

**UNIVERSITE LARBI BEN MHIDI OUM EL BOUAGHI
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES DE LA NATURE ET DE
LA VIE
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

N° d'ordre :
Serie :

MEMOIRE

**Présenté Pour l'obtention du diplôme de
Magister en physique
Option :**

PHYSIQUE DU SOLIDE

Thème:

**Analyse des transistors à effet de champ MESFET
GaAs.**

Par: Mme MARKI REBIHA

Soutenu le: / / 2010

La commission d'examen:

<u>Président :</u>	M.ZAABAT	Prof. Univ. Oum El Bouaghi
<u>Rapporteur :</u>	C.AZIZI	Prof. Univ. Oum El Bouaghi
<u>Examineurs :</u>	A. BOUDINE	MCA. Univ. Oum El Bouaghi
	A. DJEBAILI	MCA. CU. Khenchla
	R.GUEMINI	MCA. Univ. Oum El Bouaghi

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Mme AZIZI CHERIFA de m'avoir permis de réaliser ce travail dans son équipe au département de Physique d'Oum El Bouaghi, pour sa disponibilité et la qualité de son encadrement ainsi que pour le soutien et la patience dont elle a fait preuve tout au long de ces deux années, Merci.

Je remercie également M. ZAABAT MOURAD pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire de recherche, pour son aide précieuse et sa participation à ces travaux, notamment en ce qui concerne la partie simulation, Merci.

Je remercie tous les enseignants de l'université d'OUM-EL BOUAGUI, qui ont participé à ma formation et particulièrement M. MAHDJOUR ABDELHAKIM. Il fut à la fois une oreille attentive face aux différents problèmes rencontrés, et une source de solutions sur des aspects aussi bien techniques que pratiques, Merci.

Je suis très honorée que Mr. M. ZAABAT ait accepté d'être président du jury, qu'il en soit ici remercié. Je tiens à remercier, Mr. A. BOUDINE; Mr DJEBAILI ABDELHAMID , Mr. R.GUEMINI d'avoir acceptés d'être membres du jury. L'enthousiasme de chacun dans cette tâche m'honore au plus haut point.

Sommaire

Introduction générale í ..1

Chapitre I. Propriétés des MESFETs GaAs

I. Introduction í .í í í í í í í ..2

II. Le GaAs: Un matériau privilégié pour la puissance haute fréquence í ..2

II.1. Les propriétés de l'arséniure de gallium í í í í í í í í í í í í ..2

II.2. Influence des paramètres des matériaux sur les caractéristiques des composants ..5

a. La mobilité des porteurs í ..5

b. La conductivité thermique í ..5

c. Le champ critique ou le champ de claquage í í í í í í í í í í í í í í í ..6

d. La bande interdite (gap) í ..6

e. Densité des porteurs intrinsèques í ..9

III. Figures de mérites í ..10

a. Le Facteur de mérite de Johnson (JMF) í í í í í í í í í í í í í í í ..10

b. Le facteur de mérite de Keyes (KMF) í í í í í í í í í í í í í í í ..10

c. Le facteur de mérite de Baliga (BMF) í í í í í í í í í í í í í í í ..10

d. Le Facteur de mérite combiné CMF í í í í í í í í í í í í í í í ..11

IV. Equations de transport électronique í í í í í í í í í í í í í í í ..12

IV.1. Equation de transport cas général í í í í í í í í í í í í í í í ..12

IV.2. Equation de transport cas du GaAs í í í í í í í í í í í í í í í ..13

V. Technologie Arséniure de Gallium GaAs í í í í í í í í í í í í í í ..14

VI. Fabrication du substrat semi isolant GaAs í í í í í í í í í í í í í í ..15

VII. La diode SCHOTTKY í í í í í í í í í í í í í í í ..16

í í í í í í í í í í í í í í í í ..16

VII.2. La physique de la diode Schottky í í í í í í í í í í í í í í 16

☐. Le contact redresseur: Cas où $\phi_{\square} \geq \phi_{\square}$ í í í í í í í í í í í í í í17

b. Le contact ohmique: cas où $\phi_{\square} < \phi_{\square}$ í í í í í í í í í í í í í í ...18

