du MESFET à grille creusée.

I.7-1 La grille champignon

La résistance série associée à la métallisation de grille est la cause de la chute de la tension et la dégradation des performances micro-ondes est considérée comme une source de bruit de fond. Pour la calculer on considère la grille comme une structure distribuée, ceci conduit à l'expression d'une résistance série R_G équivalente qui s'écrit [17]:

$$R_G = \frac{\rho_G Z}{3H_G L_{eff}} \quad (\text{I-15})$$

Où :

ρ_G : est la résistance du métal de grille exprimée en Ωm ;

H_G : est l'épaisseur de métallisation.

La forme de la grille en champignon permet donc de différencier la longueur L_{eff} , correspondant à la résistance R_G sans affecter les performances du composant.

Pour réaliser cette forme, on utilise deux couches de résines photosensibles.

On peut obtenir une réduction supplémentaire en augmentant les dimensions de la métallisation (grille « champignon ») [18], en mettant une deuxième longueur de grille L_{eff} plus grande que L . Cette structure est réalisée en utilisant deux couches de résines photosensibles (**figure I-10**).

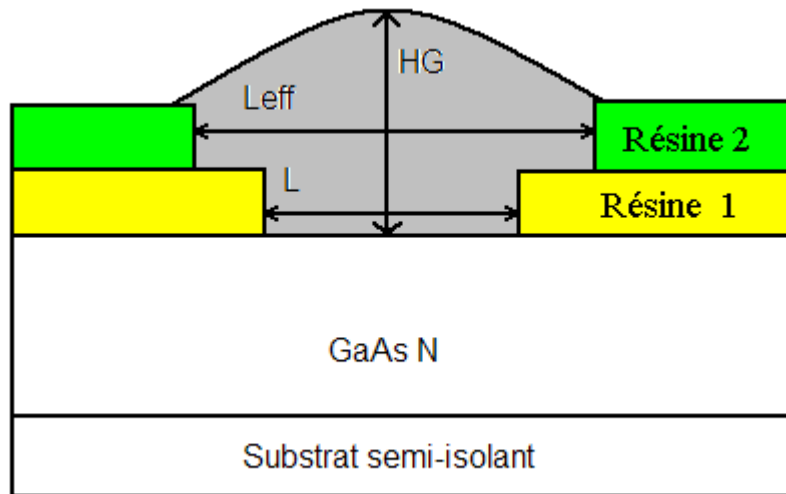


Figure I-10 : Coupe d'une grille « champignon » réalisée par double photogravure.

I.7.2 La grille divisée en plusieurs doigts.

Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour réduire la résistance de grille, et en particulier l'utilisation de doigts multiples qui consiste à diviser la métallisation de grille en plusieurs doigts. La résistance se trouve réduite d'un facteur N_K qui peut être suffisamment élevé, (**figure I-11**).

Si N_K est le nombre de doigts de grille en "II" ou en "T", on obtient [17] :

$$R_g = \frac{R_{gi}}{(N_K)^2} \quad \text{(I-16)}$$

Où :

R_{gi} étant la résistance de grille d'un doigt calculée par la relation (I-15)

Aujourd'hui des structures plus performantes, sont employées, comme les structures LDD qui utilisent les MESFET à grille submicronique avec des régions implantées par étapes coté source et drain [19].

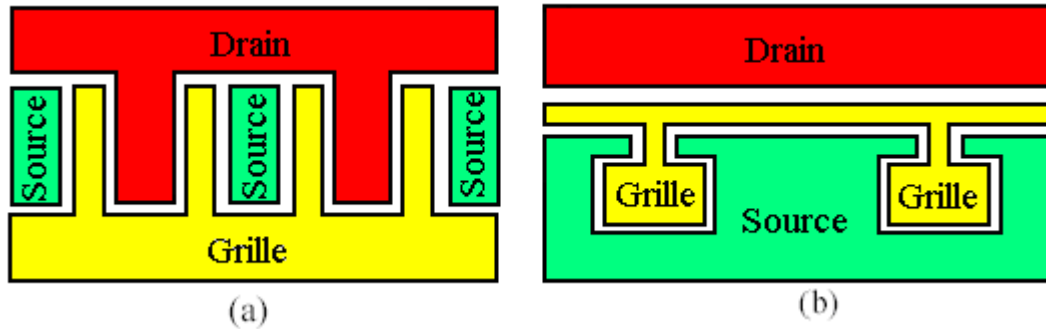


Figure I-11 : Exemple de métallisation de grille à deux doigts

(a) Structure en « Π »

(b) Structure en « T »

I.8 Les Phénomènes d'Avalanche

I.8.1 Avalanche due au phénomène d'ionisation par impact :

Ce phénomène est similaire à celui ayant lieu dans les transistors bipolaires. Il est lié à la génération de paires électrons trous pour de forts champs de drain. Les électrons sont alors accélérés par le champ électrique provoquant une augmentation du courant de drain tandis que les trous sont évacués à travers la grille ce qui provoque un courant de grille négatif.

I.8.2 Avalanche standard :

Lorsque le canal est pincé, la tension de grille induit un champ électrique vertical. Si cette tension devient encore plus négative, et supérieure à la tension de pincement du canal (V_p) elle peut également entraîner le déclenchement d'un phénomène d'avalanche. Il se crée un champ électrique entre ces deux électrodes. A partir d'un certain niveau, ce champ électrique génère un mouvement d'électrons qui va de l'électrode de grille jusqu'au contact de drain. Il y a alors apparition d'un courant négatif sur la grille qui est entièrement reporté en courant positif sur le drain. Ce phénomène donne lieu à un courant de surface. La technologie du « recess », permet d'enterrer la grille à une hauteur plus basse que les électrodes de drain et de source. Ce qui permet de diminuer le champ électrique entre le drain et la grille et d'augmenter ainsi l'excursion maximale du cycle de charge. En éloignant la grille du drain.

I.8.3 Effets de pièges (Effets à dynamiques lentes) [20,21] :

Les phénomènes de pièges correspondent à l'existence d'états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ces niveaux d'énergie sont majoritairement dus à la présence d'impuretés dans le substrat. Ils sont plus ou moins prédominants en fonction de la filière [22] et capturent ou libèrent des électrons qui participent au courant dans le canal. D'autres effets parasites dépendent de la technologie employée par le fondeur et du niveau d'impureté du substrat. Tous ces phénomènes sont regroupés sous les termes de « sidegating » et de « backgating » [23, 24,25]. Ces effets de pièges peuvent être regroupés en trois catégories :

a) Effets de ‘ Self-backgating ’

Pour les MESFETs, ce phénomène est lié à la présence de pièges dans le substrat semi-isolant. Lors d'une variation rapide du champ électrique entre le drain et la source, les électrons provenant du canal peuvent être piégés rapidement dans le substrat. Le substrat proche du canal devient alors chargé négativement. Ces électrons peuvent être ensuite re-émis avec des constantes de temps plus longues. L'équilibrage des charges implique alors l'apparition d'une zone chargée positivement à l'interface canal substrat dans le canal. Le canal est alors momentanément pincé par une deuxième grille au niveau de cette interface d'où le terme de 'self-back-gating'.

b) Effets de ‘ gate-lag ’

Lorsque le canal passe rapidement d'un état pincé à un état ouvert, l'effet de 'gate-lag' induit un retard quand à la réponse en courant de drain. Ceci est dû aux phénomènes de pièges présent dans le semiconducteur formant le canal. En fonction de V_{gs} , certains pièges peuvent capturer ou émettre des trous de manière transitoire avec une vitesse inférieure à la modulation de V_{gs} induisant ainsi un comportement transitoire du courant de sortie.

c) Effets de ‘ Sidegating ’

Le fonctionnement d'un transistor peut être affecté par l'environnement dans lequel il se situe. Les phénomènes de capture et d'émissions de porteurs au sein d'un transistor peuvent être influencés par les champs électromagnétiques des composants environnants. Le transports des charges peut alors être affecté par un potentiel autre que ceux fournis aux trois accès du transistor. D'autres effets indésirables peuvent apparaître suivant la pureté du substrat et l

I.9 Présentation de l'effet de kink et d'hystérésis.

I.9.1 Présentation de l'effet de kink :

Cet effet se manifeste par l'augmentation rapide du courant de drain, dans la région de saturation pour une certaine tension de drain que l'on appelle v_{kk} ce qui conduit à une augmentation de la conductance drain source (g_{ds}) et un faible gain en tension. Cet effet parasite est gênant aussi bien dans les applications analogiques que numériques; il est donc important de le comprendre pour pouvoir ensuite le réduire, afin de concevoir des dispositifs avec de bonnes performances.

I.9.2. Présentation de l'effet d'hystérésis :

Le deuxième effet parasite que nous avons observé sur les réseaux de caractéristiques statiques I_{ds} - V_{ds} est un effet que nous appellerons par la suite hystérésis. Il consiste en une baisse du courant de drain lorsque les caractéristiques sont enregistrées en ramenant la tension de grille à 0V après l'avoir abaissée au voisinage de la tension de pincement. Ce phénomène s'observe parfaitement à la température ambiante pour le transistor S291 d'une longueur de grille $8\mu m$ uniquement pour $V_{gs} = 0V$.

I.10 Effet de bruit :

L'étude du bruit des semi-conducteurs du point de vue expérimental est compliquée à cause des fluctuations multiples. Les bruits additionnels et les instabilités dus aux contacts entre l'échantillon et ses électrodes sont réduits par l'emploi de contacts dont les dimensions sont très grandes par rapport à celui du semi-conducteur. La recherche de forme et de technologie appropriées, rendent négligeable le rôle de ces contacts en leur assurant un caractère ohmique prononcé et une faible résistance. L'échantillon est taillé dans un monocristal aussi parfait que possible de façon à supprimer les inhomogénéités dues à des variations accidentelles et résiduelles de la densité de dopage. Dans ces conditions, les résultats de mesures, celle de Van der Ziel, Herzog et Mattson en particulier, conduisent à un facteur de bruit de la forme [26] :

$$n = 1 + \frac{I_d^2}{f} + \frac{BI_d^2}{1 + \left(\frac{f}{f_1}\right)^2} \quad (13)$$

Où n représente le rapport entre la puissance de bruit observée et celle qui serait engendrée par effet thermique.

I.10.1 Bruit thermique :

La présence de plusieurs régions résistive telles que le canal conducteur, les régions latérales à la grille et les métallisations, conduisent à de nombreuses sources de bruit thermique. A la température ambiante, les électrons d'un matériau disposent d'une énergie $E = kT$, leur permettant de se déplacer dans le réseau cristallin. Le déplacement de ces électrons est complètement désordonné (mouvement *Brownien*) et dans ces conditions, il est plus juste de parler d'agitation thermique. Durant leur déplacement aléatoire, les électrons vont entrer en collision avec les atomes du réseau cristallin. Lorsque le temps de transit des électrons devient supérieur au temps de relaxation (temps séparant deux collisions), il en résulte une fluctuation aléatoire de la charge conduisant à un bruit Δi d'origine thermique. Si R est la résistance de l'échantillon, la différence de potentiel de bruit qui apparaît entre les bornes est :

$$\Delta V = \Delta i R \quad (14)$$

Il produit une tension dont la valeur quadratique moyenne est :

$$\overline{V^2} = 4 kT R \Delta f \quad (15)$$

On peut aussi l'exprimer en courant :

$$\overline{i^2} = \Delta kT \Delta f \quad (16)$$

A la température ambiante on a :

$$4 kT = 1.617 \cdot 10^{-20} \text{ J}$$

On trouve ce type de bruit dans toutes les résistances.

I.10. 2-Bruit de grenaille :

La base fondamentale du bruit de grenaille est la nature granulaire de la charge électronique, il résulte du passage des porteurs à travers une barrière de potentiel du type de celle induite par la présence d'une jonction [27].

La valeur de bruit est :

$$i^2 = 2qI\Delta f \quad (16)$$

Le bruit de grenaille est caractérisé par une fonction gaussienne de densité spectrale :

$$\frac{\bar{i}^2}{\Delta f} = 2qI \quad \text{exprimer en } (A^2 / Hz), \text{ et de densité de probabilité du courant de la diode indiquée}$$

sur la **Figure I-13**

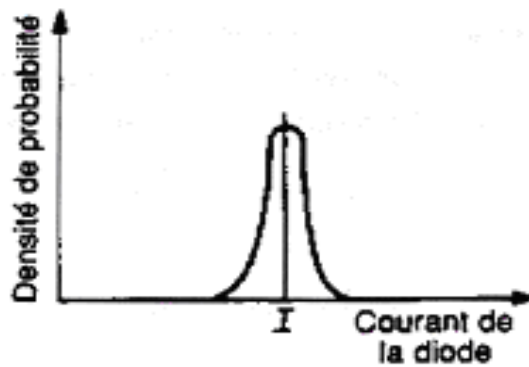


Figure I-13 : Densité de probabilité en fonction du Courant de diode

I.10.3-Bruit de scintillation :

Ce genre de bruit est trouvé dans tous les dispositifs actifs, aussi bien que certains éléments passifs discrets tels que des résistances de carbone [28]. Comme suggéré par le nom, ce bruit est caractérisé par une densité spectrale de puissance qui augmente quand la fréquence diminue. Il est aussi caractérisé par la fonction gaussienne de densité de probabilité. Actuellement l'origine du bruit de clignotement n'est pas clairement comprise parce qu'elle est omniprésente.

Le courant correspondant à ce bruit est de la forme :

$$\bar{i}^2 = k \frac{I^n}{1+f} \Delta f \quad (17)$$

Où : $0.5 < n < 2$

La constante k est très dépendant de la température.

I.10.4 Bruit en créneau (bruit de noise) :

Le bruit en créneau est un autre type de bruit basse fréquence qui existe dans les circuits intégrés [23,28]. L'origine de ce bruit n'est pas très connu, mais probablement lié à la présence de la contamination d'ion de métaux lourds. En fait les dispositifs dopés or montrent un niveau très important du bruit en créneau.

La valeur de bruit est donnée par :

$$\bar{i}^2 = k \frac{I^p}{1+\left(\frac{f}{f_c}\right)} \Delta f \quad (18)$$

Avec :

K : est une constante fortement liée à la température.

I : le courant.

n : constant compris entre 0.5 et 2.

f_c : Fréquence de coupure qui dépend de la technologie.

La Fig 1-14 démontre l'amplitude du bruit en créneau en fonction du temps.

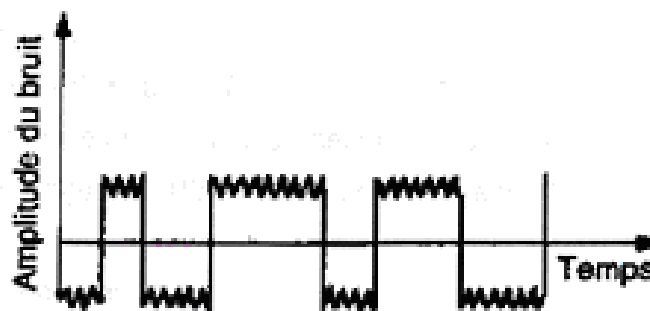


Figure I-14 : Bruit en créneau

I.11 Phénomène de dégradation du MESFET

Quelques phénomènes physiques sont à l'origine de la dégradation des composants MESFET :

I.11.1 Phénomène de dégradation de grille

La présence de défauts dans le métal cause des vides dans les doigts de grille avec pour conséquence une perte de contrôle du courant de drain, et aussi l'effet de l'interaction de l'or (Au) avec le semi-conducteur GaAs se manifeste par une pénétration de Au dans la couche active.

I.11.2 Phénomène de dégradation des contacts ohmiques

Le phénomène d'électromigration est susceptible de se produire sur les contacts source et drain conduisant finalement à une augmentation des résistances séries d'accès (R_s , R_d).

Les effets d'inter diffusion des atomes de Ni ou bien de Au de la couche métallique vers le semi-conducteur GaAs et vice-versa pour ce dernier réduit la concentration des atomes dopant.

CHAPITRE II Propriétés Statiques du MESFET GaAs

II.1 Introduction :

L'objectif de ce chapitre est de définir en premier partie la caractéristique statique du transistor MESFET, afin d'étudier son comportement physique qui donne la variation du courant de drain en fonction de la tension drain source pour plusieurs valeurs de la tension grille source définissant la loi $I_{ds}=f(v_{gs}, v_{ds})$.

Ainsi que l'effet des éléments parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique et l'influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques I-V.

II.2 Calcul du potentiel et du champ électrique :

La modélisation du MESFET exige plusieurs hypothèses simplificatrices dues aux problèmes imposés par les conditions de bord [29,30]. Notre première simplification consiste à restreindre la modélisation à la région active du canal.

Pour calculer le potentiel et le champ électrique, en se basant sur la structure représentée dans la figure (II-1), d'où l'axe $-x$ représente la direction longitudinale le long du canal, et l'axe $-y$ représente la direction transversal de la surface.

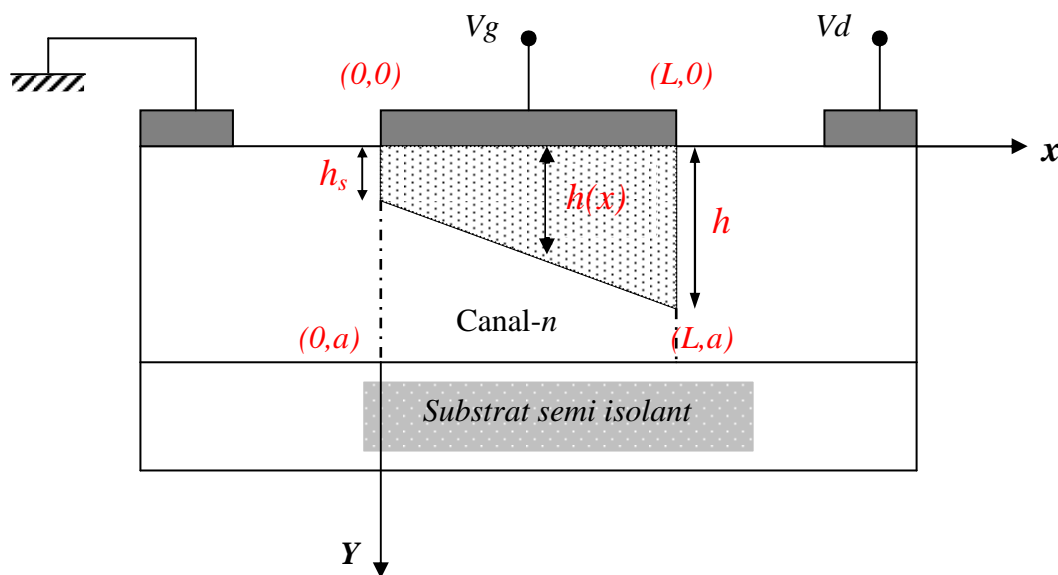


Figure (II-1) : Structure idéalisée du MESFET

En fait pour des raisons liées aux techniques de fabrications le dopage est homogène dans le plan de la structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire de la structure de sorte que $N_D = N_D(y)$. D'autre part, nous admettons que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante, ainsi la densité de charge dans le semi-conducteur sous la grille s'écrit:

$$\begin{aligned} y < h(x) \quad \rho(x, y) &= q[N_D(y) - n(x, y)] \\ y > h(x) \quad \rho &= 0 \end{aligned} \tag{II-1}$$

$n(x, y)$ est la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace (ZCE) sous la grille. En ce qui concerne Le potentiel, nous pouvons écrire, pour des raisons de symétrie qu'il est constant dans la direction z de sorte que $\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0$

D'autre part, dans la mesure où la longueur du canal est beaucoup plus importante que L'épaisseur h de la zone de charge d'espace; la variation du champ électrique est alors beaucoup plus importante dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. Ce qui permet de ramener l'équation de Poisson à une direction.

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

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

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

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

$y = h(x)$ on obtient

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

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

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

Et le second membre s'écrit

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

On utilise le passage

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

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

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varepsilon} \int_{h(x)}^y [Q(h(x)) - Q(y')] dy' &= \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \frac{1}{\varepsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x, y) y dy \\ &= \frac{1}{\varepsilon} \int_0^y qN_D(x, y') y' dy' + \frac{1}{\varepsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x, y') dy' - \psi(x, h(x)) + \psi(x, y=0) \end{aligned} \quad \text{(II-5)}$$

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

$$\psi(x,y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^y qN_D(x,y')y'dy' + \frac{1}{\epsilon} y \int_y^{h(x)} qN_D(x,y')dy' + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-6})$$

Le potentiel dans le canal conducteur s'obtient en portant $y = h(x)$ dans l'équation (II-6)

Soit :

$$\psi_c(x,y) = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{h(x)} qN_D(x,y')y'dy' + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-7})$$

Pour un dopage homogène, et pour une zone de charge d'espace vide de porteurs, on a $N_D(x,y) = N_D$, l'équation (II.6) devient

$$\psi(x,y) = \frac{-qN_D y^2}{2\epsilon} + \frac{qN_D y}{\epsilon} h(x) + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-8})$$

Et par conséquent :

$$\psi_c(x) = \frac{qN_D h^2(x)}{2\epsilon} + V_G - V_{bi} \quad (\text{II-9})$$

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

$$\vec{E}(x,y) = -\frac{qN_D y}{\epsilon} \frac{dh(x)}{dx} \vec{i} - \frac{qN_D}{\epsilon} [h(x) - y] \vec{j} \quad (\text{II-10})$$

et dans le canal conducteur on a

$$E = E_x(x) = -\frac{qN_D h(x) dh(x)}{\epsilon dx} \quad (\text{II-11})$$

La détermination du potentiel et du champ électrique exige la connaissance de l'expression de $h(x)$. Dans la suite on se placera dans l'hypothèse du canal graduel, qui nous

permettra de calculer son expression en fonction de h_s et h_d , ses valeurs côte source et côte drain respectivement.

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (\text{II-12})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu, la contribution de la zone de charge d'espace située sous la surface libre dans le potentiel [31].

II.3 Equation de fonctionnement du MESFET GaAs

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

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x = \sigma(y).E_x = -\rho(y).v(E_x) \quad (\text{II-13})$$

Avec $\sigma(y) = d(y).\mu(E_x)$ et $v(E_x) = -\mu(E_x).E_x$

Aussi $\rho(y) = q.n(y)$

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

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

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dx^2} + \frac{d^2V}{dy^2} + \frac{d^2V}{dz^2} = \frac{-\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{II-14})$$

En ce qui concerne le potentiel, nous pouvons écrire pour des raisons de symétrie, qu'il est constant dans la direction Z de sorte que $(d^2V/dz^2 = 0)$. D'autre part nous ferons l'hypothèse du canal graduel, le potentiel le long du canal et par suite la largeur h de la

(ZCE) varient graduellement entre la source et le drain .Cette largeur est h_s côté source et h_d côté drain. Le canal étant conducteur et sa longueur étant beaucoup plus importante que la largeur h de la ZCE, la variation du champ électrique est plus important dans la direction perpendiculaire à la structure que dans la direction longitudinale. On peut donc ramener l'équation de Poisson à une dimension.

$$\Delta V = \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{dEy}{dy} = -\frac{\rho(y)}{\epsilon} \quad (\text{II-15})$$

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

$$\rho(y) = q.Nd \quad \text{et} \quad \frac{d^2V}{dy^2} = -\frac{q.Nd}{\epsilon} \quad (\text{II-16})$$

Nd : La concentration des électrons.

q : La charge élémentaire.

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

$$\frac{dV}{dy} = -\frac{q.Nd}{\epsilon}(h - y) \quad (\text{II-17})$$

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

$$V(y) = -\frac{q.Nd}{\epsilon} \left[h.y - \frac{y^2}{2} \right] \quad (\text{II-18})$$

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

$$qV_{bi} = q \cdot (\Phi_m - \Phi_s) \quad (\text{II-19})$$

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

$$V_{bi} = V(y = h) - V(y = 0) \quad (\text{II-20})$$

$$h = \left[\frac{2\varepsilon V_{bi}}{qNd} \right]^{1/2} \quad (\text{II-21})$$

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

$$h = \left[\frac{2\varepsilon (V_{bi} - V)}{qNd} \right]^{1/2} \quad (\text{II-22})$$

II.4 Courant de drain dans le canal :

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

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

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

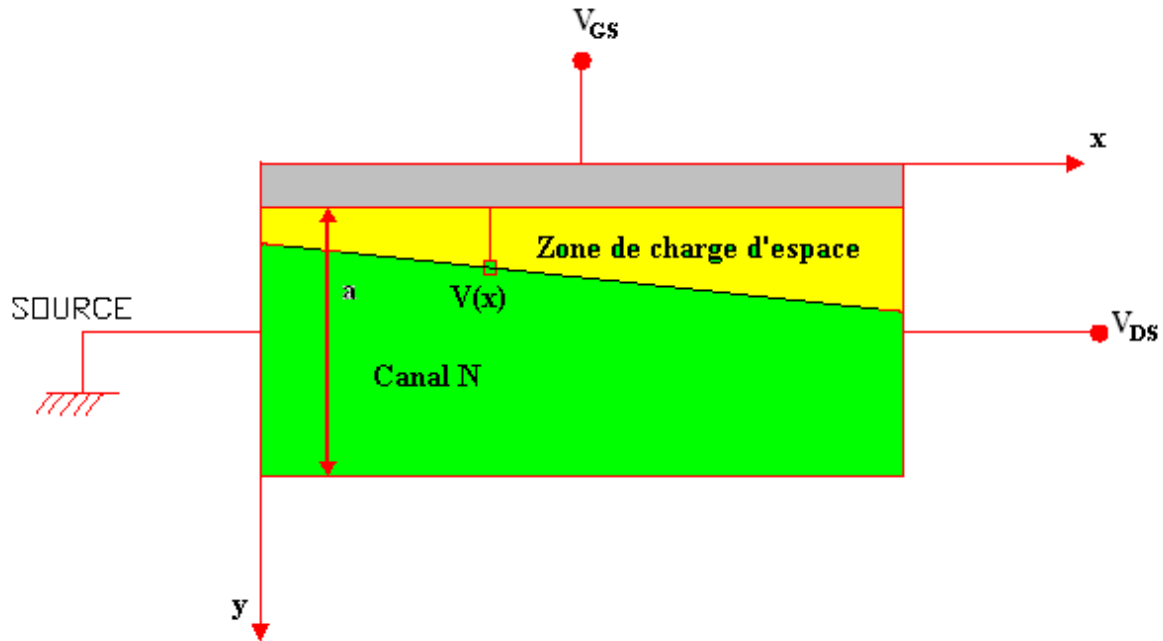


Figure II-1 Structure du transistor sous la grille dans le cadre de l'approximation graduelle de canal.

$$J_x = \sigma(x, y, z) \cdot E_x \quad (\text{II-23})$$

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

$$J_x = qN_D \mu_n E_x = -q \mu_n N_D \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-24})$$

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

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

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

$$I_d = qZ \mu_n N_D (a - h(x)) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{II-25})$$

$$I_d = qZ N_D v_x(E_x) [a - h(x)] \quad (\text{II-26})$$

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

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

$$\int_0^L I_d dx = I_d L = \int_0^{V_d} qZ \mu_n N_D a \left(1 - \frac{h(x)}{a} \right) dV(x) \quad (\text{II-27})$$

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

$$h(x) = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g + V(x)) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-28})$$

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

$$a = \left[\frac{2\varepsilon}{qN_D} (V_{bi} - V_g) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II-29})$$

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

$$\frac{h(x)}{a} = \left[\frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_{bi} - V_g} \right] \quad (\text{II-30})$$

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

$$I_d L = qZ \mu_n N_D a \int_0^{V_d} \left(1 - \left[\frac{V_{bi} + V(x) - V_g}{V_p} \right]^{\frac{1}{2}} \right) dV(x) \quad (\text{II-31})$$

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

$$I_d = \frac{qZ \mu_n N_D a}{L} \left\{ V_d - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} - \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \right\} \quad (\text{II-32})$$

Les calculs effectués ci-dessus, ignorent bien entendu la contribution de la ZCE se situant sous la surface libre dans le potentiel [31].

En posant :

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

Ainsi, l'expression finale du courant I_d est :

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left\{ \frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left[\left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} - \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{3/2} \right] \right\} \quad (\text{II-33})$$

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

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

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (II-32), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

Régime linéaire

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

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

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

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} V_d \quad (\text{II-34})$$

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

Régime saturé

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (II-32), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant : $V_p = V_{bi} - V_g$.

$$I_{dSAT} = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{2}{3}} \right\} \quad (\text{II-35})$$

La tension de drain de saturation correspondante est donnée par :

$$V_{dsat} = V_p - V_g - V_{bi}. \quad (\text{II-36})$$

II.5 Transconductance G_m et conductance G_d

II.5.1 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 :

$$G_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_G} \quad / V_d = \text{constante} \quad (\text{II-37})$$

Dans la région linéaire, G_m est obtenue à partir de l'équation (II-33):

$$G_m = \frac{2q\mu_n Z N_D a}{L} \left[\left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{II-37.a})$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (II-34):

$$G_m = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (\text{II-37.b})$$

II.5.2 Conductance G_d

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

$$Gd = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} / Vg \text{ constante} \quad (\text{II-38})$$

De l'équation (II-34) on trouve l'expression de la conductance dans la région linéaire:

$$Gd = \frac{q\mu_n N_D Z a}{L} \left[1 - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_{bi} - V_p} \right)^{1/2} \right] \quad (\text{II-38.a})$$

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

$$Gd = 0 \quad (\text{II-38.b})$$

II.6 Effet des résistances parasites

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d & (\text{II- 39a}) \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d & (\text{II-39.b}) \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d & (\text{II-39.c}) \end{cases}$$

Les expressions des courants se réécrivent de nouveau comme suit :

- **l'équation générale :**

$$I_d = I_p \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{II- 40})$$

- **régime linéaire :**

$$I_d = I_p \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs}}{V_p}} \right\} \left\{ \frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_d}{V_p} \right\} \quad (\text{II-41})$$

- **régime saturé :**

$$I_d = I_p \left\{ \frac{1}{3} - \frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{3/2} \right\} \quad (\text{II-42})$$

II.7 Effet de la mobilité variable

Notre choix s'est porté sur les lois suivantes [33]:

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1(E) = \mu_1(E)E = \frac{\mu_n E}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad \text{(II-43)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_2(E) = \mu_2(E)E = \frac{\mu_n E + v_s \left(\frac{E}{Ec}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)^4} \end{array} \right. \quad \text{(II-44)}$$

D'où les expressions des mobilités :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad \text{(II-45)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{Ec^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{Ec}\right)} \end{array} \right. \quad \text{(II-46)}$$

Première loi :

- l'équation générale :

$$Id = IpA1 \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} - \frac{2}{3} \left(\frac{Vds + Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad \text{(II-47)}$$

- régime linéaire:

$$Id = IpA2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{Vbi - Vgs}{Vp}} \right\} \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} \right\} \quad \text{(II-48. a)}$$

- régime saturé:

$$Id = IpA3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} + \frac{2}{3} \left(\frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-48. b})$$

où :

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

Deuxième loi :

- L'équation générale:

$$Id = IpB1 \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} - \frac{2}{3} \left(\frac{Vds + Vbi - Vgs - RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{Vbi + Vgs - RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\}. \quad (\text{II-49})$$

- régime linéaire:

$$Id = IpB2 \left\{ 1 - \sqrt{\frac{Vbi - Vgs}{Vp}} \right\} \left\{ \frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{Vp} \right\} \quad (\text{II-49.a})$$

- régime saturé:

$$Id = IpB3 \left\{ \frac{1}{3} - \frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} + \frac{2}{3} \left(\frac{Vbi - Vgs + RsId}{Vp} \right)^{\frac{3}{2}} \right\} \quad (\text{II-49.b})$$

où :

$$B1 = \frac{1 + \frac{v_s (Vds - (Rs + Rd)Id)^3}{\mu_n L^3 Ec^4}}{1 + \left(\frac{Vds - (Rs + Rd)Id}{LEc} \right)};$$

$$B2 = 1;$$

$$B3 = B1.$$

II.8 L'effet de la température:

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

$$C_R \rho_R \frac{\partial T_R}{\partial t} = \nabla(K_R \nabla T_R) + H_S \quad (\text{II-50})$$

C_R : chaleur spécifique du réseau, ρ_R : densité du réseau, T_R : température du réseau.

K_R : conductivité thermique du réseau, H_S : génération thermique du réseau.

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

$$\mu = \mu_0 (300^0 K) \left[\frac{300}{T_R} \right]^{0.6} \quad (\text{II-51})$$

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

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T / 600)} m.s^{-1} \quad (\text{II-52})$$

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

$$V_{TH} = V_{TH}(300 \cdot K) - \alpha_{VT} T \quad (\text{II-53})$$

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

II.8.1 Résistance thermique

La largeur de la bande interdite du GaAs comparée à celle du Si fait du GaAs le plus utilisé dans une large gamme de température (de -50 à 125 °C) et le plus important pour les

circuits digitaux .Notre modèle à pris en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante ainsi comme l'effet de la température sur les paramètres du composant.

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

$$T - T_a = R_{TH}P \quad \text{(II-55)}$$

T : température du composant.

T_a : température ambiante.

P : Puissance dissipée.

Wachutka a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semi-conducteur. On remarque que l'échauffement est généré sur une distance plus petite que la longueur de grille du côté du drain et il n'y a presque pas de dissipation de puissance sous les contacts de source et de drain.

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

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

CHAPITRE III

Résultats et discussion

Pour mettre en évidence les avantages et les inconvénients des diverses équations et formules du chapitre II, Ce chapitre présente les résultats de simulation des propriétés statiques du transistor MESFET GaAs que donne celle-ci. Pour cet effet, nous avons mis au point un logiciel de simulation.

III.1 Logiciel de simulation

Le logiciel de simulation qui est conçu et réalisé en MATLAB 7 est une application directe des formules et expressions établies aux chapitres II.

Ce logiciel est interactif avec l'utilisateur il est composé de deux parties :

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

- Le courant de drain et sa variation avec V_d et V_g aux régimes linéaire et saturé.
- L'effet de la mobilité sur les caractéristiques I-V.
- L'effet des résistances parasites.
- La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- L'effet des paramètres physiques et géométriques (L, Z, N_D, a).
- La transconductance et la conductance et ses variations avec V_g .

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

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

Les résultats de la simulation obtenus sont regroupés et stockés dans des fichiers puis utilisés à l'aide de Matlab7, pour tracer les différentes séries de courbes.

III.2 Caractéristiques statique I-V

III.2.1 Courant de drain

Pour le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisation on dispose aux expressions établies dans le chapitre II. L'organigramme de calcul est schématisé sur la figure (III-1).

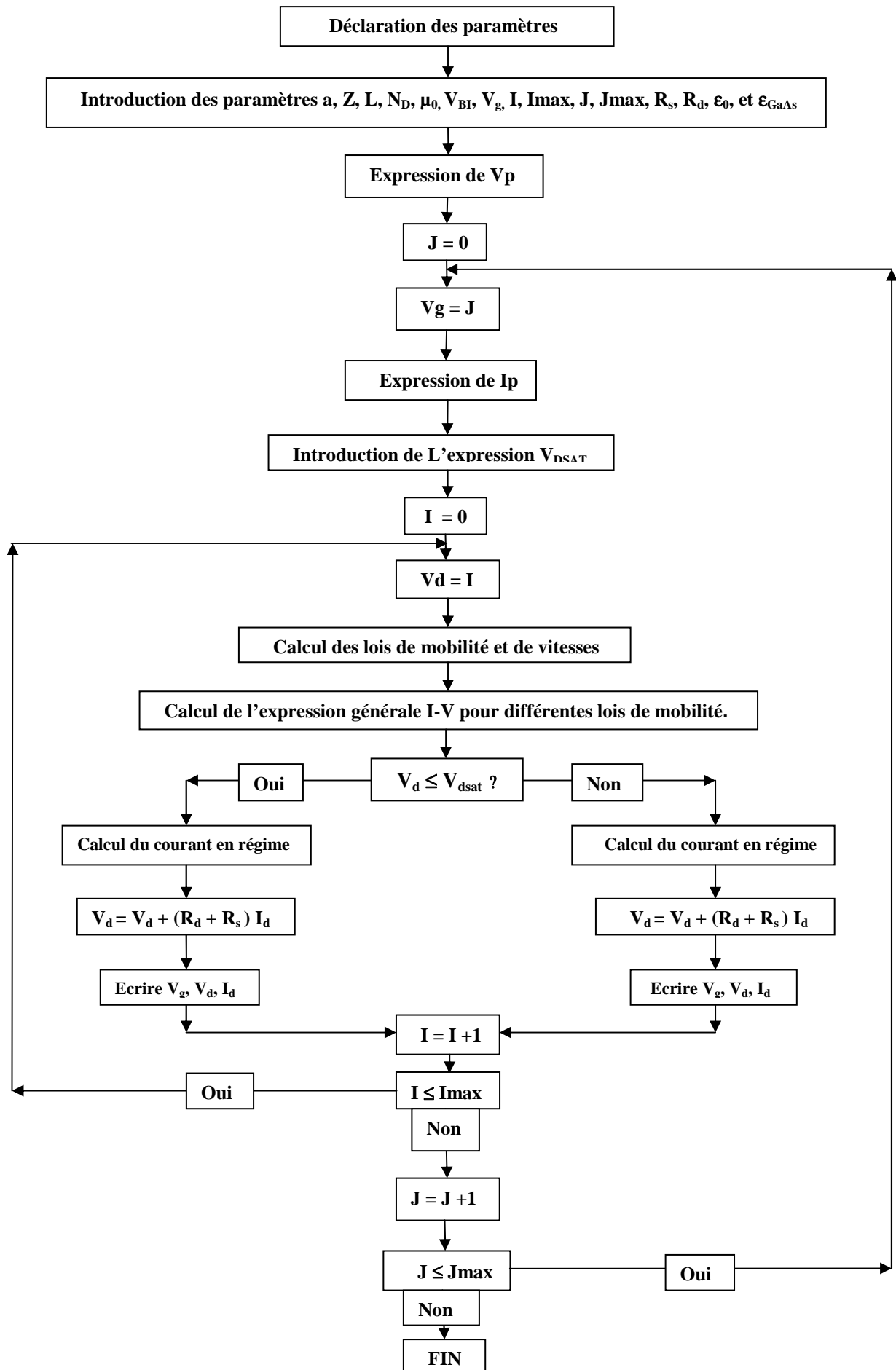


Figure III -1 Organigramme de calcul des caractéristiques I-V

La figure (III-2), présente les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillons GAT1 pour différentes valeurs de la tension de grille V_{gs} , le courant de drain augmente linéairement avec V_d c'est le régime linéaire puis sous linéairement à une valeur limite c'est le régime de pincement jusqu'à une valeur de V_d dite tension de saturation V_{dsat} où il devient le courant constant c'est le régime de saturation dans le cadre de l'hypothèse de la mobilité constante.

Les figures (III-3), (III-4), (III-5) présentent les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon GAT1 à mobilités variables correspondent aux lois suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \\ \mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \end{array} \right.$$

$$\mu_3(E) = \frac{v_s}{E} \tanh\left(\frac{\mu_0 E}{v_s}\right)$$

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

On utilise les paramètres des transistors donnés dans le tableau III-1.

Les caractéristiques des échantillons d'étude sont regroupées dans le tableau III-1.

MESFET	$L (\mu m)$	$a (\mu m)$	$Z (\mu m)$	Nd ($at.cm^{-3}$)	μ_0 ($cm^2 \cdot sec^{-1} \cdot V^{-1}$)	V_{bi} (V)	v_s ($cm \cdot sec^{-1}$)
GAT1	4	0.30	360	$6.7 \cdot 10^{16}$	3740	0.8	$0.97 \cdot 10^7$

TABLEAU III-1 : paramètre du GAT1

La figure (III-2) présente la variation du courant de drain I_d en fonction de la tension de drain V_d pour différentes valeurs de V_g obtenues pour le transistor GAT1 à mobilité constante.

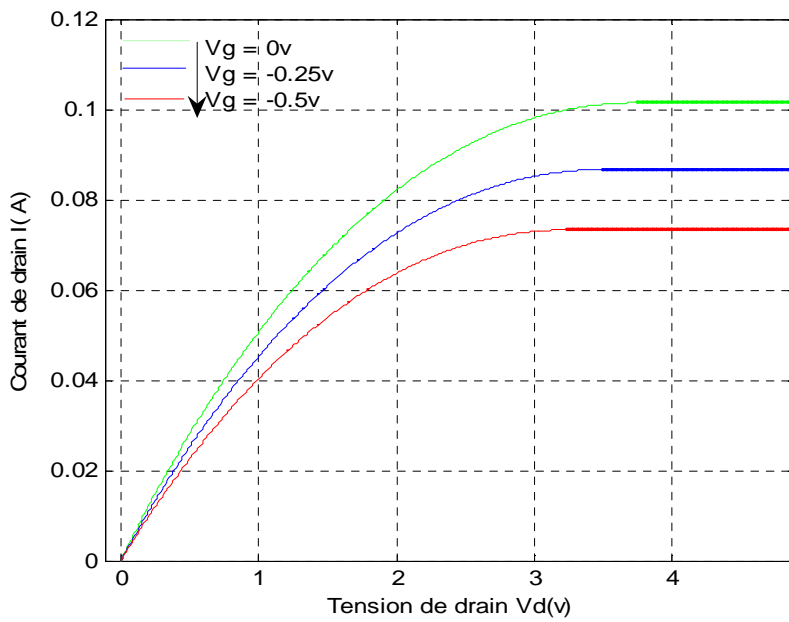


Figure III - 2: Caractéristique I-V à mobilité constante pour le GAT1.

Les figures (III-3) (III-4), (III-5) présentent les caractéristiques statiques (I-V) de l'échantillon GAT1 pour différentes valeurs de mobilité (μ_1, μ_2, μ_3).

III.2.2 Effet de la mobilité variable :

Pour des faibles tensions de polarisation de drain (V_d), nous remarquons dans la figure (III-6) de bonne coïncidence entre les valeurs de différentes lois de mobilité dans la région du régime linéaire ce qui illustre bien l'indépendance de la mobilité des électrons du champ électrique. Cependant pour des valeurs importantes de polarisation du drain nous remarquons un écart clair entre les résultats simulés de différentes mobilités qui augmente au fur et à mesure à l'augmentation de tension de drain qui devient supérieur à la tension de saturation

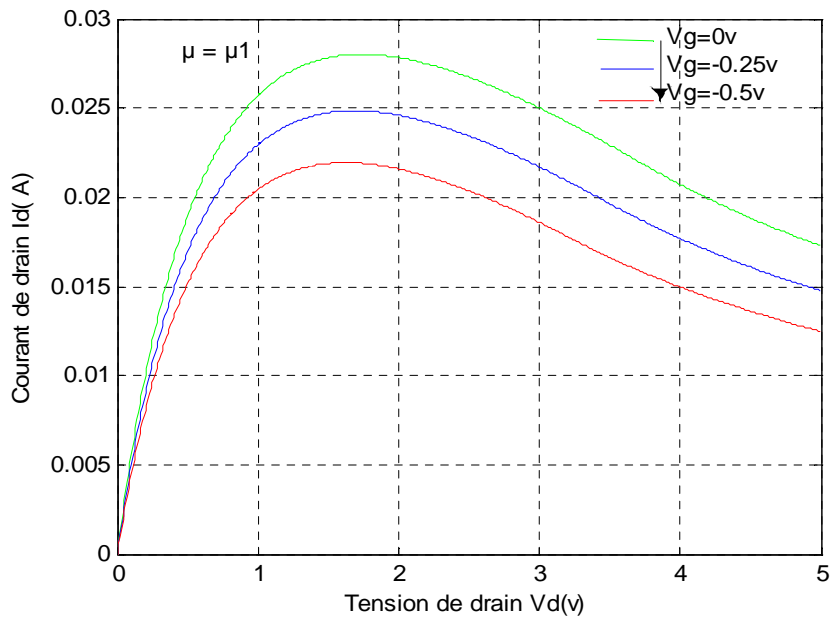


Figure III-3 :Caractéristiques I -V à mobilité variable pour le GAT1

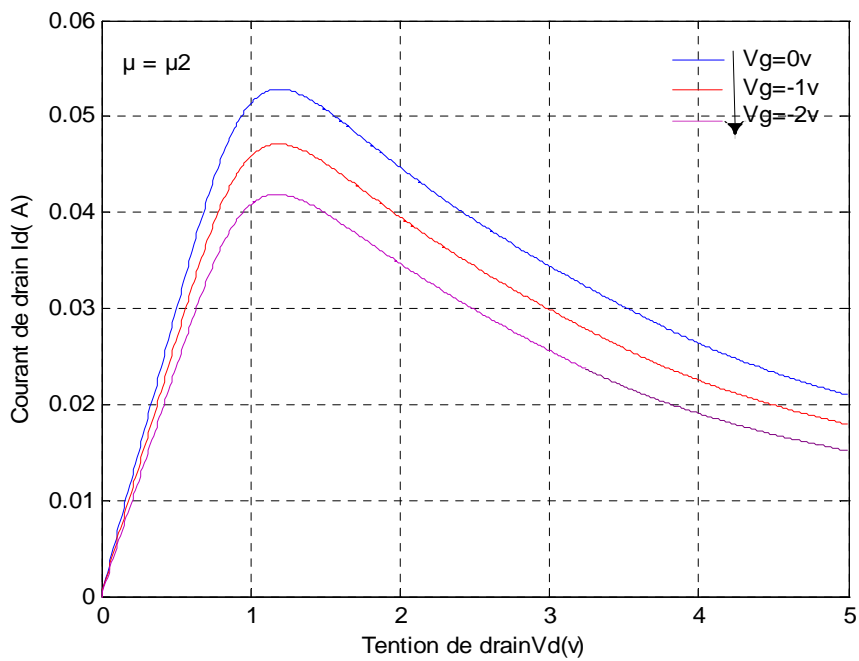
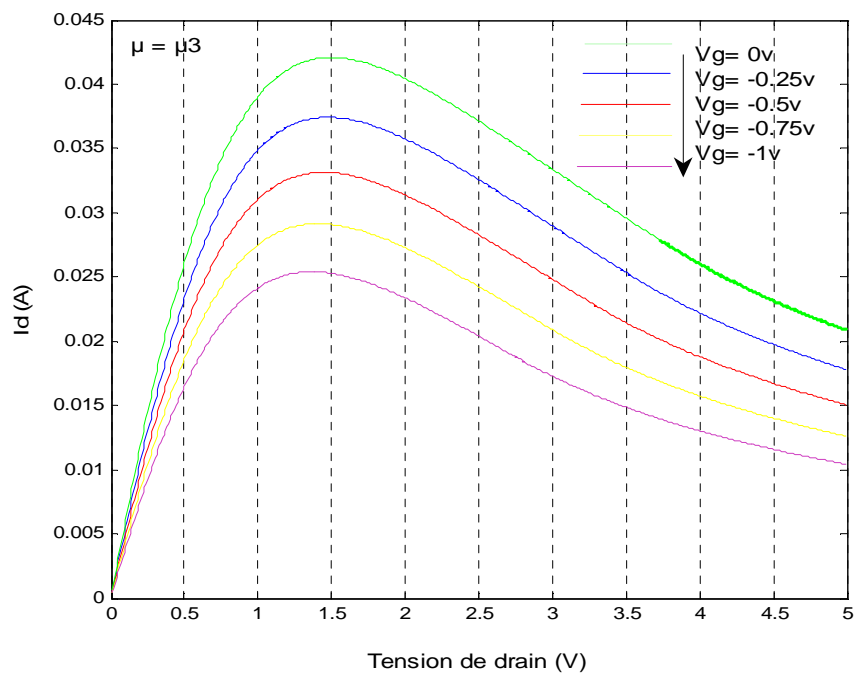


Figure III - 4 : Caractéristiques I -V à mobilité variable pour le GAT1



FigureIII-5:Caractéristiques I -V à mobilité variable μ_3 pour le GAT1

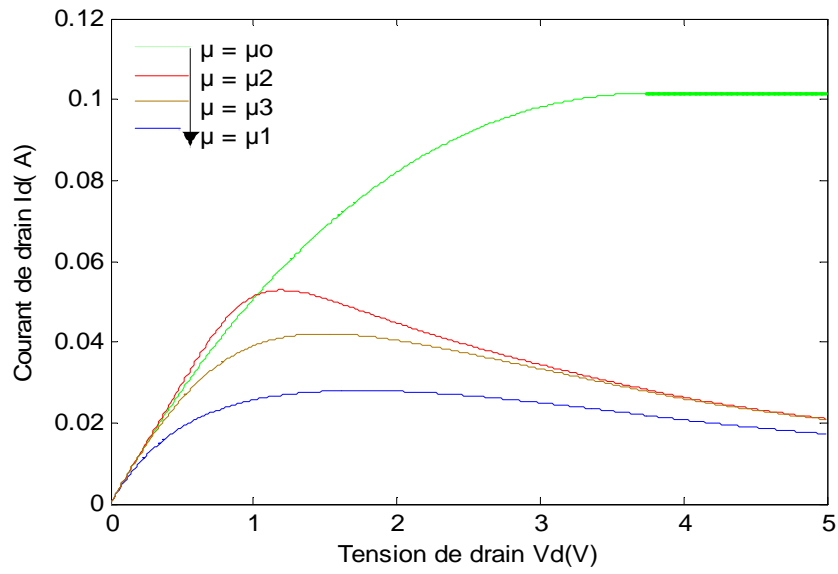


Figure III-6 : Caractéristiques I-V pour différentes valeurs de mobilité pour le GAT1 ($V_g = 0V$).