VII.3. Barrière de potentiel et zone de charge d'espace í í í í í í í ...18

VII.4. Courants dans la diode Schottky í í í í í í í í í í í í í í .21

a. Diode Schottky en polarisation directe í í í í í í í í í í í í í í ..21

b. Diode Schottky en polarisation inverse í í í í í í í í í í í í í í ..22

VII.5. Le claquage par avalanche í í í í í í í í í í í í í í í í ..22

VIII. Le Composant de puissance : le MESFET GaAs í í í í í í í í í 23

VIII.1. Le transistor í .23

VIII.1.1. Historique í 23

VIII.1.2. Principe fondamental í ..23

VIII.1.3. Principe de fonctionnement des FETs í í í í í í í í í í í í í .24

VIII.1.3.1. Le JFET í ...25

VIII.1.3.2. Le transistor à effet de champ à barrière Schottky :

Le MESFET GaAs: í .25

☐. Structure générale du MESFET GaAs í í í í í í í í í í í í í í í í .25

b. Principe de fonctionnement í ...27

c. Tension de pincement, tension de seuil í í í í í í í í í í í í í í í .28

d. Les zones de fonctionnement í 28

α. Zone de fonctionnement linéaire ($V_{ds} \ll V_{dsat}$) í í í í í í í í í í í í 29

β. Zone de fonctionnement saturée í í í í í í í í í í í í í í í í ..29

e. Les Effets Parasites du MESFET GaAs í í í í í í í í í í í í í í í í 31

α. Les Effets à Dynamiques Lentes í í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..32

β. Les Phénomènes d'avalanche í 34

γ. Le mécanisme d'ionisation par impact dans les FET à contact Schottky í .34

**et non linéaire des transistors MESFETs
GaAs**

I. Introduction36

I.1.Détermination du potentiel et du champ électrique dans la zone active í í í 36

I II.2.Equation fondamentale du MESFET GaAs í í í í í í í í í í í í í í í í í .39

II.3.La transconductance et la conductance de drain í í í í í í í í í í í í í í í í .42

a)-La transconductance í 42

b)-La conductance í ...42

II.4.L'influence des résistances d'accès í ..43

II.5.Effet de la mobilité í ..43

II.6.Effets des tensions de bords 47

II.7.Effet des éléments parasites í .49

II.8.Les effets de la température í .50

III. Autres modèles

a. Le modèle grand signal í 51

b. le modèle Materka í 52

c. Le modèle Ahmed í ...í í í í í í í í í í ...52

Chapitre III. Logiciel de simulation, résultats et interprétations

I.Résultats et interprétations í 53

II. Caractéristiques I-Ví .53

III. Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-Ví ...60

IV. Effet de la tension $V_{gs}(V, V)$ í .í í í í í .62

V. Transconductance g_m et conductance G_D í .64

VI. Effets des paramètres physiques et géométriquesí ..66

VII. Effet de la température í68

Conclusion Générale.....í 78



PDF
Complete

*Your complimentary
use period has ended.
Thank you for using
PDF Complete.*

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

Analysis of GaAs MESFET.

Abstract:

The development of electronics components needs enormous efforts in their conception, their execution as well as their characterization. That's why, the modelisation proved its relevance because it reduces the cost of manufacture.

In the first sequence, we presioned the structure of the MESFET GaAs and its principle of work.

In the second sequence, we studied a model in order to determine the static characteristics, by holding account the influence of geometrical dimensions thus the effect of mobility and the parasitic elements.

In the last sequence, the Important parameters that characterize the MESFET GaAs are established and simulated.

Key words: GaAs, MESFET ,modelisation.



Titre: Analyse des transistors à effet de champ MESFET GaAs.

Résumé:

L'amélioration des composants électroniques nécessite beaucoup d'efforts au niveau de la conception, de la fabrication que de la caractérisation. Dans ce cadre, la modélisation prouve son utilité en permettant de prévoir les caractéristiques des composants avant la réalisation et par la suite réduire le cout de fabrication.

Dans le premier chapitre, nous avons détaillé la structure du MESFET GaAs ainsi que son principe de fonctionnement.

Dans le second chapitre, On a étudié un modèle analytiquement dans le but déterminer les caractéristiques statiques du composant en tenant compte des paramètres physiques et géométriques, ainsi que l'effet de la mobilité et des éléments parasites.

Dans le dernier chapitre, on a vérifié la validité des différents résultats obtenus. Les paramètres importants qui définissent le MESFET GaAs sont établis et simulés.