III.2.3 Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V

La figure (III-7) présente l'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V du MESFET en prend le cas du GAT1. pour une tension de grille nulle et une série de valeurs des résistances parasites de source R_s et de drain R_d supposés égales. Nous remarquons que pour une certaine valeur de courant de drain la tension de polarisation de drain augmente avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites, et de même pour une certaine valeur de tension de polarisation de drain le courant diminue avec l'augmentation des valeurs de résistances parasites.

Nous remarquons que l'écart est important, et qu'il diminue quand la tension de grille V_{gs} augmente en valeur absolue, ceci est dû au fait que la résistance du canal augmente quand V_{gs} diminue.

Les effets des résistances R_s et R_d sont négligeables devant la résistance du canal lorsque la tension de grille V_g diminue.

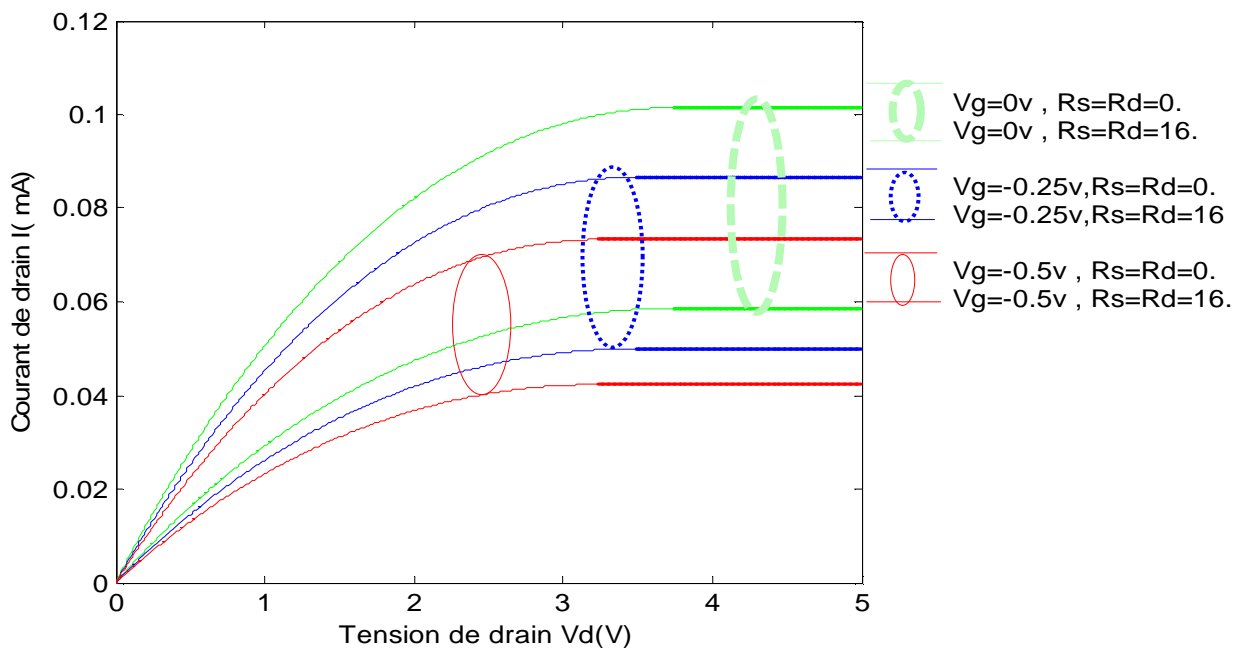


Figure III -7 : Influences des résistances parasites sur les caractéristiques I -V.

Les variations des mobilités en fonction du champ électrique sont représentées sur la figure (III-8) qui montre que la mobilité des porteurs diminue avec l'augmentation du champ électrique. Lorsque ce dernier devient important les interactions avec les vibrations de réseau, les phonons, entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Pour un même champ électrique, la valeur de la mobilité μ_2 est supérieure à celle de la mobilité μ_1 .

Les effets des pièges et les défauts cristallins sont particulièrement nombreux et difficiles à contrôler dans un matériau comme le GaAs, l'interface couche active – substrat semi isolant induit des défauts par la rupture de la périodicité.

Ces défauts peuvent diminuer la mobilité des porteurs dans le canal.

Généralement la loi de la variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à un autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semi-conducteur.

La figure (III-9) montre la variation de la vitesse des électrons avec le champ électrique. Nous constatons que la vitesse v_1 augmente avec le champ électrique jusqu'à la vitesse limite, pour la loi de vitesse v_2 il existe un maximum, suivi d'une pente négative.

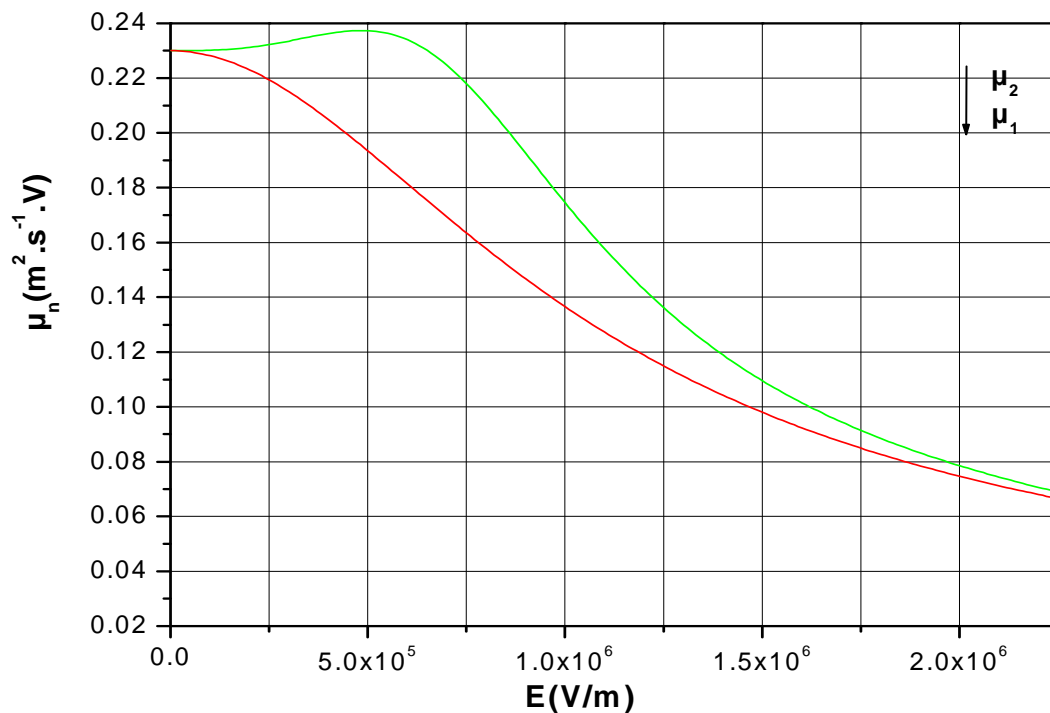


Figure III - 8 Variation de la mobilité en fonction du champ électrique

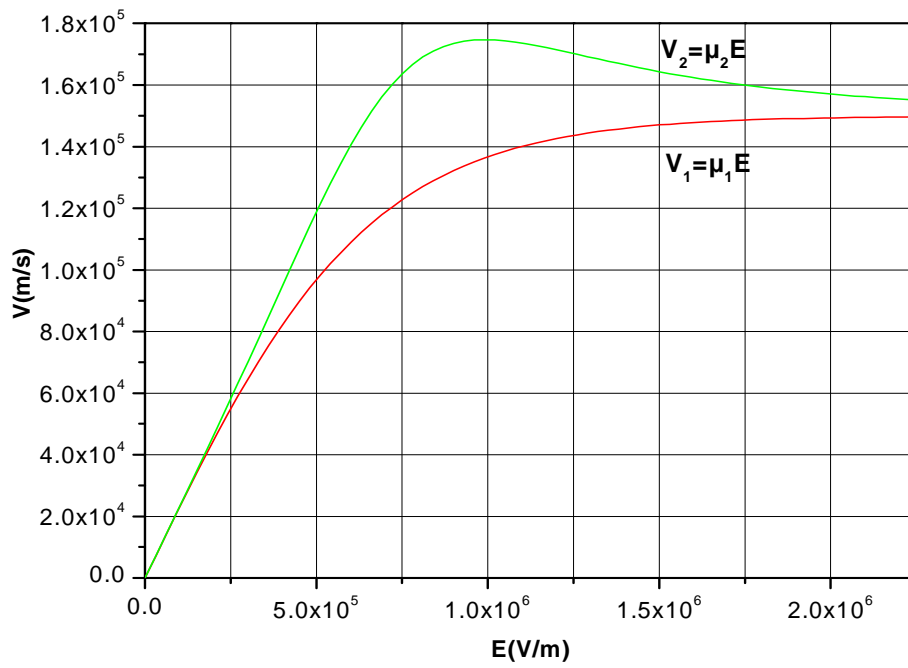


Figure III - 9 Variation de la vitesse en fonction du champ électrique pour le GAT1.

III.2.4 Effet des paramètres géométriques et physiques sur le courant de drain

Dans cette partie, nous présentons l'influence des paramètres, L , a , Z et N_d sur le courant de drain. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

On utilise les paramètres des transistors donnés dans le tableau III-3.

Le tableau III-3 regroupe les paramètres des échantillons sur lesquelles l'étude a été faite.

<i>MESFET</i>	L (μm)	a (μ)	Z (μm)	N_D (Cm^{-3})	μ_n ($\text{Cm}^2\text{S}^{-1}\text{V}^{-1}$)	V_{bi} (V)
<i>MESFET 1</i>	4	0.3	360	6.7×10^{16}	3740	0.8
<i>MESFET 2</i>	3-2	0.3	300	1.2×10^{23}	4000	0.8
<i>MESFET 3</i>	1	0.3-0.4	300	1.2×10^{23}	4000	0.8
<i>MESFET 4</i>	1	0.15	100-300	1.2×10^{23}	4000	0.8

Tableau (III-3)

La Fig (III-10) présentes le courant de drain pour diverses valeurs de la longueur L de grille, on remarque que les valeurs du courant augmentent lorsque la longueur du canal diminue conformément à l'expression générale du courant (II-32).

Sur les Figures (III-11), (III-12) et (III-13) nous présentons l'influence des paramètres a , Z et N_d sur le courant de drain. Nous constatons une augmentation du courant avec l'augmentation de ces paramètres, conformément à l'expression (II-32) du courant on peut constater l'effet de ces paramètres. Les performances des structures sont liées étroitement au choix de ces paramètres.

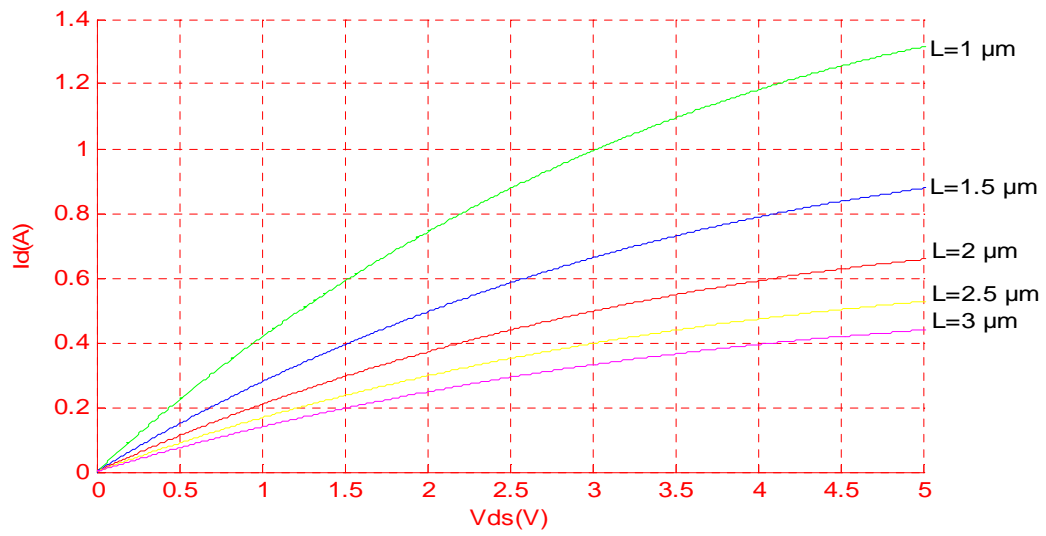


Figure III -10 : Variation de la caractéristique I -V pour différentes valeurs de longueurs de grille L (μm) pour le MESFET 2.

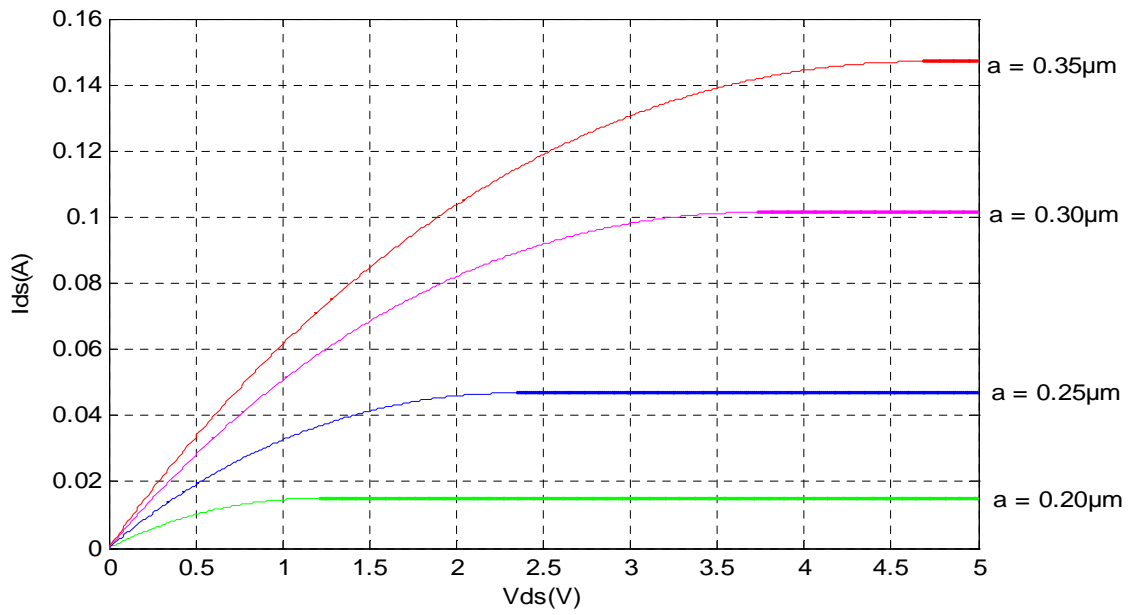


Figure III -11: Variation de la caractéristique I-V pour différentes valeurs de l'épaisseur a pour le MESFET1

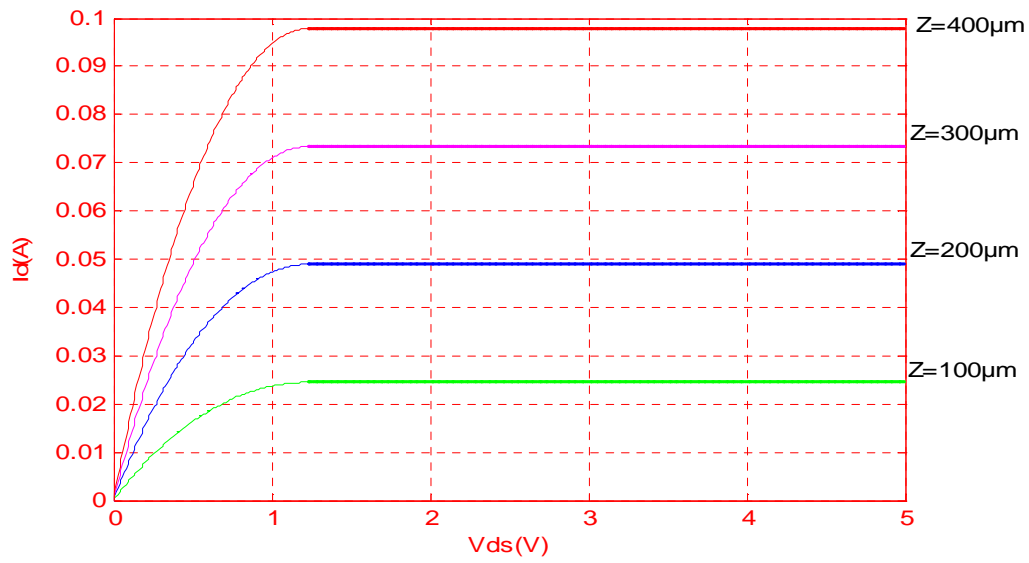


Figure III -12: Caractéristiques (I - V) pour différentes valeurs de Z pour le MESFET 3

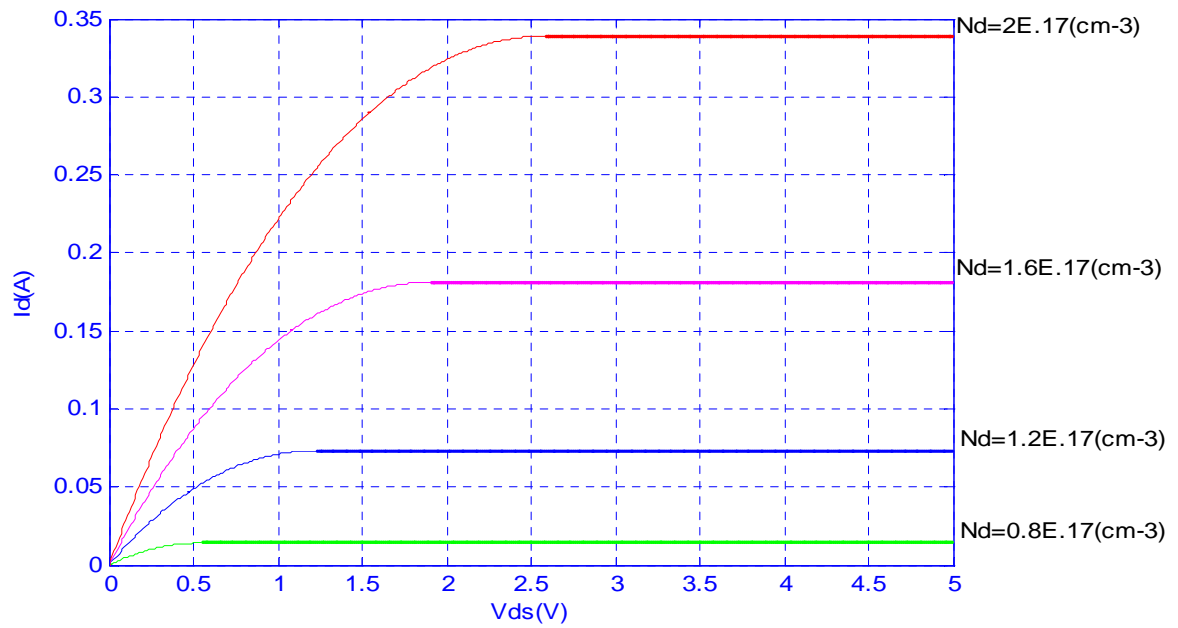


Figure III -13:Caractéristiques (I_d - V_d) pour différentes valeurs de N_d pour le MESFET 4

Transconductance G_m et Conductance de drain G_d

- **Transconductance G_m :**

Nous remarquons sur la figure (III-14) et la figure (III-15) que la transconductance croit avec la diminution de la valeur absolue de la tension de grille et aussi l'augmentation de la tension de drain.

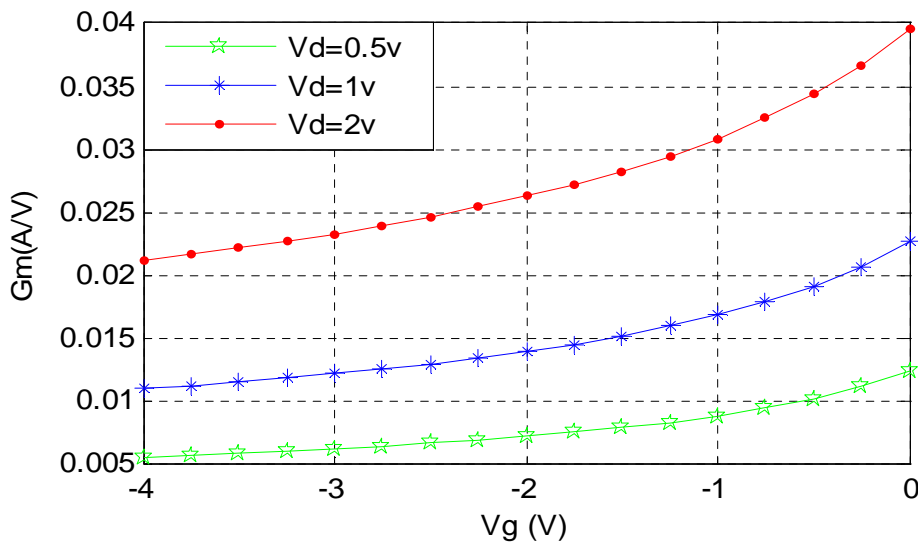


Figure III -14: Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le transistor GAT1

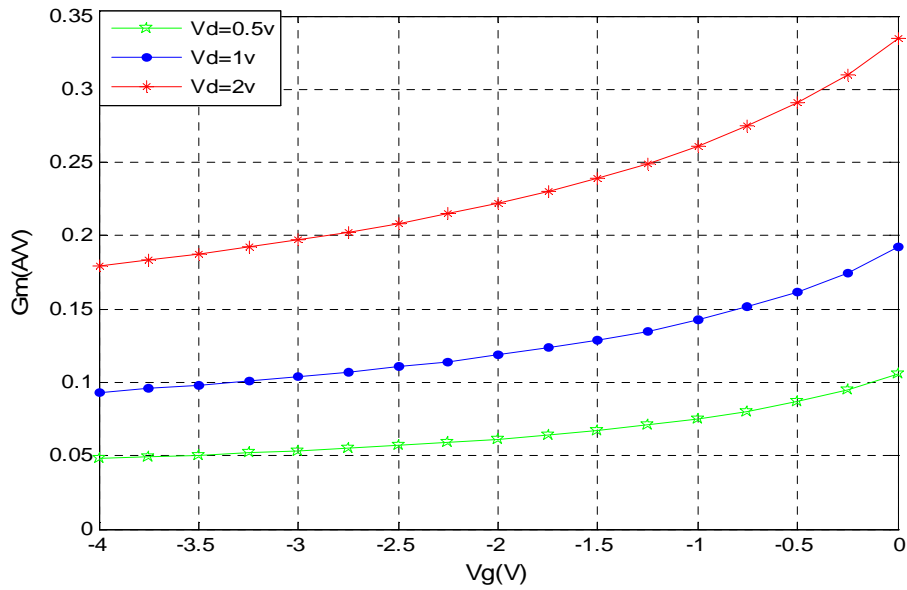


Figure III -15:Variation de la transconductance en fonction de la tention de grille pour le transistor THC.

- **Conductance de drain G_d**

La figure (III-16) représente les variations de la conductance de drain en fonction de la tension de drain.

Nous remarquons que la conductance de drain diminue d'une part au fur et à mesure que la tension de drain augmente et d'autre part lorsque la valeur absolue de la tension de drain augmente, elle prend sa valeur maximale en régime linéaire , et s'annule en régime de saturation.

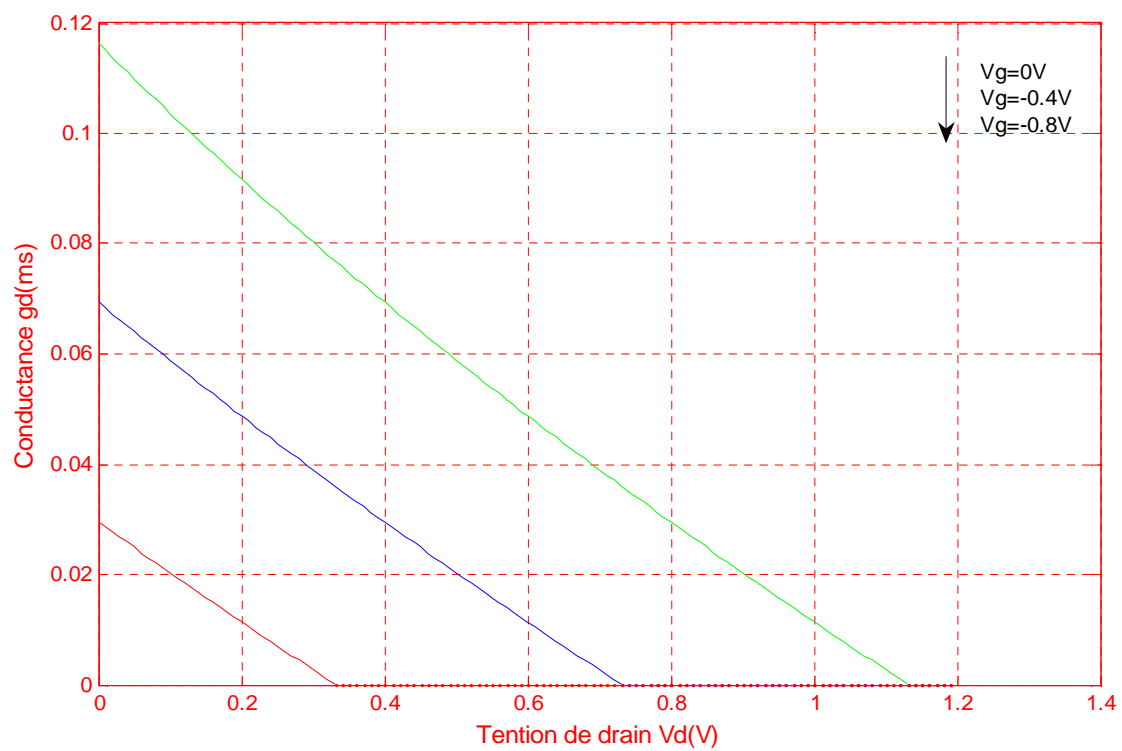


Figure III -16:Variation de la conductance en fonction de la tention de drain pour différentes valeurs de V_g pour le MESFET1

III.3 Effet de la température

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

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

$$\mu_n = \mu_n(300^\circ K) \left[\frac{300}{T_R} \right]^{0.6}$$

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

$$V_{TH} = V_{TH}(300^\circ K) - \alpha_{VT} T$$

L'organigramme utilisé pour le calcul est montré sur la figure (III-10)

Les paramètres du composant étudié sont présentés dans le tableau (III-2) ci-dessous :

MESFET	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	N_D (Cm^{-3})	μ_n ($Cm^2 S^{-1} V$)	V_{bi} (V)	R_S (Ω)	R_D (Ω)
GAT1 432A/4/LID	4	0.3	360	6.7×10^{16}	3740	0.8	16	16
THC 302 N° 18	1	0.18	800	2×10^{17}	2060	0.8	1.2	1.2

Tableau (III-2)

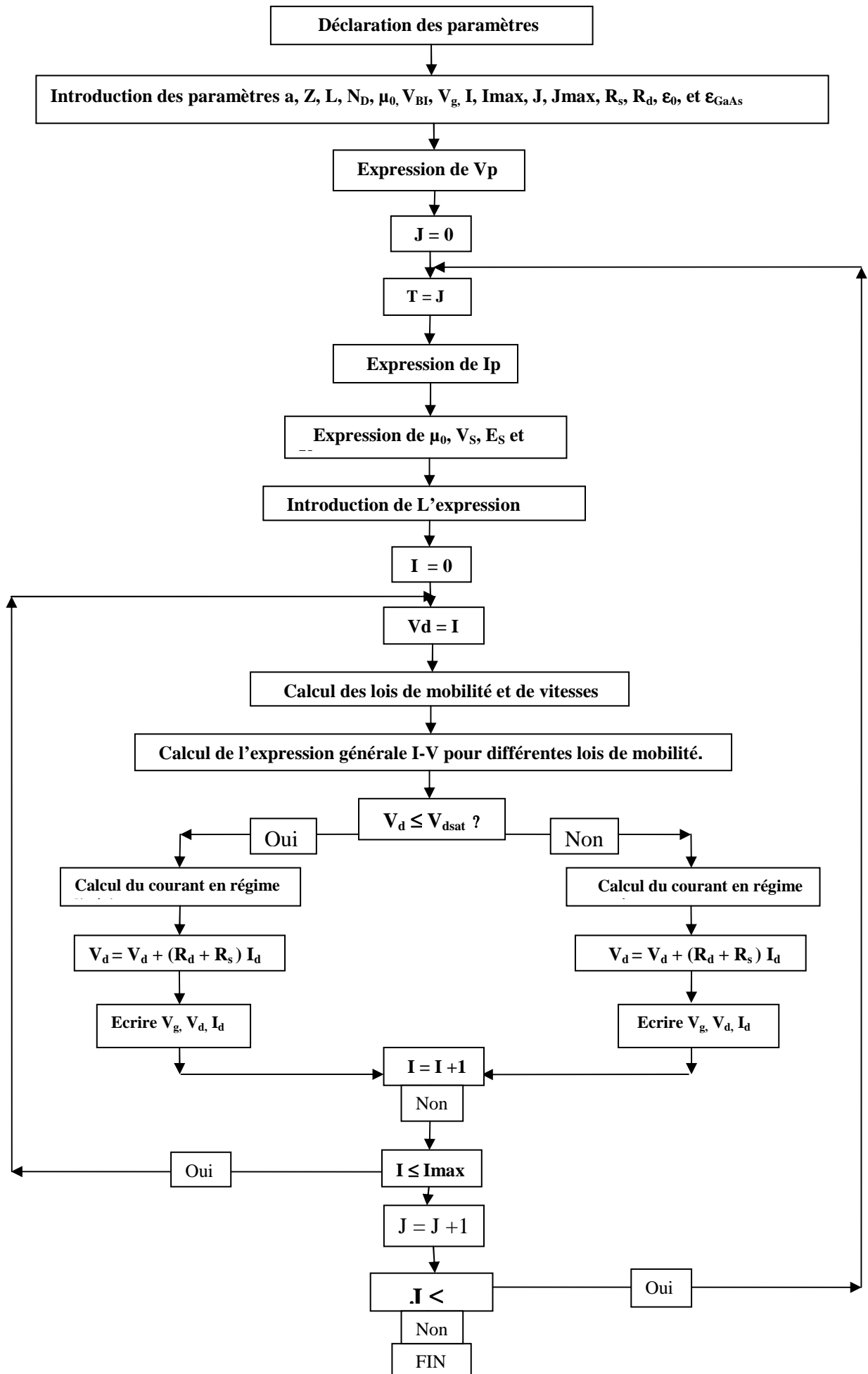


Figure III-17 Organigramme de calcul des caractéristiques statiques à température variable.

La figure (III-18) montre la variation du courant de drain en fonction de la tension V_{ds} pour différentes valeurs de température. Le courant augmente lorsque la température T diminue, à mobilité constante et de la même manière lorsque la mobilité est variable, figures (III-19) et (III-20).

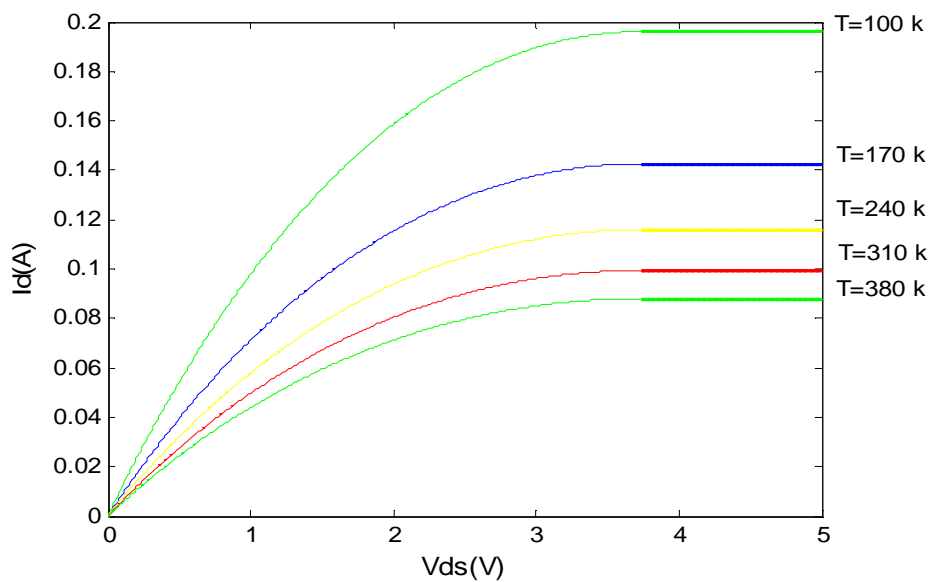


Figure III -18: Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs à température T à mobilité constante μ_0 pour le GAT1.

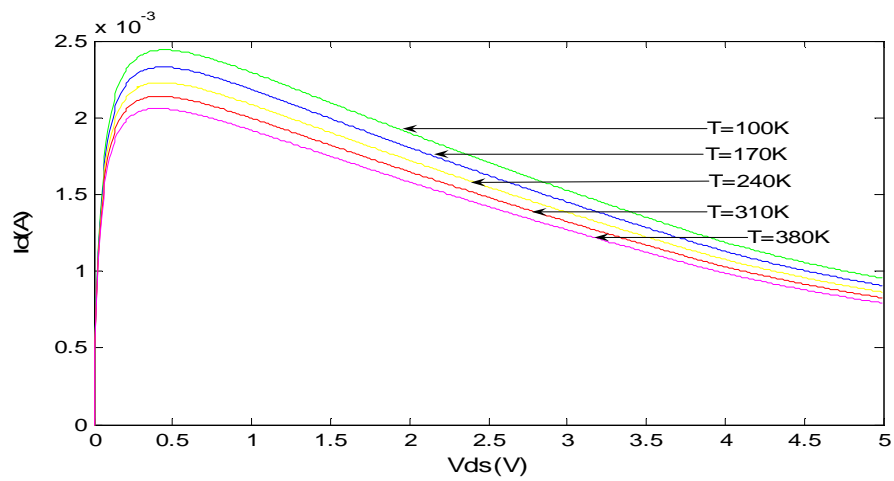


Figure III -19:Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité μ_1 pour le GAT1.

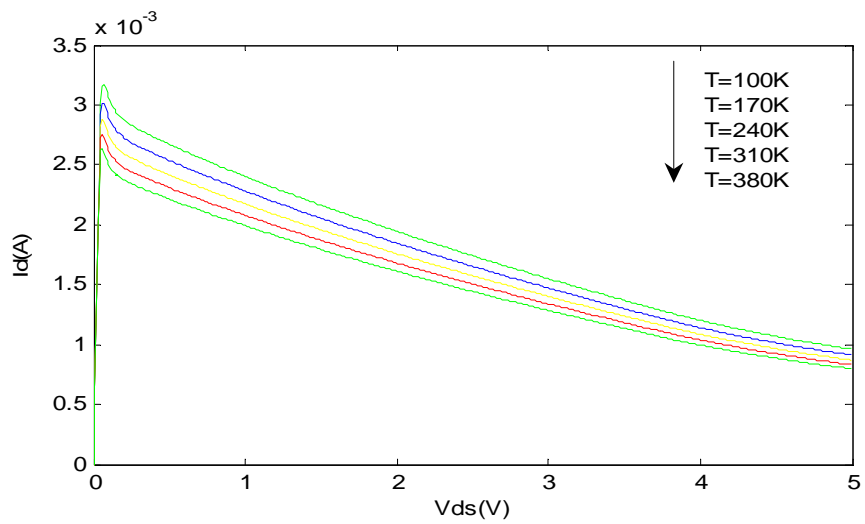


Figure III -20:Caractéristiques (I -V)pour differentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité μ_2 pour le GAT1

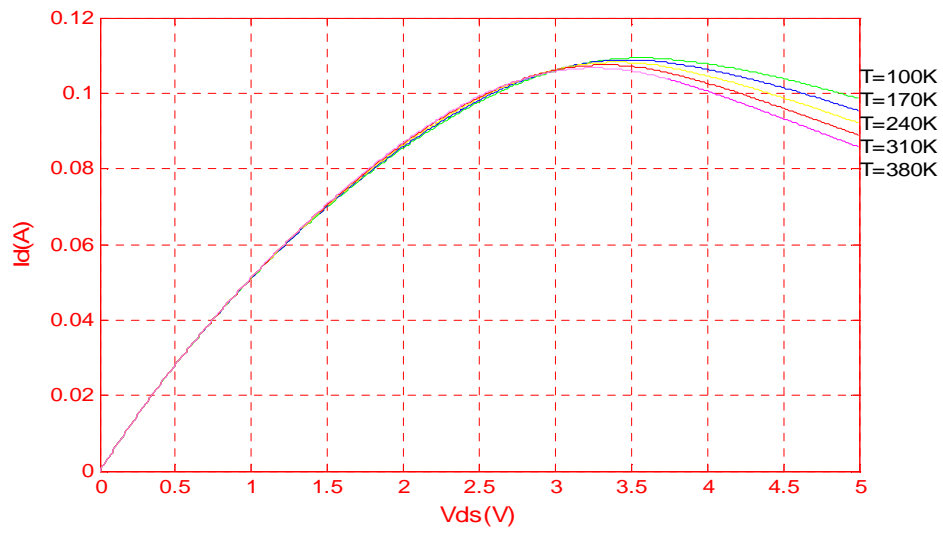


Figure III -21:Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité μ_1 pour le THC 302 N° 18

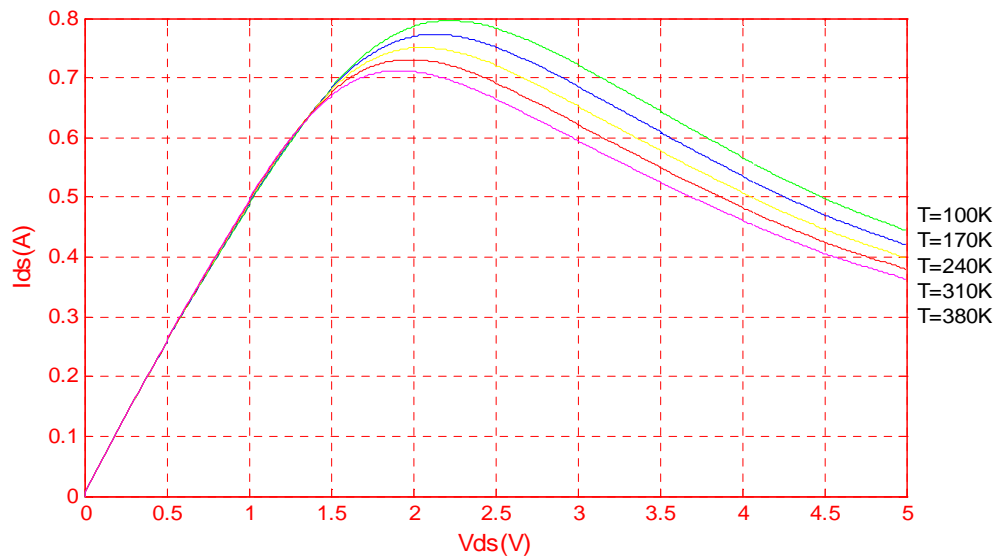


Figure III -22:Caractéristiques (I -V) pour différentes valeurs de température en utilisant l'expression de la mobilité μ_2 pour le THC 302 N° 18

Les figures (III-23), (III - 24), (III - 25), (III - 26) présentent la variation de la mobilité constante en fonction de la température T ainsi que les mobilités variables et la vitesse de saturation qui diminuent lorsque la température augmente .

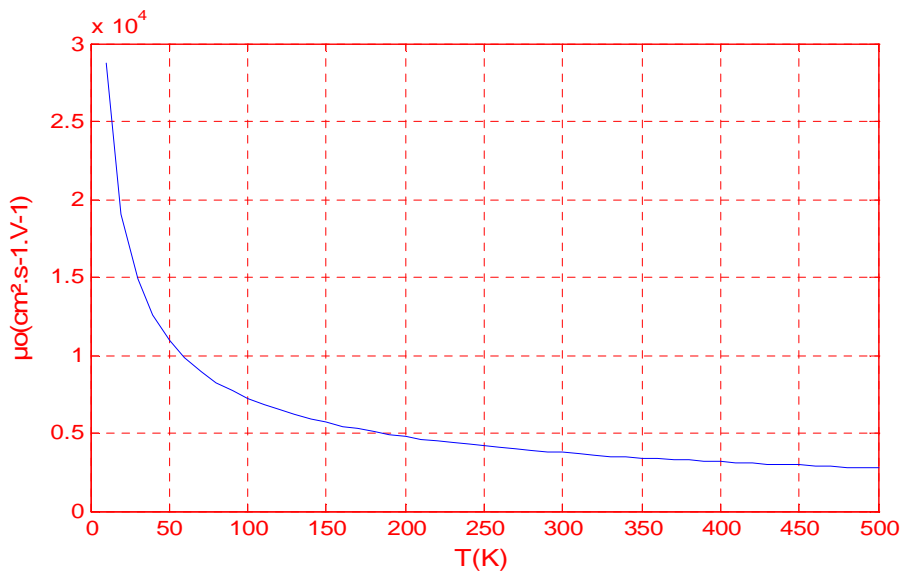


Figure III -23:Variation de mobilité μ_0 en fonction de la température.

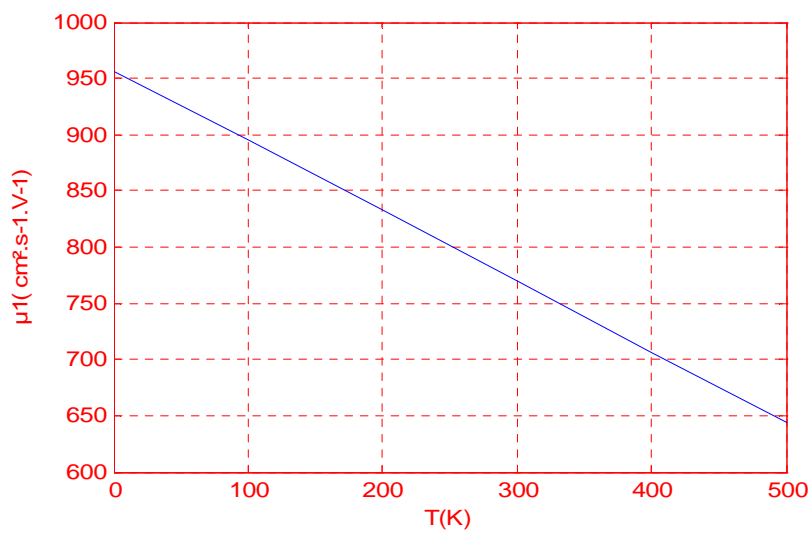


Figure III -24: Variation de la mobilité μ_1 en fonction de la température .

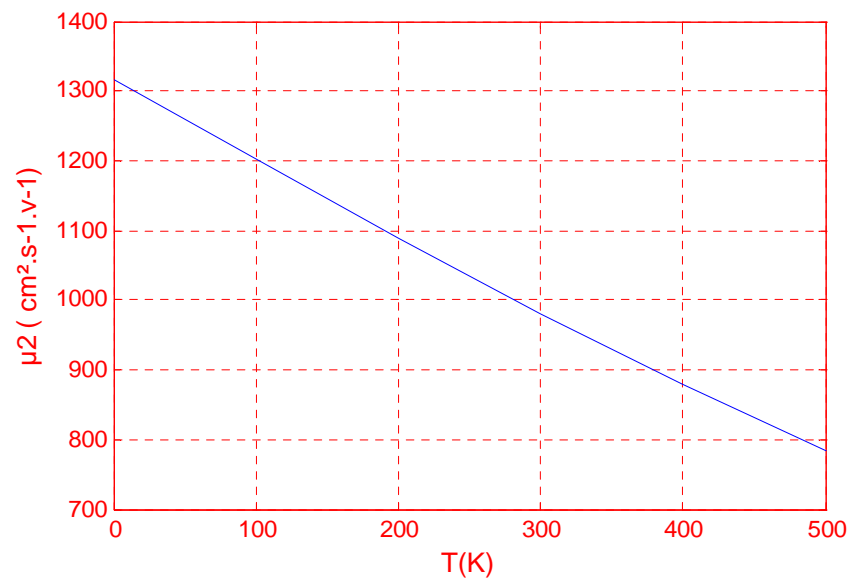


Figure III -25:Variation de la mobilité μ_2 en fonction de la Température.

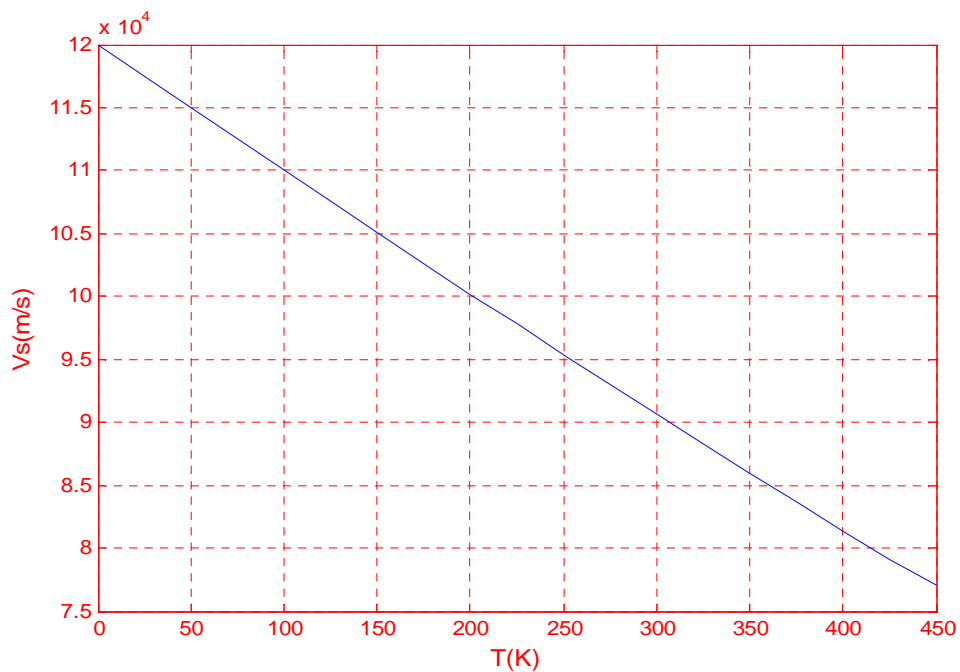


Figure III -26: Variation de la vitesse de saturation en fonction de la température .

Les Figures (III-27) et (III-28) présentent la variation des vitesses des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température, la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

Les Figures (III-29) et (III-30) montre la variation des mobilités des électrons en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de la température. Nous constatons que la mobilité est d'autant plus élevée que la température diminue.