Mots clés: MESFET, GaAs, modélisation.

Le développement rapide des systèmes de communication a permis à un large public d'accéder aux moyens modernes de communication.

Les applications civiles telles que les télécommunications par satellites, les téléphonies mobiles, les transmissions de données connaissent un essor rapide grâce à la maîtrise des techniques à mettre en œuvre.

Dans le domaine militaire, les besoins sont plus variés : l'intérêt porté à des moyens de communication fiables et performants est grand, il y'a encore un besoin d'amplifications extrêmement performants destinés aux applications de détection tels que les systèmes RADAR. Ces systèmes doivent transmettre un volume d'informations important dans un laps de temps de plus en plus court. Depuis 1970 le transistor à effet de champ MESFET sur GaAs se présente comme le plus convenable pour tous ces besoins. C'est un candidat attirant pour les applications de commutation et de microonde en raison du gain élevé de puissance et de la vitesse rapide de commutation (temps de commutation inférieur à 30 ps). Ses possibilités pour l'amplification rendent possible le remplacement des transistors au silicium de faible puissance (inférieur à qqw) et en fait un candidat sérieux pour les applications de télécommunications et radar. C'est dans ce cadre général que se situent ces travaux.

Le premier chapitre propose des généralités sur les principales propriétés physiques et électroniques de l'arséniure de gallium suivi d'une étude du contact Schottky et ensuite d'une description physique et fonctionnelle des transistors MESFETs GaAs . Le second chapitre s'attache à présenter une analyse linéaire et non linéaire des MESFETs GaAs. Dans le troisième chapitre et à l'aide d'un logiciel que nous avons élaboré, à partir des équations établies dans le second chapitre et l'influence des paramètres géométriques et physiques sur la caractéristique courant tension, les résultats sont présentés et comparés avec les résultats expérimentaux. Une conclusion générale et des perspectives à ces travaux seront indiquées en fin du manuscrit.

I. Introduction:

Dans ce chapitre nous allons présenter les potentialités de l'arséniure de gallium et ses caractéristiques comparées avec Si, Ge, SiC, GaN, diamant; ainsi que les principales propriétés physiques des matériaux et leur impact sur les caractéristiques électriques des composants. Par la suite nous étudierons le contact Schottky et nous passerons à une description physique et fonctionnelle des MESFETs GaAs. Ensuite les différents phénomènes physiques qui régissent leur fonctionnement seront bien expliqués ainsi que les divers effets qui limitent ses performances.

II. Le GaAs: Un matériau privilégié pour la puissance haute fréquence:

II.1. Les propriétés de l'arséniure de gallium:

Afin de répondre à l'exigence croissante de densité de puissance, le silicium a été remplacé par l'arséniure de gallium (GaAs) car il présente une mobilité six fois plus élevée que le silicium (tableau I-1). En utilisant le GaAs on peut obtenir des substrats semi-isolants facilitant la fabrication des circuits intégrés grâce à une bonne isolation entre les différents éléments. L'arséniure de gallium est un composé chimique d'arsenic et de gallium. C'est un matériau semi conducteur utilisé en particulier pour réaliser des composants micro-ondes et des composantes optoélectroniques diodes électroluminescentes infrarouges ou des cellules photovoltaïques. Le GaAs est un semi conducteur dit (III-V) car le gallium et l'arsenic sont respectivement dans les colonnes III et V dans le tableau périodique des éléments, et présentent donc 3 et 5 électrons de valence.

Matériau	Eg (eV)	ni à 300°K (cm ⁻³)	εr	μn cm ² /V.s	μp cm ² /V.s	Ec (MV/cm)	Vsat 10 ⁷ cm/s	λth (W/cm.k)
Si	1,12	1,5.10 ¹⁰	11,7	1350	600	0,25	1	1,5
GaAs	1,43	1,8.10 ⁶	12,7	8500	400	0,4	2	0,5
GaN	2,3	7.7.10 ⁻¹	11,1	350	100	1,3	1,4	0,8
GaP	3,4	1,9.10 ⁻¹⁰	9	900	-	3	1,5	1,3
C	5,45	1,6.10 ⁻²⁷	5,5	1900	40	5,6	2,7	20

Tableau (I-1): Comparaison des propriétés physiques de différents semi-conducteurs [1].