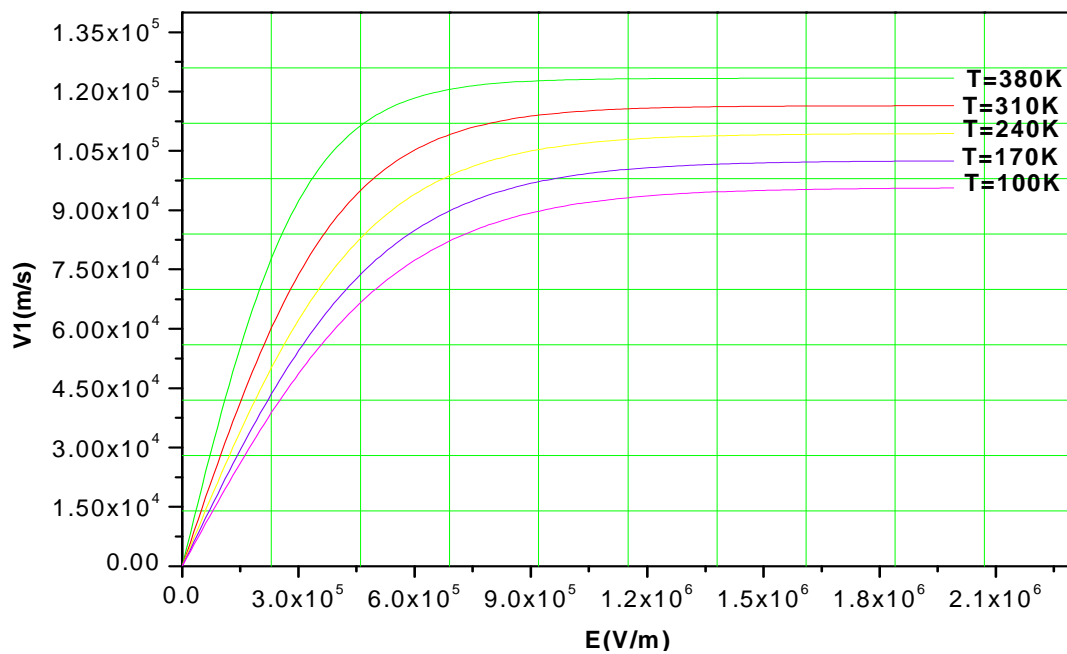


Figure III-27 : Variation de la vitesse V_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

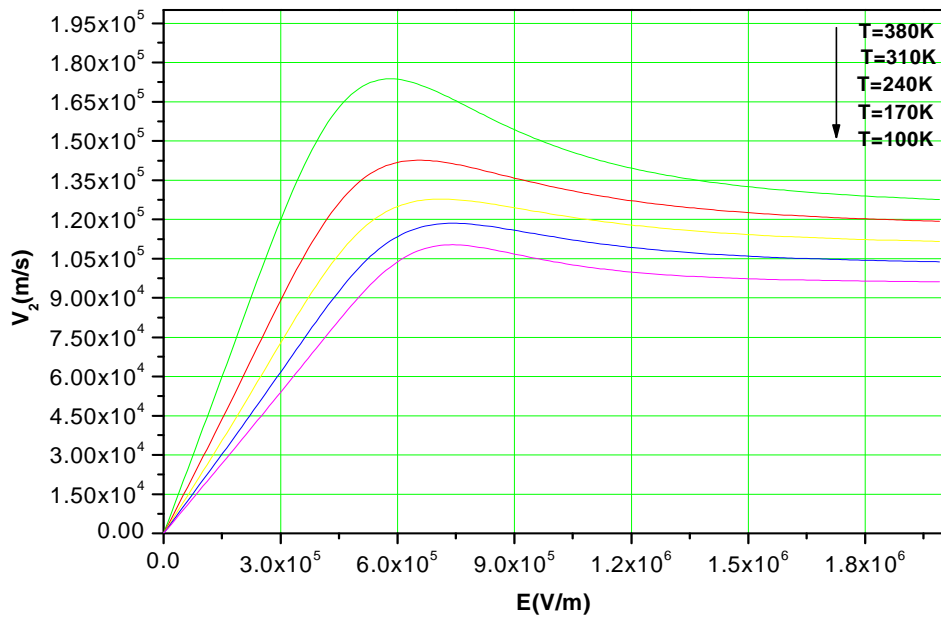


Figure III.28 : Variation de la vitesse V_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

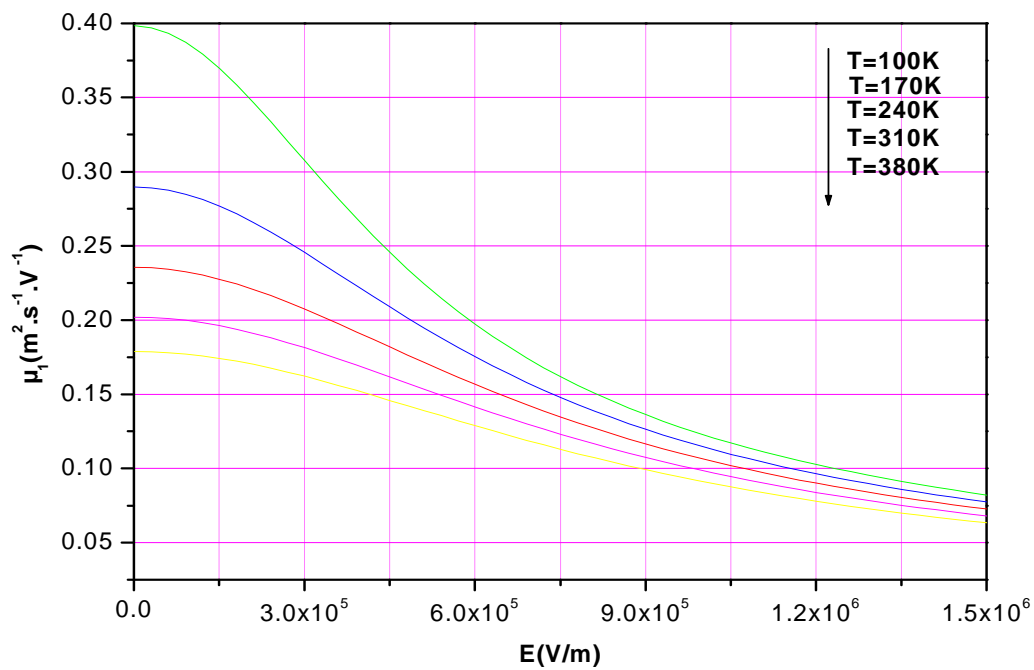


Figure III-29 : Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique

pour différentes valeurs de température.

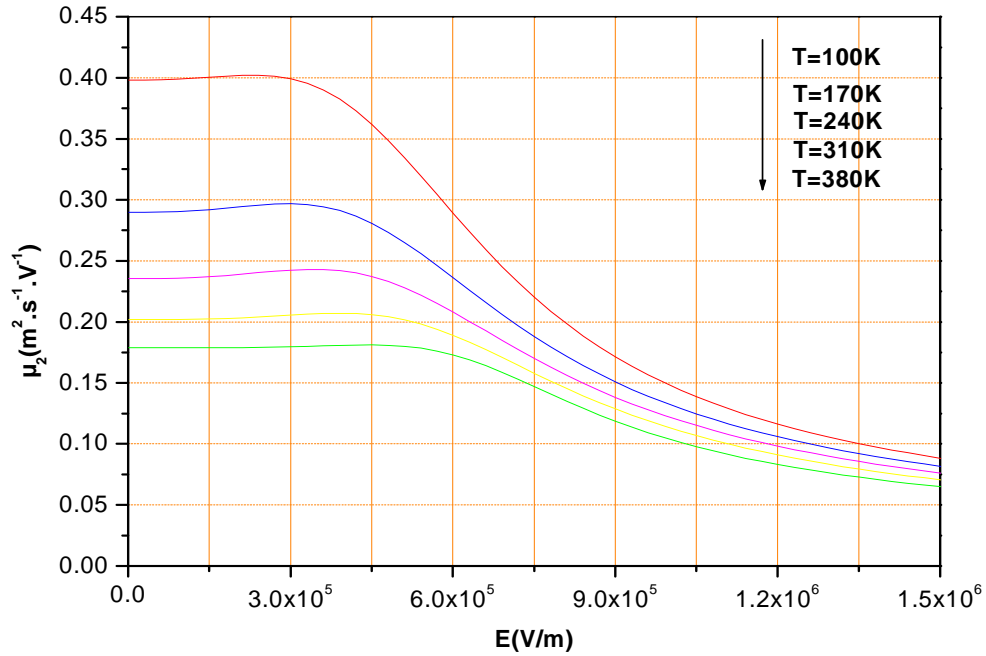


Figure III-30 : Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de température.

La figure (III-31) représente la variation de la tension de seuil V_{TH} en fonction de la température.

Nous constatons que la tension de seuil diminue lorsque la température augmente.

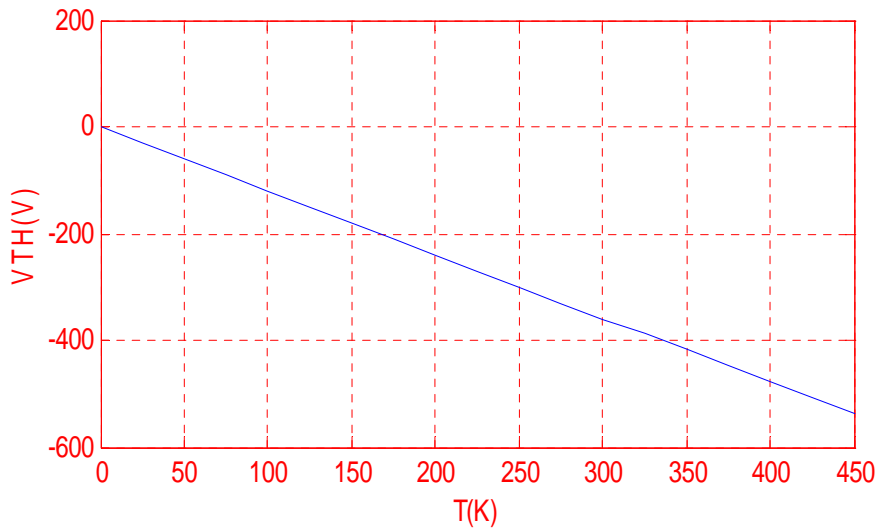


Figure III -31 Variation de la tension de seuil en fonction de la température

La variation du champ électrique de saturation E_s en fonction de la température est présenté sur la figure (III-32). Ce champ augmente au fur et à mesure que la température augmente.

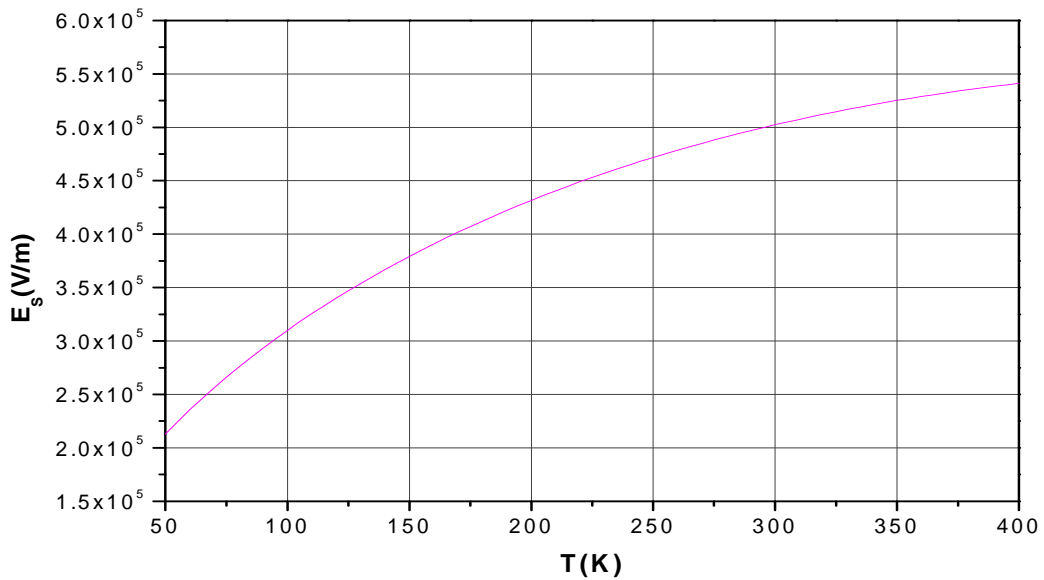


Figure III-32 : Variation du champ électrique de saturation en fonction de la température.

Chapitre IV

Dispersion fréquentielle des paramètres du transistor

IV-1 Introduction

La dispersion fréquentielle des paramètres du transistor à effet de champ à basse fréquence est un phénomène qui influe sur les performances de ces composants.

L'objectif de ce chapitre est de présenter les paramètres admittances en fonction de la fréquence et l'effet des éléments parasites du circuit équivalent, ainsi, que les expressions des éléments intrinsèques du modèle.

Dans un premier temps une description physique du circuit équivalent pour le composant à effet de champ MESFET GaAs, est effectuée à partir de la théorie des quadripôles.

Ensuite, les effets des éléments parasites du transistor figure (IV-6) sont pris en considération. La transformation des paramètres Z en paramètres Y nous permettra de présenter les variations des parties réelle et imaginaire des paramètres Y.

IV-2 Polarisation du composant MESFET

Pour le composant MESFET GaAs il y a trois types de polarisation différente ; La source commune, le drain commun et la grille commune, nous examinerons le cas la source commune.

Ce type de polarisation est le plus employé dans la conception d'amplificateur. Le MESFET est polarisé par une tension continue DC en régime de saturation et autour du point de repos Q loin de la région de pincement. Un signal sinusoïdal est appliqué d'amplitude assez faible, pour ne pas déplacer la caractéristique hors de la de la région de saturation quand le signal sinusoïdal change de signe. Le fonctionnement AC du dispositif est représenté sur la figure (IV-1-a) et la figure (IV-1-b) montre les caractéristiques correspondantes Courant-Tension.

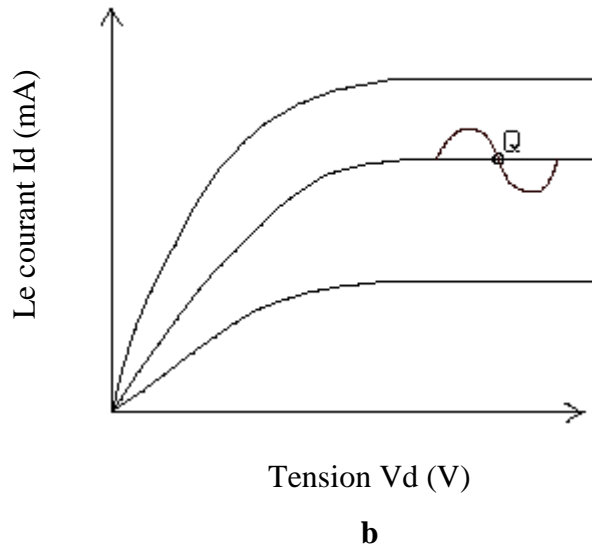
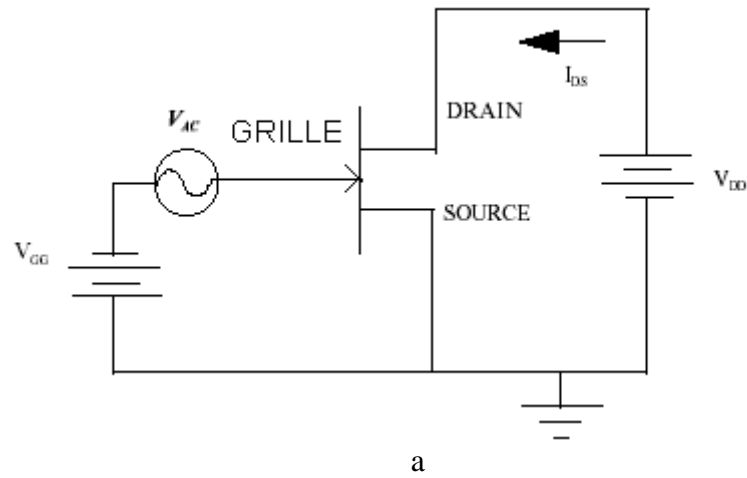


Figure (IV-1) : a- Polarisation en source commune
 b- Application de la tension petit signal dans la région de saturation

IV-3 Modèle général de circuit équivalent

Le transistor à effet de champ à barrière Schottky peut être assimilé à un quadripôle. Le modèle général est représenté sur la figure (IV-2) [37]. Les éléments qui composent ce modèle peuvent être regroupés en deux catégories distinctes, les éléments extrinsèques et les éléments intrinsèques, les éléments extrinsèques représentent les éléments parasites du

composant. Ils sont déterminés à partir des mesures expérimentales [37]. Les éléments intrinsèques sont liés à la zone active du transistor.

L'étude des circuits équivalents a prouvé son efficacité, et permet de simplifier plusieurs phénomènes physiques associés au comportement électronique du composant. Ainsi, une analyse de la structure du transistor à effet de champ fait apparaître au premier ordre un schéma équivalent petit signal à éléments localisés correspondant au fonctionnement du transistor. Chaque élément représente un comportement physique ou une propriété électrique du FET figure (IV-3), Le schéma équivalent petit signal est composé de deux parties :

IV-3.a Les éléments intrinsèques

La source de courant est contrôlée par la tension grille source, et dépend de la tension au bord de la capacité C_{gs} .

La transconductance g_m est directement proportionnelle au gain du MESFET. Elle traduit la variation du courant de sortie I_{ds} provoquée par une variation de la tension de commande de grille, à tension V_{ds} constante. Elle est définie par :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=cst} \quad (IV-1)$$

La conductance g_d , représente l'inverse de la résistance de sortie du canal R_0 , donc c'est la variation du courant de canal suite à une variation de la tension de drain V_{ds} pour une tension V_{gs} constante :

$$R_0^{-1} = g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}=cst} \quad (IV-2)$$

Les capacités C_{gs} et C_{gd} représentent les variations de la charge accumulée sous l'électrode de grille, dans la zone de charge d'espace.

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs}=cst} \quad C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd}=cst}$$

Où Q_g est la charge totale stockée sous l'électrode de grille.

La capacité C_{ds} , est liée essentiellement au couplage capacitif d'origine électrostatique entre les zones fortement dopées situées sous les électrodes de drain et de source.

R_i est la résistance du canal conducteur entre la source et la grille, la largeur de la zone de déplétion varie avec la tension de grille.

IV-3.b Les éléments extrinsèques

Lorsque le transistor est monté sur un support ou un boîtier, les éléments parasites externes à la puce qui sont associés aux connexions de cette puce avec les bornes d'utilisation différente avec le type de boîtier et sont :

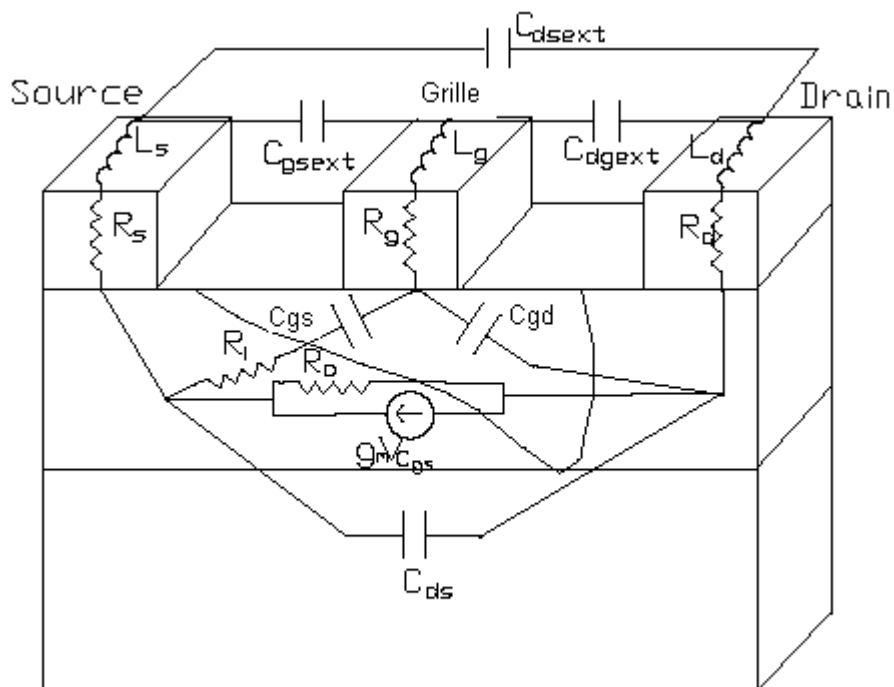
- Les résistances parasites d'accès R_S côté source, R_D côté drain et R_G côté grille
- L'effet des fils métalliques de microsoudure qui entraîne l'existence d'inductance L_S , L_G et L_D en série avec les éléments de source, de grille et de drain

Plusieurs modèles ont été proposés pour d'écrire les propriétés du transistor à effet de champ MESFET GaAs comme Dambrine [38], Liechti [39] et M. Galio [40]. A titre de comparaison le tableau (IV-1) donne les valeurs des éléments du transistor à effet de champ de notre modèle et celui proposé par Liechti.

Paramètres	modèle général	modèle Liechti [34]
------------	----------------	---------------------

C_{gd}	(Pf)	0.06542	0.014
C_{gs}	(Pf)	0.3965	0.62
C_{ds}	(Pf)	0.1099	0.12
R_o	(Ω)	291.1	400
R_i	(Ω)	2.6	2.6
g_m	(mS)	46.20	53
τ	(ps)	1.63	5.0
L_s	(nH)	0.0034	0.04
L_d	(nH)	0.032	0.05
L_g	(nH)	0.00595	0.05
R_s	(Ω)	3.1	2
R_d	(Ω)	3.6	3
R_g	(Ω)	2	2.9

Tableau (IV-1) : Valeurs des paramètres du MESFET GaAs



Figure(IV-3) : Localisation des éléments du schéma équivalent du MESFET

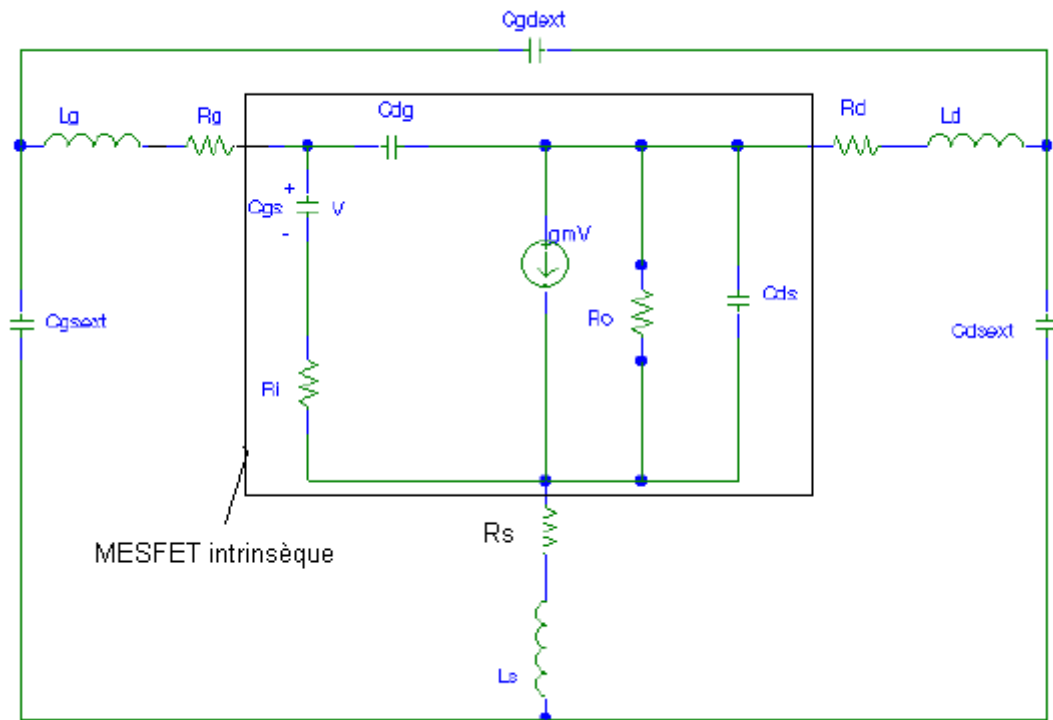


Figure (IV-4) : Schéma équivalent du MESFET

IV-4 Analyse dynamique du transistor à effet de champ

IV-4.1 Calcul des paramètres admittances

IV-4.1.a MESFET intrinsèque

Dans le cas des petits signaux, pour lesquels nous nous limiterons, superposés aux grandeurs continues de polarisation, un développement analytique du comportement du MESFET est possible, ainsi qu'un schéma équivalent caractérisé par une matrice admittance y_{ij} . On s'appuie sur la théorie des quadripôles pour préciser et décrire les caractéristiques dynamiques.

Désignons par v_G et v_D les amplitudes des tensions variables appliquées sur la grille et le drain. Dans le formalisme choisi elles sont liées par la relation :

$$\begin{aligned} V_g(\omega) &= v_g(\omega) + V_g \\ V_d(\omega) &= v_d(\omega) + V_d \end{aligned} \quad (\text{IV-3})$$

La matrice admittance est définie à partir de l'égalité suivante :

$$i_g = y_{11}v_g + y_{12}v_d \quad (\text{IV-4})$$

$$i_d = y_{21}v_d + y_{22}v_d \quad (\text{IV-5})$$

Pour déterminer les paramètres y_{ij} on écrit les équations suivantes :

$$y_{11} = \left. \frac{i_g}{v_g} \right|_{v_d=0} \quad (\text{IV-6})$$

$$y_{12} = \left. \frac{i_g}{v_d} \right|_{v_g=0} \quad (\text{IV-7})$$

$$y_{21} = \left. \frac{i_d}{v_g} \right|_{v_d=0} \quad (\text{IV-8})$$

$$y_{22} = \left. \frac{i_d}{v_d} \right|_{v_g=0} \quad (\text{IV-9})$$

A partir du modèle intrinsèque du schéma équivalent du MESFET on détermine les paramètres admittances y :

$$y_{11} = \frac{R_i \omega^2 C_{gs}^2}{(1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2)} + j\omega \left(\frac{C_{gs}}{1 + \omega^2 C_{gs}^2 R_i^2} + C_{gd} \right) \quad (\text{IV-10})$$

$$y_{12} = -j\omega Cgd \quad (\text{IV-11})$$

$$y_{21} = \frac{g_m \exp(-j\omega\tau)}{(1 + j\omega CgsR_i)} - j\omega Cgd \quad (\text{IV-12})$$

$$y_{22} = \frac{1}{R_0} + j\omega(Cgd + Cds) \quad (\text{IV-13})$$

En écrivant :

$$\exp(-j\omega\tau) = \cos(\omega\tau) - j\sin(\omega\tau)$$

nous déterminons la partie réelle et la partie imaginaire de y_{21} :

$$y_{21} = \frac{g_m [\cos(\omega\tau) - \omega R_i C_{gs} \sin(\omega\tau)]}{1 + \omega^2 R_i^2 C_{gs}^2} - j \left[\omega C_{gd} + \frac{g_m (\omega R_i C_{gs} \cos(\omega\tau) + \sin(\omega\tau))}{1 + \omega^2 R_i^2 C_{gs}^2} \right] \quad (\text{IV-14})$$

Ces paramètres admittance sont calculés en fonction des éléments intrinsèques du schéma équivalent C_{gs} , C_{gd} , g_m , τ , R_i , R_0 et C_{ds} . Dans le paragraphe suivant, les éléments parasites inductance et résistance sont introduits.

IV-4.1.b MESFET extrinsèque

L'effet des éléments parasites inductances et résistances est pris en compte par la détermination des paramètres impédances Z, la figure (IV-6) représente le MESFET intrinsèque avec les éléments parasites. Les tensions aux bornes des électrodes sont décrites comme :

$$v_g = z_{11}i_g + z_{12}i_d \quad (\text{IV-15})$$

$$v_d = z_{21}i_g + z_{22}i_d \quad (\text{IV-16})$$

Les paramètres z sont calculés à partir de la transformation suivante :

$$z = \begin{bmatrix} \frac{y_{11}}{|y|} & \frac{y_{12}}{|y|} \\ \frac{y_{21}}{|y|} & \frac{y_{22}}{|y|} \end{bmatrix} \quad (\text{IV-17})$$

$|y|$ représente le déterminant de la matrice admittance, est donné par la relation :

$$|y| = y_{11}y_{22} - y_{21}y_{12} = \text{Re}|y| + j\text{Im}|y|$$

$$\begin{aligned} z_{ij} &= \frac{\text{Re}(y_{ij}) + j \text{Im}(y_{ij})}{\text{Re}|y| + j \text{Im}|y|} \\ &= \frac{\text{Re}(y_{ij}) \text{Re}|y| + \text{Im}(y_{ij}) \text{Im}|y|}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} + j \frac{\text{Re}|y| \text{Im}(y_{ij}) - \text{Im}|y| \text{Re}(y_{ij})}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} \end{aligned} \quad (\text{IV-18})$$

donc

$$z_{11} = \frac{\text{Re}(y_{11}) \text{Re}|y| + \text{Im}(y_{11}) \text{Im}|y|}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} + j \frac{\text{Re}|y| \text{Im}(y_{11}) - \text{Im}|y| \text{Re}(y_{11})}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} \quad (\text{IV-19})$$

$$z_{12} = \frac{\text{Im}(y_{12}) \text{Im}|y|}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} + j \frac{\text{Re}|y| \text{Im}(y_{12})}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} \quad (\text{IV-20})$$

$$z_{21} = \frac{\text{Re}(y_{21}) \text{Re}|y| + \text{Im}(y_{21}) \text{Im}|y|}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} + j \frac{\text{Re}|y| \text{Im}(y_{21}) - \text{Im}|y| \text{Re}(y_{21})}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} \quad (\text{IV-21})$$

$$z_{22} = \frac{\text{Re}(y_{22}) \text{Re}|y| + \text{Im}(y_{22}) \text{Im}|y|}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} + j \frac{\text{Re}|y| \text{Im}(y_{22}) - \text{Im}|y| \text{Re}(y_{22})}{(\text{Re}|y|)^2 + (\text{Im}|y|)^2} \quad (\text{IV-22})$$

L'impédance des éléments parasites est en série avec le MESFET intrinsèque figure (IV-6), alors elles sont déterminées comme suit:

$$z'_{11} = z_{11} + Rg + Rs + j\omega(Lg + Ls) \quad (\text{IV-19})$$

$$z'_{12} = z_{12} + Rs + j\omega Ls \quad (\text{IV-20})$$

$$z'_{21} = z_{21} + Rs + j\omega Ls \quad (\text{IV-21})$$

$$z'_{22} = z_{22} + Rd + Rs + j\omega(Ld + Ls) \quad (\text{IV-22})$$

Avec z'_{11} , z'_{12} , z'_{21} , et z'_{22} représentent les impédances totales avec les éléments parasites. Maintenant on fait la transformation inverse pour trouver les paramètres de l'admittance :

$$y = \begin{bmatrix} \frac{z'_{11}}{|z'|} & \frac{z'_{12}}{|z'|} \\ \frac{z'_{21}}{|z'|} & \frac{z'_{22}}{|z'|} \end{bmatrix} \quad (\text{IV-23})$$

où, $|z'|$ est le déterminant de la matrice impédance calculée précédemment

$$|z'| = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21} = \text{Re}|z'| + j\text{Im}|z'|$$

donc

$$\begin{aligned} y_{ij} &= \frac{\text{Re}(z'_{ij}) + j\text{Im}(z'_{ij})}{\text{Re}|z'| + j\text{Im}|z'|} \\ &= \frac{\text{Re}(z'_{ij}) \text{Re}|z'| + \text{Im}(z'_{ij}) \text{Im}|z'|}{(\text{Re}|z'|)^2 + (\text{Im}|z'|)^2} + j \frac{\text{Re}|z'| \text{Im}(z'_{ij}) - \text{Im}|z'| \text{Re}(z'_{ij})}{(\text{Re}|z'|)^2 + (\text{Im}|z'|)^2} \end{aligned} \quad (\text{IV-24})$$

$$y_{11} = \frac{\text{Re}(z'_{11}) \text{Re}|z'| + \text{Im}(z'_{11}) \text{Im}|z'|}{(\text{Re}|z'|)^2 + (\text{Im}|z'|)^2} + j \frac{\text{Re}|z'| \text{Im}(z'_{11}) - \text{Im}|z'| \text{Re}(z'_{11})}{(\text{Re}|z'|)^2 + (\text{Im}|z'|)^2} \quad (\text{IV-25})$$

$$y_{12} = \frac{\text{Re}(z'_{12}) \text{Re}|z'| + \text{Im}(z'_{12}) \text{Im}|z'|}{(\text{Re}|z'|)^2 + (\text{Im}|z'|)^2} + j \frac{\text{Re}|z'| \text{Im}(z'_{12}) - \text{Im}|z'| \text{Re}(z'_{12})}{(\text{Re}|z'|)^2 + (\text{Im}|z'|)^2} \quad (\text{IV-26})$$

$$y_{21} = \frac{\operatorname{Re}(z'_{21}) \operatorname{Re}|z'| + \operatorname{Im}(z'_{21}) \operatorname{Im}|z'|}{(\operatorname{Re}|z'|)^2 + (\operatorname{Im}|z'|)^2} + j \frac{\operatorname{Re}|z'| \operatorname{Im}(z'_{21}) - \operatorname{Im}|z'| \operatorname{Re}(z'_{21})}{(\operatorname{Re}|z'|)^2 + (\operatorname{Im}|z'|)^2} \quad (\text{IV-27})$$

$$y_{22} = \frac{\operatorname{Re}(z'_{22}) \operatorname{Re}|z'| + \operatorname{Im}(z'_{22}) \operatorname{Im}|z'|}{(\operatorname{Re}|z'|)^2 + (\operatorname{Im}|z'|)^2} + j \frac{\operatorname{Re}|z'| \operatorname{Im}(z'_{22}) - \operatorname{Im}|z'| \operatorname{Re}(z'_{22})}{(\operatorname{Re}|z'|)^2 + (\operatorname{Im}|z'|)^2} \quad (\text{IV-28})$$

Les valeurs de ces paramètres impédances et admittances sont données par un logiciel que nous avons élaboré, en langage FORTRAN 90.

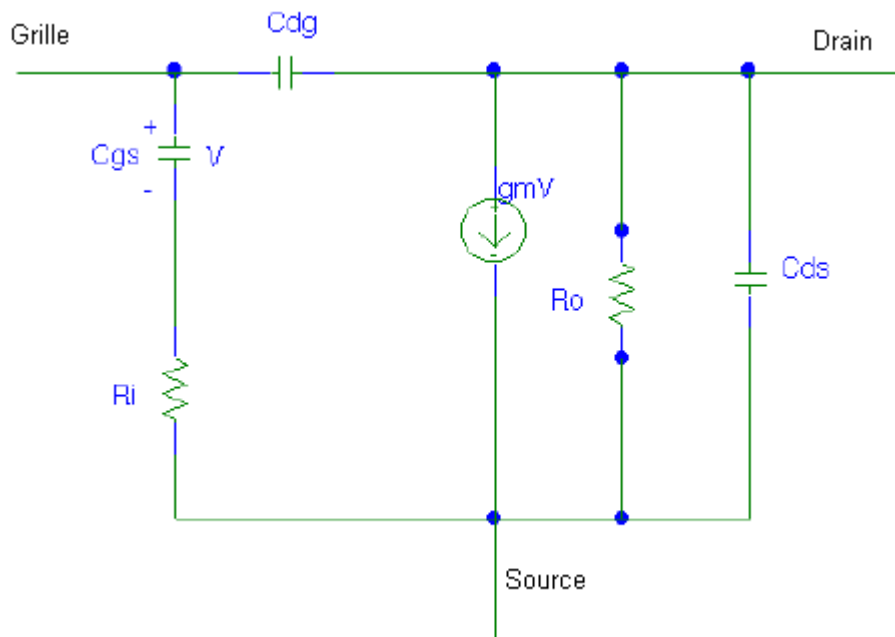


Figure (IV-5) : Le schéma équivalent du MESFET intrinsèque

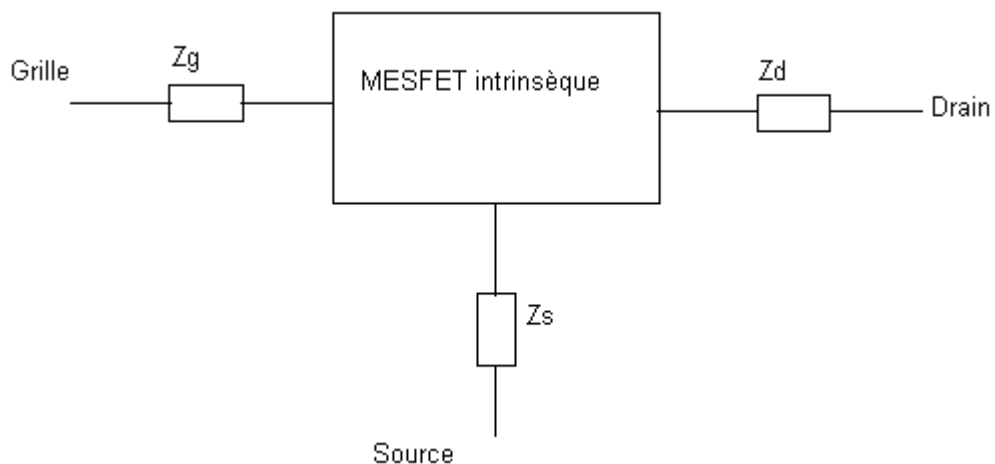


Figure (IV-6) : Composant intrinsèque avec les éléments parasites en série

IV-4.2 Détermination des éléments du MESFET

A partir des expressions (IV-10), (IV-11), (IV-12) et (IV-13) les éléments du schéma équivalent peuvent être trouvés analytiquement.

IV-4.2.a Capacités dynamiques intrinsèques

Celles-ci peuvent être déterminées soit par la théorie des charges stockées sous l'électrode de grille [41], soit à partir du schéma équivalent obtenu par l'intégration des équations différentielles qui régissent le comportement hyperfréquence du composant. Nous allons nous limiter dans cette partie aux déterminations des capacités C_{gd} , C_{ds} et C_{gs} à partir du schéma équivalent électrique.

- **Capacité grille source**

C_{gs} décrit l'interaction capacitive entre la grille et la source. Sa valeur est déterminée par la capacité de la zone de charge d'espace de la jonction Schottky grille-source.

$$C_{gs} = \frac{\text{Re}(y_{11})}{(\text{Im}(y_{11}) - \omega C_{gd})R_i \omega} \quad (\text{IV-29})$$

- **Capacité grille drain**

C_{gd} est définie comme l'interaction capacitive dans le semi-conducteur entre la grille et le drain. Elle reflète la variation de la quantité de charge dans la ZCE de la jonction Schottky à tension V_{gs} constante.

$$C_{gd} = -\frac{\text{Im}(y_{12})}{\omega} \quad (\text{IV-30})$$

Cette capacité détériore les performances dynamiques de deux façons différentes :

- Par effet Miller : Une partie de C_{gd} se retrouve reportée à l'entrée du transistor s'additionnant avec la capacité C_{gs} et diminuant ainsi le gain extrinsèque du transistor à haute fréquence.

- Par couplage direct : A haute fréquence, C_{gd} relie directement l'entrée du transistor à sa sortie et peut provoquer des instabilités.

Le courant qui circule dans le canal est donné par :

$$i_d = g_d v_d + g_m v_g \quad (\text{IV-31})$$

Plus souvent dans la région de saturation $g_d \rightarrow 0$ et le courant $i_d \rightarrow g_m v_g$

A haute fréquence un couplage direct a lieu entre les capacités C_{gd} et C_{gs} et par conséquent l'impédance d'entrée dépend directement de la fréquence.

$$z_e = \frac{1}{\omega(C_{gs} + C_{gd})} \quad (\text{IV-32})$$

La fréquence de coupure est définie comme la fréquence pour laquelle le courant d'entrée serait égale en module au courant de sortie dans un fonctionnement à $V_{ds} = \text{ct}$:

$$i_e = \frac{v_g}{z_e} = g_m v_g \quad (\text{IV-32})$$

et par conséquent la fréquence de coupure :

$$g_m = \omega(C_{gs} + C_{gd})$$

$$f_c = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})} \quad (\text{IV-32})$$

- **Capacité drain source**

L'origine de C_{ds} est l'interaction capacitive entre les deux régions du canal sous les contacts ohmiques de drain et de source.

$$C_{ds} = \frac{\text{Im}(y_{22}) - \omega C_{gd}}{\omega} \quad (\text{IV-33})$$

IV-4.2.b Résistance de charge

R_i est la résistance du canal conducteur entre la source et la grille, qui contrôle le phénomène de recombinaison génération des atomes de déplétion sous l'effet de la tension de grille sinusoïdale.

$$R_i = \frac{\text{Re}(y_{11})}{(\text{Im}(y_{11}) - \omega C_{gd}) C_{gs} \omega} \quad (\text{IV-34})$$

IV-4.2.c La transconductance et la conductance

La transconductance du canal, g_m s'écrit : $g_m = g_{m0} \exp(-j\omega\tau)$ où g_{m0} représente la transconductance d'état stable, de l'expression (IV-14) on trouve la relation de la transconductance.

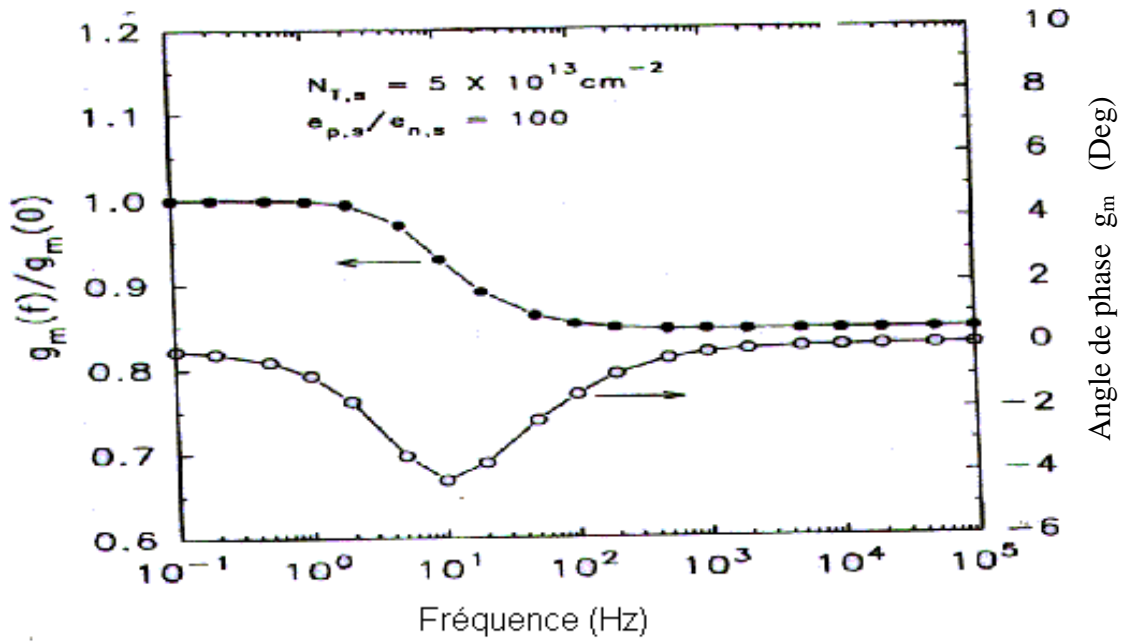
$$g_{m0} = \sqrt{(1 + \omega^2 R_i^2 C_{gs}^2) \left[(\text{Re}(y_{21}))^2 + (\text{Im}(y_{21}) + \omega C_{gd})^2 \right]} \quad (\text{IV-35})$$

et la conductance de (IV-15) :

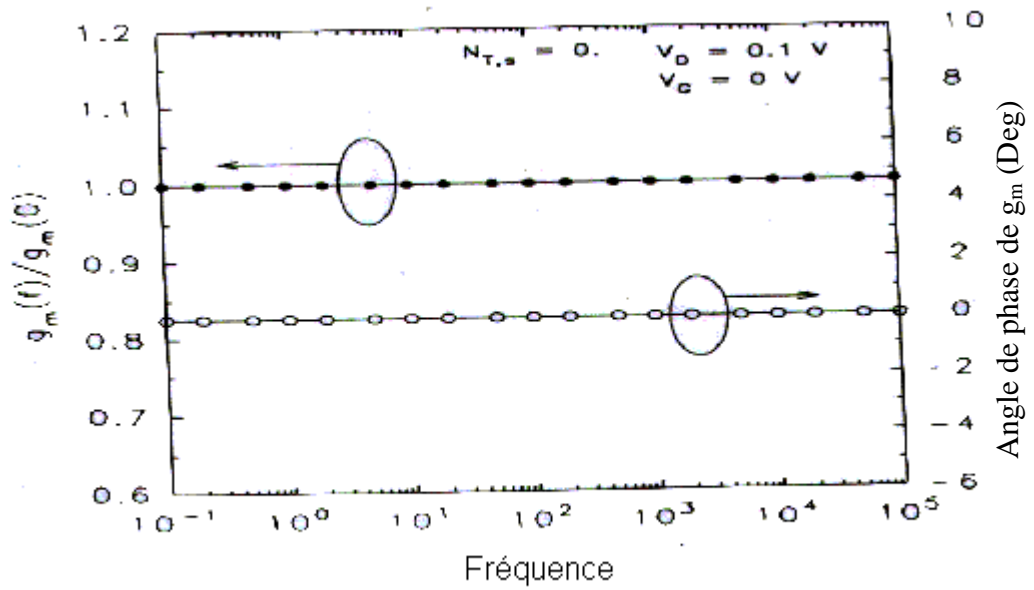
$$g_{ds} = \text{Re}(y_{22}) \quad (\text{IV-36})$$

Dans le cas de la transconductance, Shih-Hsien Lo, Chien-ping Lee a prouvé la dispersion de ce paramètre à basse fréquence, une méthode numérique est utilisée pour la détermination de l'expression de la transconductance [42].

L'effet dispersif à basse fréquence est dû aux effets des états de surface inter-électrodes (grille -source, grille-drain) figure (IV-8), car ils piègent les porteurs libres qui traversant le canal, les pièges à trous sont responsables des phénomènes comme le montre les figure ci dessous [43] figure (IV-8 a). Dans le cas où les états de surface son nuls, la transconductance reste constante dans toute la gamme de fréquence 0.1Hz à 10KHz, qui signifie que les défauts de substrat non pas d'effet sur la dispersion fréquentielle de la transconductance dans les transistors à effet de champ MESFET GaAs.



a



b

Figure (IV-8) : Dispersion fréquentielle de la transconductance

a- Avec les états de surface

b- Sans états surface

Par les mesures DLTS (deep level transient spectroscopy) les chercheurs K. Jin Choi et Jong-Lam Lee à démontré encor la dispersion de la transconductance du dispositif, elle réduit de 10% dans la gamme de fréquence de 10Hz à 1KHz figure (IV-9), et la fréquence de transition ce change avec l'augmentation de la température du dispositif [44].

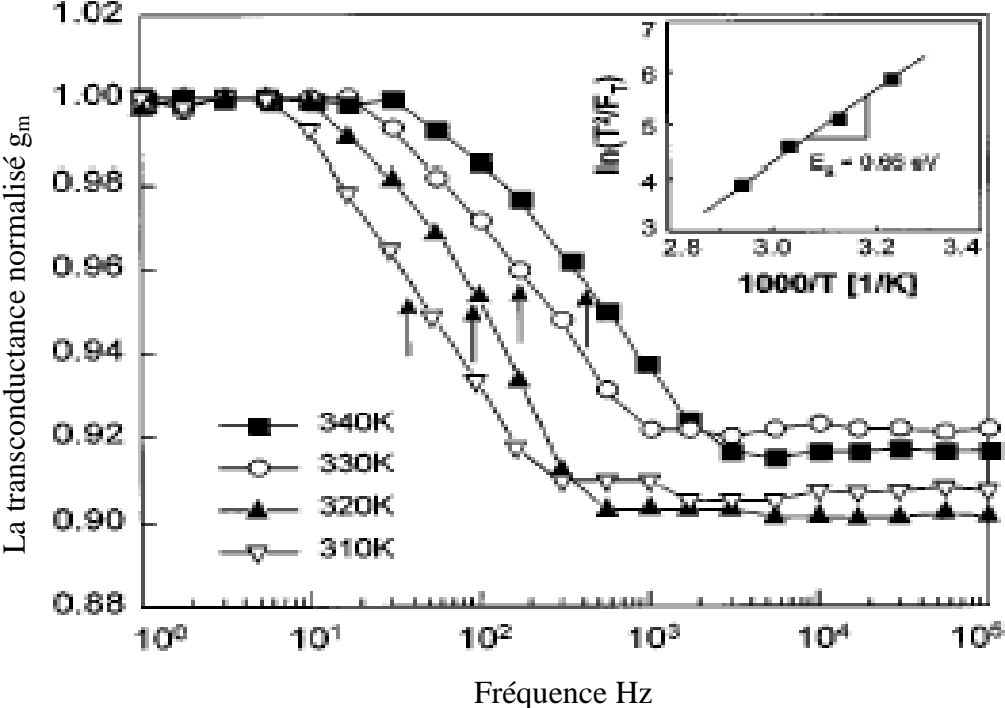


Figure (IV-9) : Dispersion fréquentielle de la transconductance pour différentes valeurs de la température pour un MESFET à plusieurs doigts

IV -5 Résultats et Interprétations.

A fin de valider l'étude dynamique des paramètres admittances du transistor MESFET GaAs établies précédemment, un logiciel de simulation basé sur les diverses expressions analytiques est exposé. Dans cette partie nous vous décrivons ce logiciel de simulation, ainsi que les résultats obtenus.

IV-5.1 Dispersion des paramètres.

IV-5.2 Variation des paramètres y_{ij}

L'admittance permet l'étude de la dynamique des états de surface. L'analyse de la dynamique de la charge et la décharge des pièges nécessite la connaissance de leur distribution spatiale et énergétique. Pour étudier le phénomène de dispersion, nous avons déterminé les paramètres y_{ij} à partir du schéma équivalent du transistor à effet de champ. Les différents éléments du transistor (transconductance, conductance et capacité) sont obtenus en utilisant un logiciel que nous avons élaboré, l'algorithme de calcul est représenté sur la figure (IV-10).

IV-5.3 Effets des éléments parasites

Le principe de la méthode consiste tout d'abord à déterminer la matrice admittance intrinsèque y_{ij} à partir du circuit équivalent. Ensuite, la matrice admittance extrinsèque y'_{ij} est obtenue en ajoutant l'effet des éléments parasites à partir de la détermination des paramètres impédances z_{ij} .

Les figures (IV-11) à (IV-18) présente les variations des paramètres admittances y_{ij} et y'_{ij} en fonction de la fréquence, on remarque que les éléments parasites ont un effet important sur les paramètres admittance du transistor. Les effets des capacités inter électrodes ont été négligés ceux des inductances L_G , L_D et L_S en série avec les électrodes de grille, de drain et de source due aux fils de liaison sont pris en considération, ainsi que les résistances d'accès R_S de source et R_D de drain lié aux contacts ohmiques et aux résistances de la zone épit axiale non contrôlés par la grille.

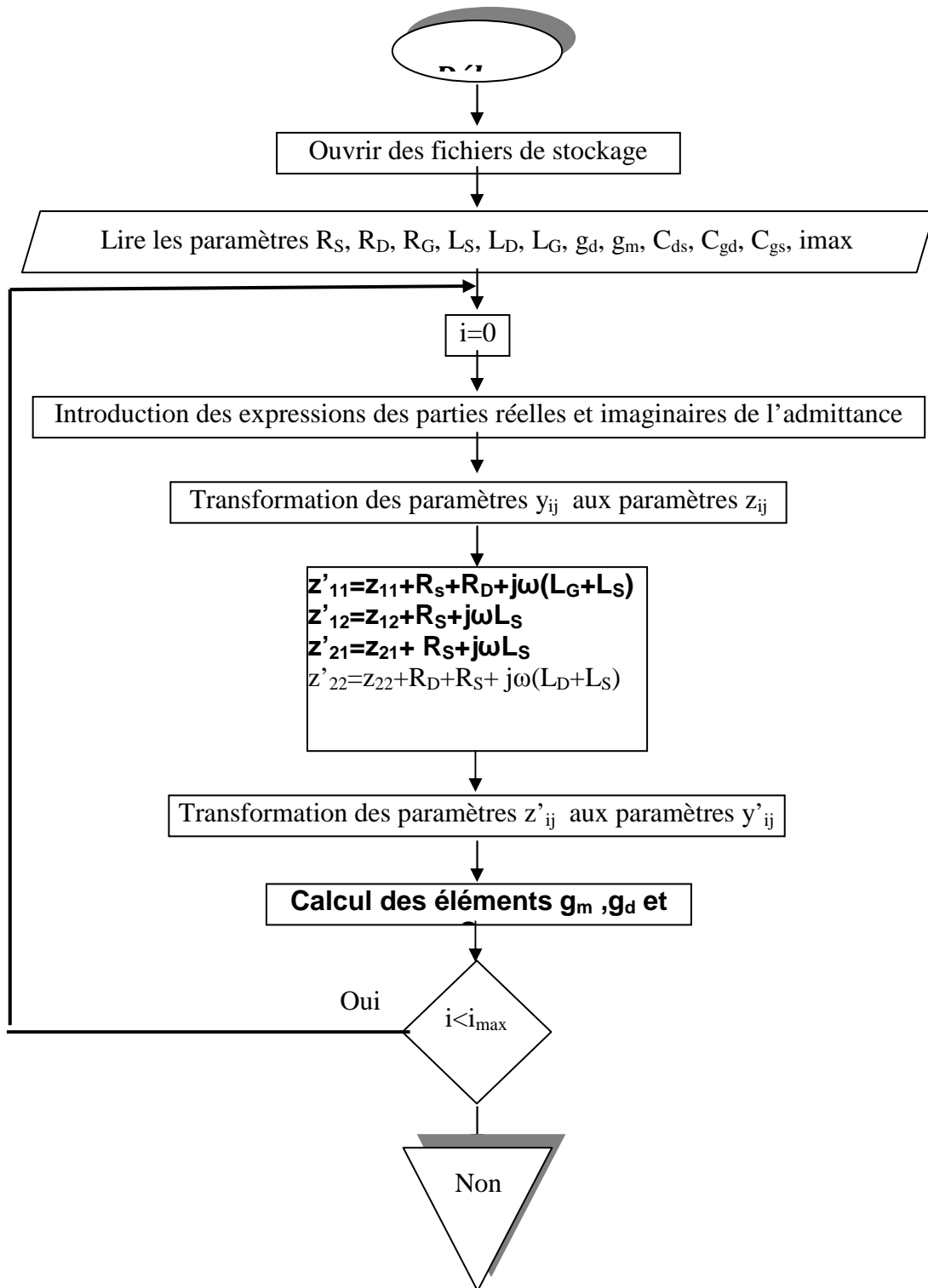


Figure (IV-10) : Organigramme de calcul des paramètres admittances y_{ij} et des éléments du circuit

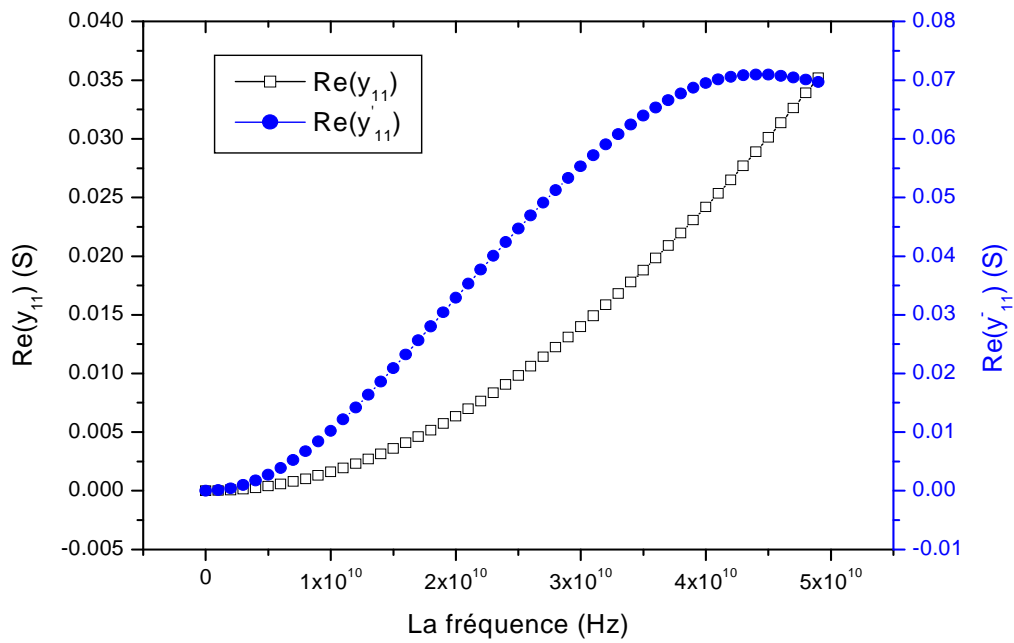


Figure (IV-11) : Effet des éléments parasites sur la partie réelle de l'admittance y_{11}

- y_{11} pour MESFET intrinsèque
- y'_{11} pour MESFET extrinsèque

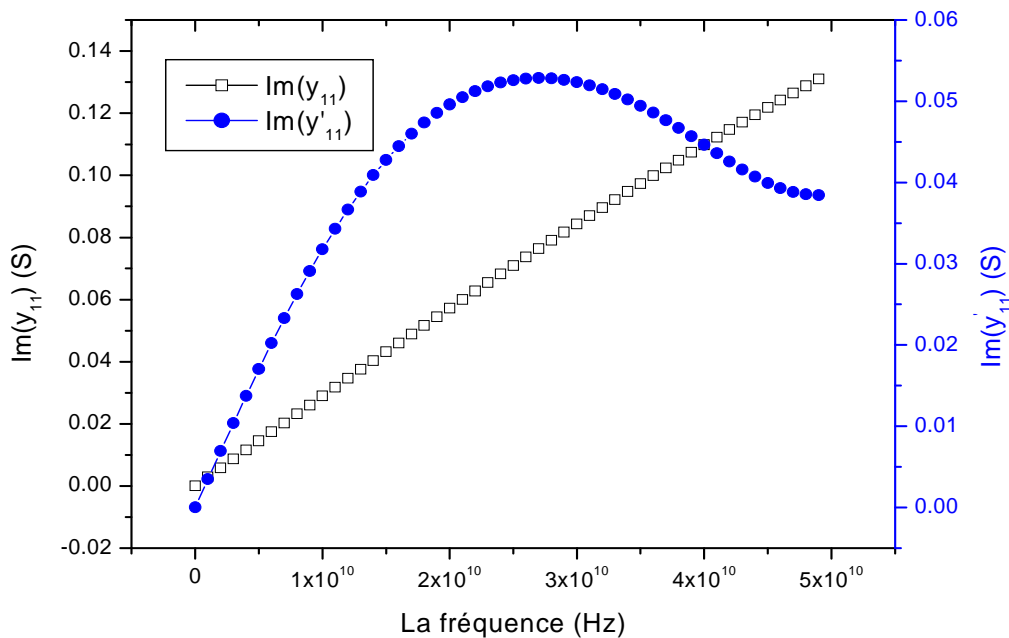


Figure (IV-12) : Effets des éléments parasites sur la partie imaginaire de l'admittance y_{11}

- y_{11} pour MESFET intrinsèque
- y'_{11} pour MESFET extrinsèque

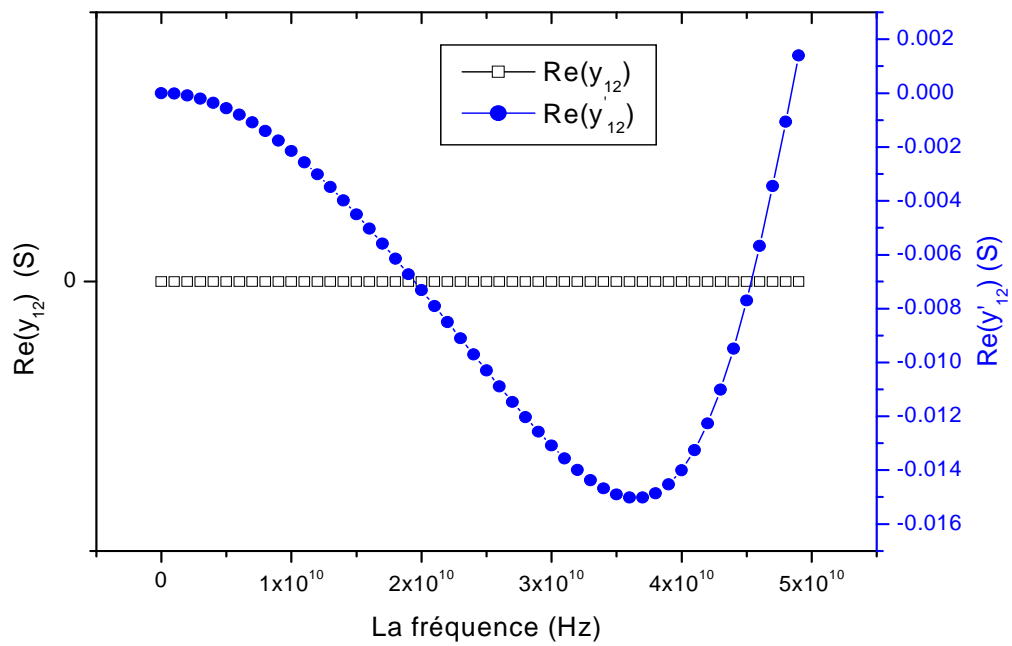


Figure (IV-13) : Effets des éléments parasites sur la partie réelle de l'admittance y_{12}

- y_{12} pour MESFET intrinsèque
- y'_{12} pour MESFET extrinsèque

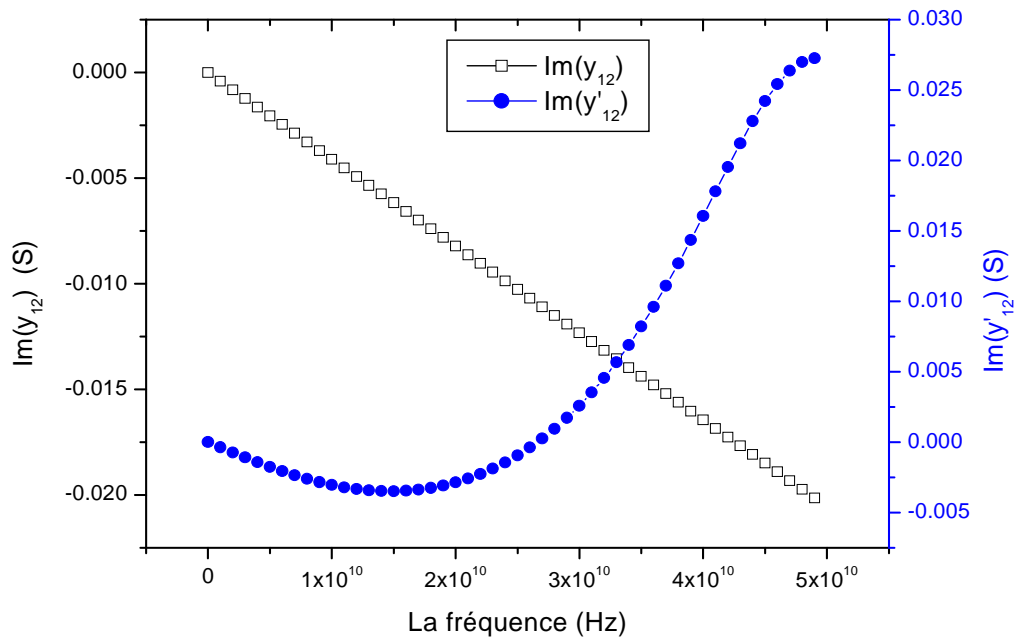


Figure (IV-14) : Effets des éléments parasites sur la partie imaginaire de l'admittance y_{12}

- y_{12} MESFET intrinsèque
- y'_{12} MESFET extrinsèque

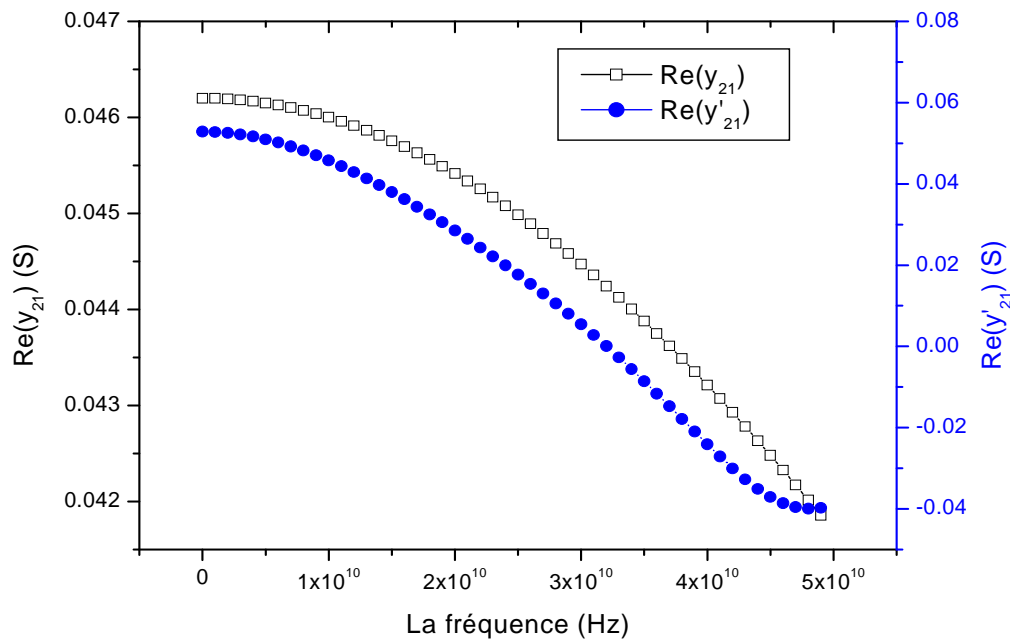


Figure (IV-15) : Effet des éléments parasites sur la partie réelle de l'admittance y_{21}

- y_{21} MESFET intrinsèque
- y'_{21} MESFET extrinsèque

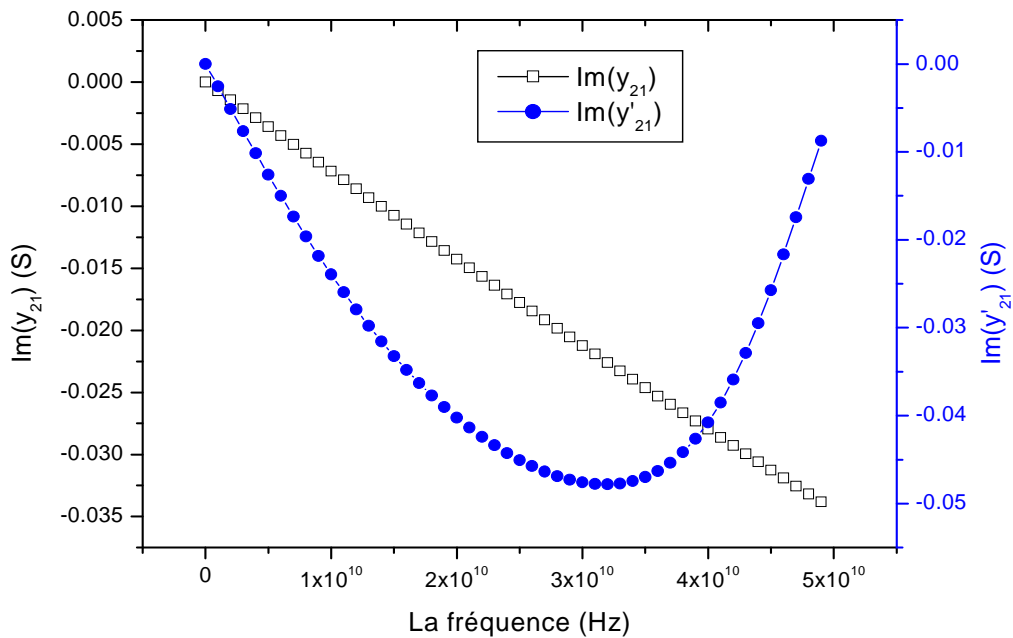


Figure (IV-16) : Effet des éléments parasites sur la partie imaginaire de l'admittance y_{21}

- y_{12} MESFET intrinsèque
- y_{12} MESFET extrinsèque

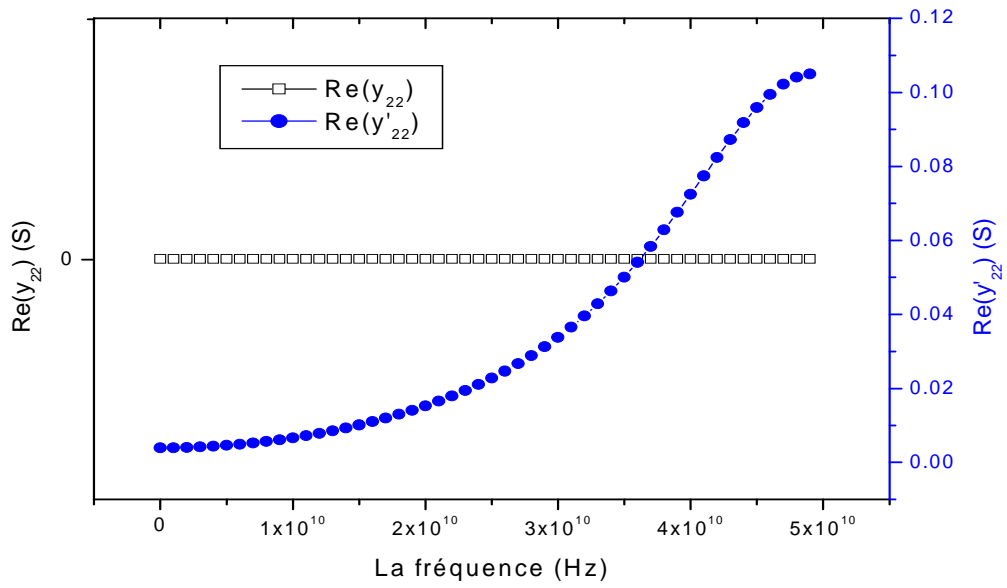


Figure (IV-17) : Effets des éléments parasites sur la partie réelle de l'admittance y_{22}

- y_{22} MESFET intrinsèque
- y'_{22} MESFET extrinsèque

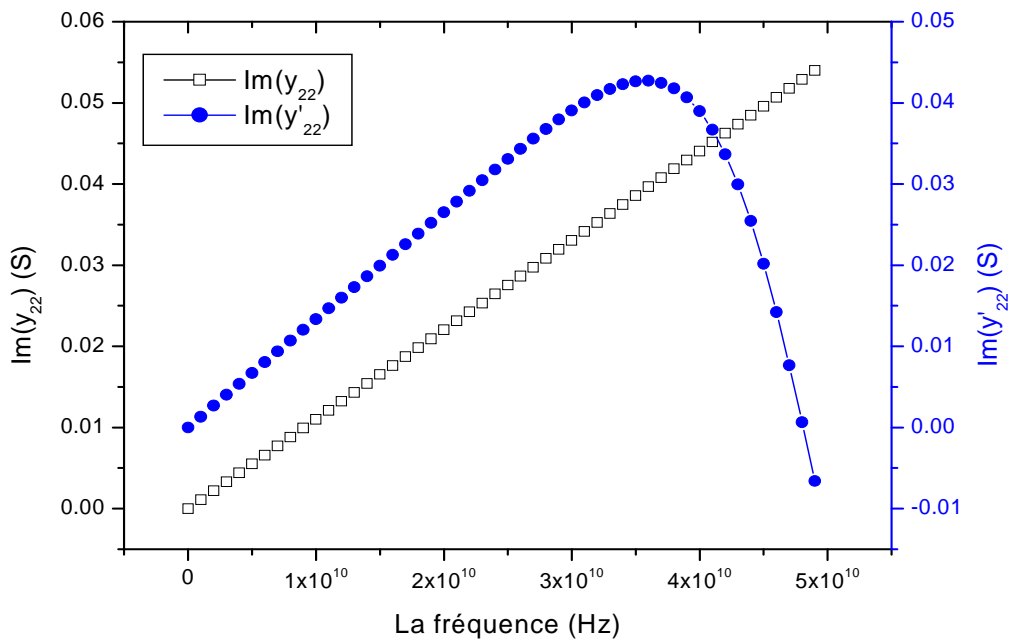
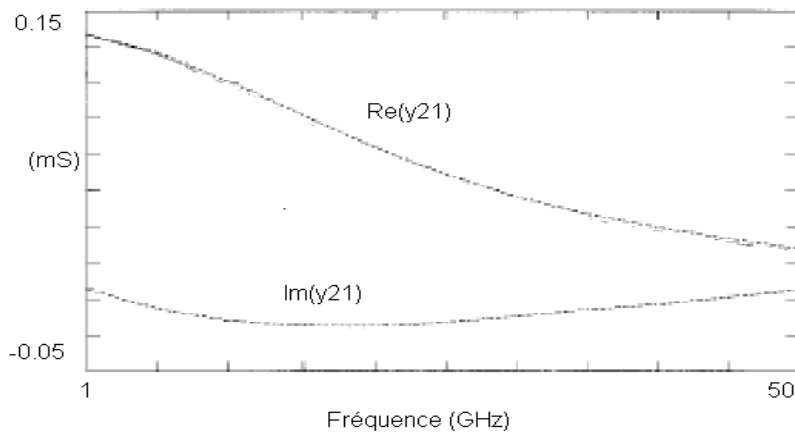


Figure (IV-18) : Effets des éléments parasites sur la partie imaginaire de l'admittance y_{22}

- y_{22} MESFET intrinsèque
- y'_{22} MESFET extrinsèque

La comparaison de la variation des éléments de la matrice admittance y_{21} avec des résultats expérimentaux pour un transistor MESFET a un seul doigt est représenté sur la figure (IV-19), nous ne parlons pas des valeurs de l'admittance y_{21} à cause de la différence des paramètres des transistors a comparé, mais le comportement de la variation de l'admittance y_{21} en fonction de la fréquence est le même pour les résultats que nous avons obtenus et celle mesurées. $\text{Re}(y_{21})$ diminue avec l'augmentation de la fréquence, a haute fréquence deviennent négative, c'est la même variation obtenue expérimentalement. Et pour la partie imaginaire $\text{Im}(y_{21})$ ces valeurs sont négatives dans les deux cas (calculées et mesurées).

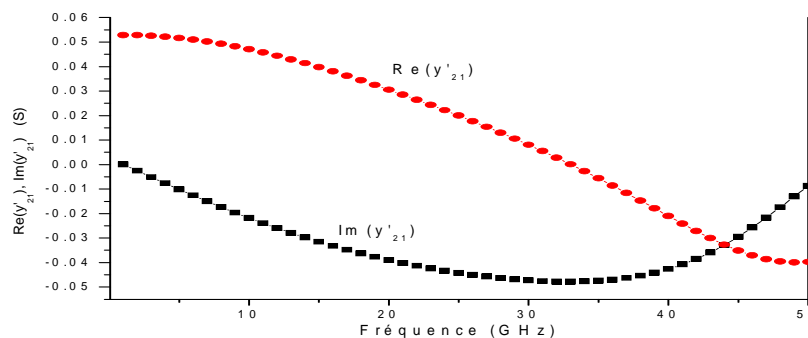
Les éléments intrinsèques du circuit électrique sont obtenus à partir des paramètres admittance L'accord trouvé peut être meilleur en rajoutent l'effet des paramètres dus à l'effet inductif associé à la métallisation, et aux résistances parasites d'accès à hautes fréquences



Y_{ij}

Figure (IV-19) : Comparaison des parties réelle et imaginaire de y_{21} pour un MESFET a un seul doigt

- a- Résultats expérimentaux
- b- Donnée par le programme que nous avons élaboré



IV-5.4 Dispersion de la conductance de sortie g_d

La figure (IV-20) représente la dispersion fréquentielle de la résistance de sortie du transistor MESFET GaAs en échelle Logarithmique, qui représente l'inverse de la conductance de sortie. La dispersion de la résistance de sortie est effectuée dans la gamme de fréquence 100MHz-10GHz, comme on peut le remarquer elle est indépendante de la fréquence entre 100MHz et 2 GHz, et reste constante. La comparaison entre les résultats obtenus et ceux donnés par [10] et donnée par la figure (IV-21), la gamme de variation de fréquence est de 100 Hz à 1MHz, dans les deux cas il y a de la dispersion de la résistance de sortie. La dispersion est attribuée à des effets de donneurs profonds du semi-conducteur de type N et sont plus ou moins importants en fonction de la filière technologique du composant [43], les piègent appelés aussi « centres DX » présentent des énergies différentes d'émission et de capture des électrons, et des constantes de temps multiples d'émission et de capture, correspondant à des fréquences de l'ordre ou inférieures à la centaine de KHz, donc il résulte une variation importante sur ces paramètres.

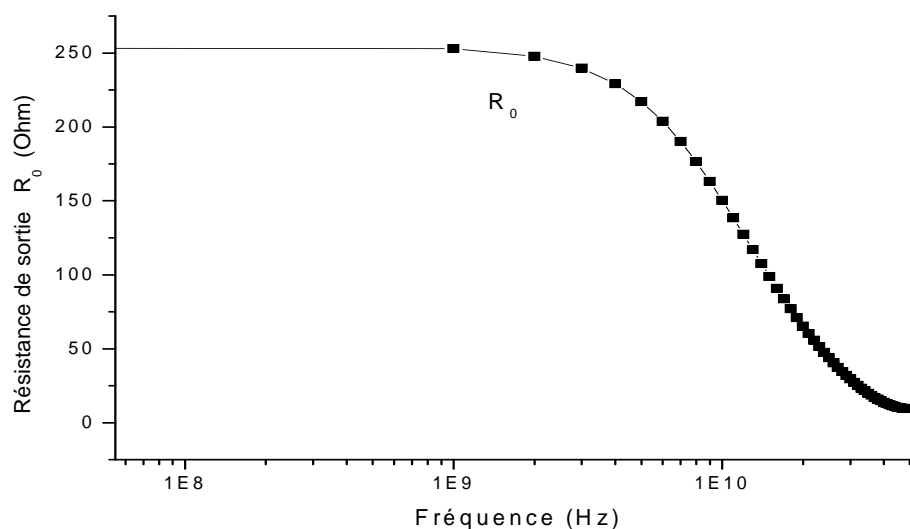


Figure (IV-20): Dispersion fréquentielle de la résistance de sortie R_0 du MESFET donnée par le programme élaboré

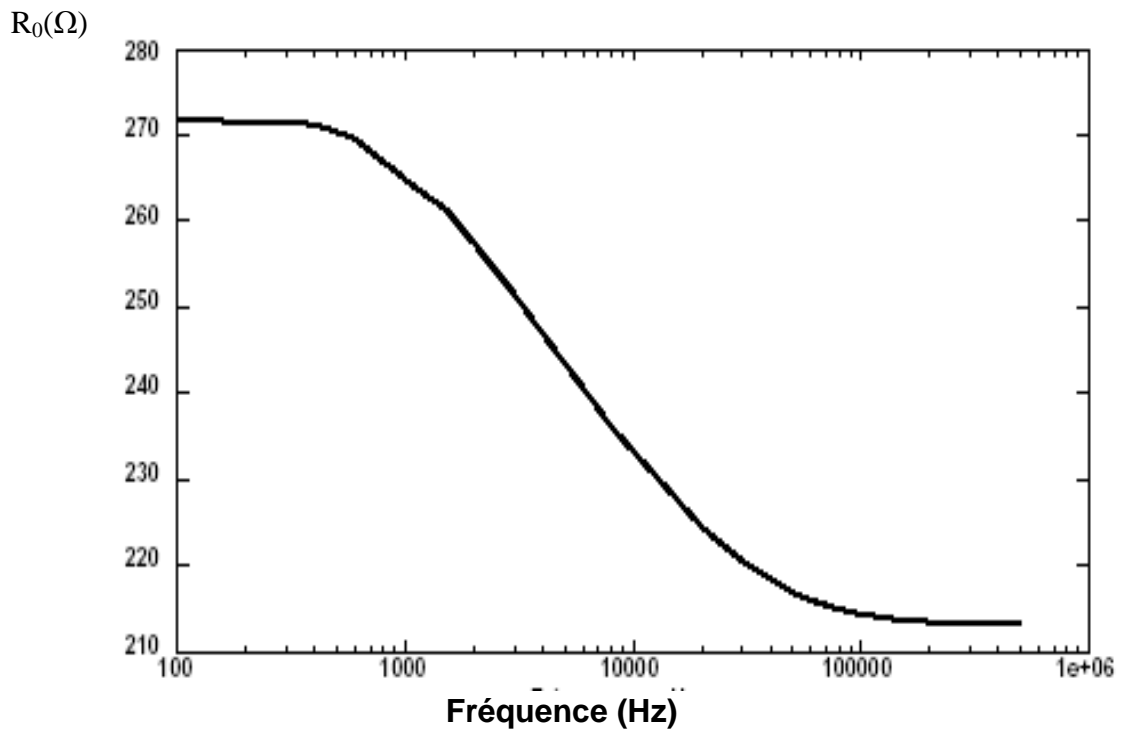


Figure (IV-21) : Dispersion de la résistance se sortie R_0 d'un MESFET .

IV-6.2 Dispersion de la capacité et de la transconductance

Pour la capacité C_{gs} la dépendance en fréquence est représentée dans la figure (IV-22). Comme on peut le remarquer il y a une dispersion de la capacité à basse fréquence due aux existences des défauts de surface et du volume, et elle est indépendante de la fréquence entre 1GHz et 50 GHz. Cela est en accord avec les résultats expérimentaux obtenus par I.Vicentiu, les phénomènes de dispersion ont un effet sur la capacité totale de grille à basse fréquence, et la capacité est constante pour une utilisation en haute fréquence. Les défauts sous la surface contribuent à la dispersion fréquentielle de la capacité de grille.

La figure (IV-23) présente les résultats expérimentaux de la variation de la capacité de grille en fonction de la fréquence pour le transistor MESFET GaAs .

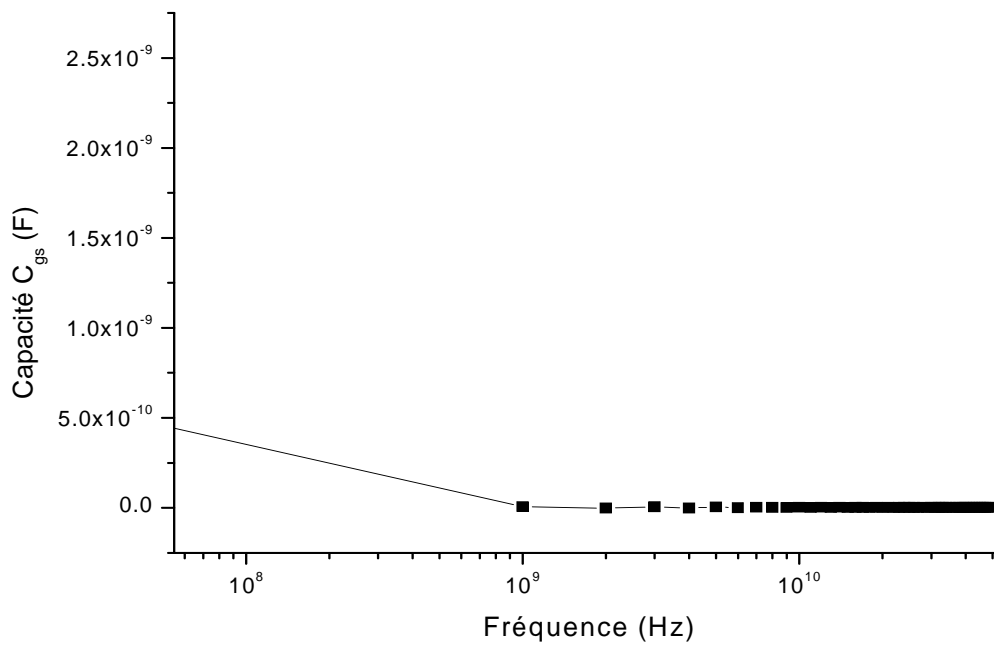


Figure (IV-22) : Dispersion fréquentielle de la capacité C_{gs} en fonction de la fréquence

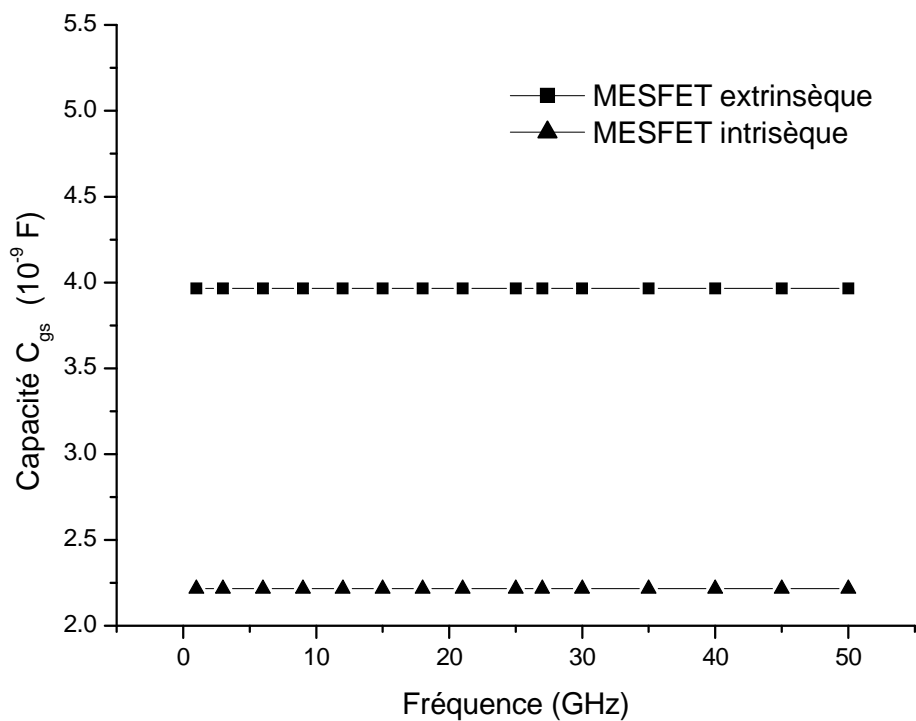
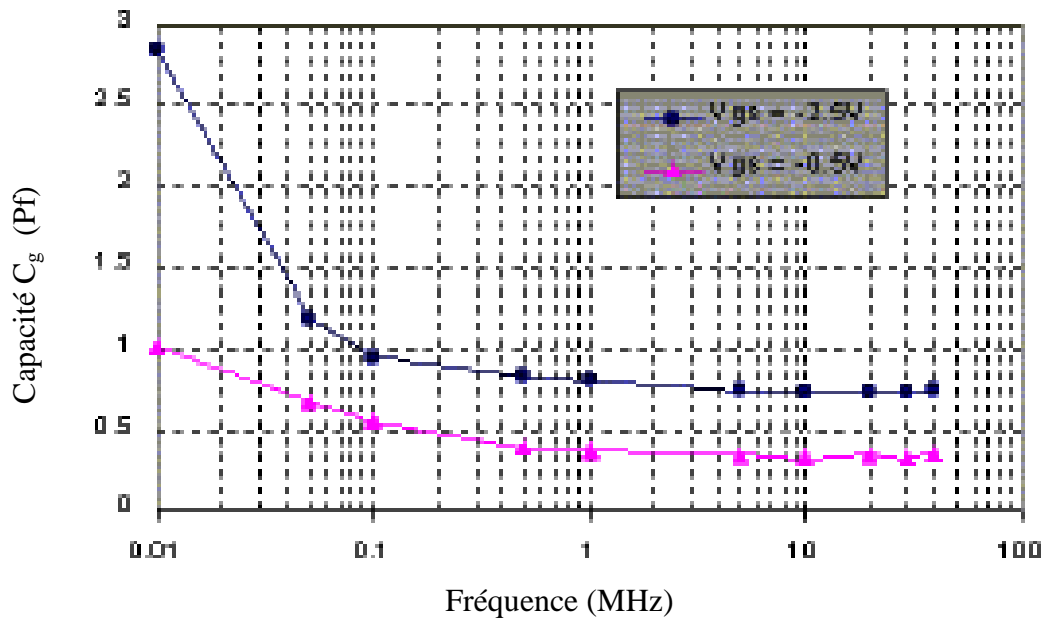


Figure (IV-23) : Variation de la capacité C_{gs} en haute fréquence



Figure(IV-24) : Variation de la capacité C_g en fonction de la fréquence

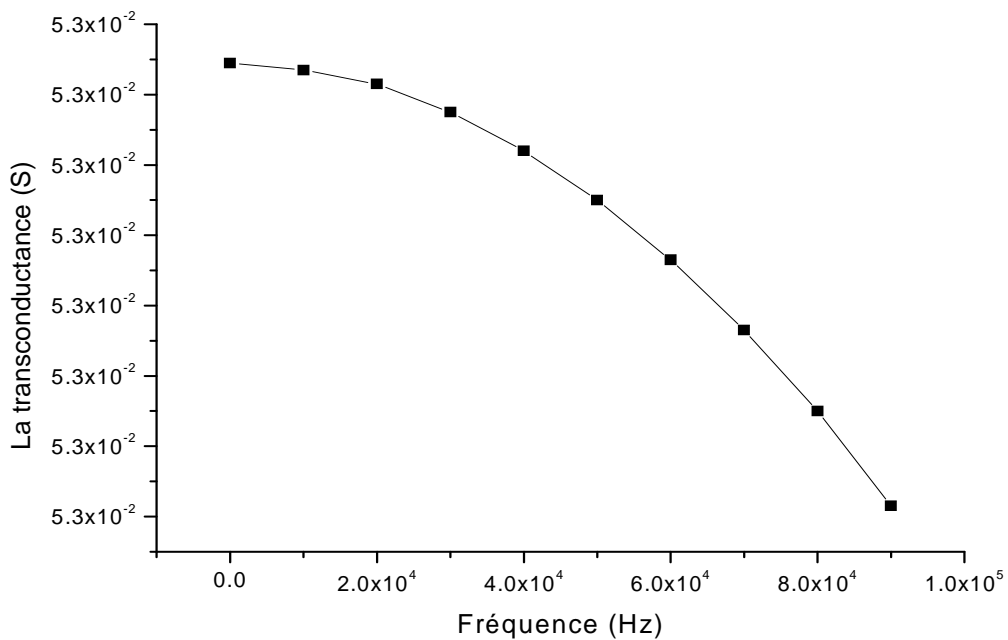


Figure (IV-25) : Dispersion fréquentielle de la transconductance g_m du MESFET à basse fréquence.

Conclusion générale :

L'objectif de cette thèse a consisté à étudier les propriétés statiques du MESFET à base GaAs le résumé du bilan de ce mémoire se fait par la présentation des quatre chapitres principales de notre contribution.

En premier lieu de cette thèse, nous avons fait un rappel de structure et de principe de fonctionnement ainsi que les phénomènes physiques qui régissent ses performances.

Puis, nous avons présenté un modèle analytique unidimensionnel pour décrire les propriétés statiques du MESFET GaAs, et pour obtenir les expressions du courant de drain en fonction des tensions de polarisation grille et drain avec et sans l'effet des résistances parasites, la variation de la mobilité en fonction du champ électrique, l'effet des paramètres physiques et géométriques, et l'effet thermique. Ainsi la conductance de drain et la transconductance. Et afin de faire progresser la modélisation on travaille souvent avec les approximations simplificatrices ; une zone de charge graduelle et vide des porteurs ; qui sont des approximations introduit généralement dans la conception et la simulation des MESFET , on a procédé à la vérification de la validité des différentes expressions obtenues dans le deuxième chapitre. On a présenté la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} , de l'effet des résistances parasites (R_s et R_d), de l'effet de la mobilité (μ) en fonction du champ électrique (E), des variations des paramètres géométriques (a, Z, L) et des paramètres physiques (N_d, μ). Nous avons présenté aussi l'effet de la température (T) sur les caractéristiques de sortie du MESFET; la conductance et la transconductance.

Et enfin, nous nous sommes préoccupés à étudier les propriétés dynamiques en hautes fréquences des MESFETs GaAs. Pour cela un modèle de circuit équivalent à été proposé, et on procède à l'établissement des expressions des paramètres admittances Y_{ij} qui définissent le régime dynamique, et par transformation successive de ces paramètres nous avons introduit l'effet des éléments parasites, ainsi nous avons déterminé les paramètres importants du transistor à effet de champ, la transconductance, la conductance et la capacité en fonction de la fréquence.

En conclusion le modèle statique que nous avons établi permet de déterminer l'influence des paramètres physiques et géométriques sur le fonctionnement du

transistor MESFET GaAs, l effet de la température sur les caractéristiques de sortie des composants MESFETS

Des paramètres ont été obtenus afin d'optimiser les performances des composants. Une loi de mobilité a été choisie pour l'étude du MESFET GaAs qui permet d'obtenir des résultats corrects.

Bibliographie

- [1] W.Schokly, Proc .IEEE, 40, 1365 (1952).
- [2] C.A. Mead " Schottky barrier gate field – effect transistor ".1966
- [3] W.W. Hooper, and W. L. Lehrer " An epitaxial GaAs field effect transistor ".1967
- [4] Carles E. Weitzel " Comparison of Sic, GaAs and Si, RF MESFET power densities ".
IEEE electron device letters, vol. 16, N° .10, october (1995).
- [5] S.M. SZE "Physics of semiconductor devices and technology",
New York: John Wiley, 2nd Edition 1981.
- [6] R. H. Dawson " Equivalent circuit of the Schottky – barrier field – effect transistor at
microwave frequencies". 2006
- [7] KHITER Abdelaziz, " Simulation numérique des transistors à effet de champ MESFET
GaAs "1997
- [8] C. Azizi, " Le transistor hyperfréquence à effet de champ à l'arséniure de gallium :
Modèle mathématique pour la conception assisté par ordinateur des circuits non linéaires",
Thèse doctorat d'état, Univ. Paul Sabatier, Toulouse, France, 1981.
- [9] J. Graffeuil, J.Obregon," Applications des MESFET's GaAs“, Edition Eyrolles (1984).
- [11]G.C Dacey et I.M Ross,"Caractérisation et modélisation des effets de pièges et
thermiques des transistors à effets de champ sur AsGa. Application à la simulation de la
dynamique lente des circuits non linéaires micro ondes ", Thèse de Doctorat, Université de
Limoges, Janvier 1999.
- [12] Henry MATHIEU," Physique des semiconducteurs et des composants électroniques".
Edition MASSON, (1990).
- [13] Tomas Gonzalez, Daniel Pardo, Luca varani, and Lino Reggani,"Monte Carlo
Analysis of the behavior and special origine of electronic Noise in GaAs MESFET's"
IEEE Tronsaction on electron Device, vol. 42, N° .5, May (1995).
- [14] Tomas Gonzalez, Daniel Pardo,"Monte Carlo Determination of the intrinsic small
Signal equivalent circuit of MESFET's".
IEEE Tronsaction on electron Device, vol. 42, N° .4, April (1995).
- [15] C Azizi , J Graffeuil , et P Rossel ," Le transistor à effet de champ à grille Schottky au
GaAs. Analyse et modèle de fonctionnement avec la grille en polarisation directe"
Revue de physique appliquée, N° . 16, pp 303-315, (1983).

- [16] A. Nouiri " Influence des traitements calorifiques sur les substrats de GaAs "
Thèse magister, Univ Constantine (1993).
- [17] A. Belhatème, " Contribution à l'étude des propriétés statiques du MESFET GaAs",
Thèse de Magister, Univ. Constantine (1990).
- [18] O. Benzaoui, "Optimisation des performances statiques du MESFET GaAs".
Thèse de magister, Univ. Constantine, (2001).
- [19] Shigeru Nakajima and Masaki Yanagisawa, "High-Performance GaAs MESFET's
with Advanced LDD Structure for Digital, Analog, and Microwave Applications", IEEE
1.No.46.Vol .evicesTransactions on Electron Dnsaction january, 1999
- [20]D.Siriex,"Modélisation non linéaire des MESFETs sur carbure de silicium pour
l'amplification, de puissance micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université de Limoges,
Janvier 2000.
- [21]P.F.Combes, J.Graffeuil et, J.P.Sautereau,
"Composants, dispositifs et circuits actifs en micro-ondes", Dunod 1985.
- [22] D. Schulman et L. Young,"a.c. Side gating in GaAs MESFETs",
Solid-State Electronics, Vol. 34, No 11, , pp. 1281-1287.1991
- [23] P.George, K. Hui, P.K. Ko et C. Hu,"The Reduction of Backgating in GaAs MESFETs
by Impact Ionisation",IEEE Electron Devices Letters, Vol. 11, No 10,Octobre , pp. 434-
462.1990
- [24] H.L. Kwork,"Modelling of the Sidegating and the Backgating Effets in GaAs
MESFETs",IEEE Proceedings, Vol. 137, No 6, Décembre, pp. 459-462.1990
- [25] J.P. Teyssier, R. Quéré et J. Obregon,"Accurate Non-linear Characterization of
Microwave Semi-Conductor Devices using Pulse Measurement Technique", IEEE MTT
Workshop, Ratingen (Allemagne), pp. 208-212,1991.
- [26] P. Grivet et A. Blasquier , "Le Bruit de Fond". Edition Masson & Cie 1958,
- [27] J.B. Juraver, " Modelisation en Bruit en Régime Non-Linéaire de Transistors Micro-
ondes". Thèse docteur, Université Paul Sabatier de Toulouse. 2000.
- [28] Enrico Sacchi, " Building Blocks for Highly Integrated CMOS-RF Receiver"
Thèse docteur, Universita Degli Studi Di Pavia (1999).
- [29] W.R. FRENSELY"Power-Limiting Breakdown Effects in GaAs MESFET's",
IEEE Trans. on Electron Devices, vol. 28, n° 8, pp. 962-967, August 1991.
- [30] M. FUKUTA, T. MIMURA, H. SUZUKI, AND K. SUYAMA "4-GHz, 15-W power
GaAs MESFET",IEEE Trans. Electron Devices, Vol. ED-25, pp. 559-563, June 1978.

- [31] Shan Ping Chin and Chin Yuan Wu, "A new I-V model for sort gate length MESFET'S " IEEE trans on electron Devices, vol 40, N°4, April (1993).
- [32] Khatibzadeh. M. A, " Large signal modelling of Gallium Arsenide Effect Transistor " PHD thesis, Month Carolina state university Raleigh. 1987
- [33] YASMINA SAIDI " Propriétés statiques et dynamiques du MESFET GaAs ". Thèse de Doctorat d'état, Univ. Constantine (2004).
- [34] Christian Karl, " MESFET models based on GaAs" .,Colorado State University
- [35] T.A. Fjedly, T. Yterdal, M.S.Shur Introduction to Device Modeling and circuit " New York ,eyWil , "simulation, 1998.
- [36] F.S.Shoucair and Pekka K. Ojala, " High-Temperature Electrical Characteristics of GaAs MESFET's", .February .7.No.39.Vol .IEEE Transactions on Electron Devices 1992
- [37] B . Bouaouina these de magister Universite Constantine 2004.
- [38] Mark C. Lau," Small Signal Equivalent Circuit Extraction from A Gallium Arsenide MESFET Device"Master of Science, Virginia Polytechnic Institute (1997).
- [39] Michael. S. Shur, Kang W. Lee, Kwyro Lee, " Source, Drain, and Gate Series Resistances and Electron Velocity in Ion-Implanted GaAs FET's" IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. ED.32, N°. 5 ,May (1985)
- [40] C. A. Liechti, "Microwave Field-Effect Transistors" IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 24, N°6, June (1977).
- [41] G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore, E. Playez, "A New Method for Determining the FET Small-Signal Equivalent Circuit"IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol 36, N°7, July (1988)
- [42] M. Golio, E. Arnold, M. Miller, B. Beckwith, "Direct Extraction of GaAs MESFET Intrinsic Element and Parasitic Inductance Values" IEEE Symposium on Microwave Theory and Techniques,1990.
- [43] R.H. Wallis, A. Faucher, D. Pons, P.R. Jay, "Surface and bulk traps in GaAs MESFETs", Inst. Phys. Conf. Ser., n° 74, pp. 287-292, 1985.
- [44] Shwu-Jing Chang and Chien-ping, "Numerical Simulation of Sidegating Efferct in GaAs MESFE's",IEEE Transactions on Electron Devices, Vol.40.No.4. april.1993.