	Symbole	Unités	Valeur
			Zinc Blende
Paramètre cristallin	a	Å	5,63
Masse molaire	M	g.mol ⁻¹	144,63
Masse volumique	ρ	g.cm ⁻³	5,32
Nombre atomes par unité de volume	N	cm ⁻³	4,4 10 ²³
Hauteur de la Bande Interdite	E_g	eV	1,42
Densité effective d'états dans la Bande de Conduction	N_c	cm ⁻³	4.7 10 ¹⁹
Densité effective d'états dans la Bande de Valence	N_v	cm ⁻³	7.0 10 ¹⁹
Mobilité des électrons	μ_n		8.5 10 ⁴
Mobilité des trous	μ_p		4.0 10 ⁴
Vitesse de saturation des électrons	v_{sat}	cm.s ⁻¹	1. 10 ⁸
Constante diélectrique relative	ϵ_r		12.9
Champ de claquage	E_b	kV.cm ⁻¹	3.10 ⁵
Affinité électronique	χ	eV	4.07
Coefficient de dilatation thermique	α	°C ⁻¹	6.86 10 ⁻⁶
Chaleur spécifique	C	J.g ⁻¹ .°C ⁻¹	0.35
Conductivité thermique		W.cm ⁻¹ .°C ⁻¹	0.46
Température de fusion	Tf	°C	1240

Tableau (I-2): Les principales propriétés physiques de l'arséniure de gallium [2].

L'arséniure de gallium possède une structure cristalline de type *blende*. Si l'on considère que les atomes de gallium suivent une structure de type cubique à face centrées

quant à eux 4 des 8 sites tétraédriques de cette maille

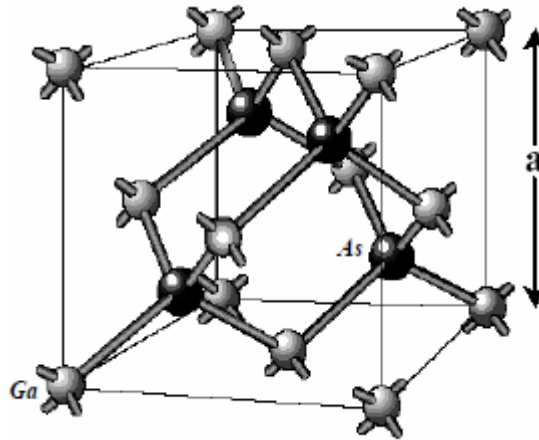


Figure (I-1): Structure cristalline du GaAs, liaison tétraédrique de la structure Zinc-blende [3].

L'arséniure de gallium a quelques propriétés électriques supérieures à celles du silicium :

- Il possède une plus grande vitesse de saturation des électrons, ce qui lui permet de fonctionner à des fréquences supérieures à 250 GHz [4].
- Les dispositifs à technologie GaAs génèrent moins de bruit en hautes fréquences que ceux à base de silicium [27].
- Ils peuvent de même fonctionner à puissances plus élevées, du fait d'une tension de claquage plus élevée [4].

Ces propriétés font de l'arséniure de gallium un composé de choix, notamment dans la fabrication de circuits pour téléphones portables, communications par satellite, technologie micro-onde, ainsi que certains dispositifs à radar. L'arséniure de gallium est aussi utilisé dans la fabrication de diode Gunn.

Un autre atout de l'arséniure de gallium est son gap direct Figure (I-2) (contrairement au silicium qui a un gap indirect) ce qui lui permet d'émettre de la lumière (le silicium émet très peu de lumière, même si de récentes avancées technologiques ont permis de l'utiliser pour faire des LEDs ou des lasers).

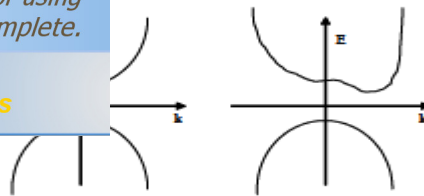


Figure (I-2): Bandes interdites à transition directe et indirecte dans les semi-conducteurs.

- A gauche transition directe (cas du GaAs).
- A droite transition indirecte (cas du Si) [3].

Les propriétés de l'arséniure de gallium, en particulier sa vitesse de commutation, l'ont fait apparaître comme un matériau idéal, notamment pour des applications en informatique. De plus en utilisant le GaAs, il est possible de réaliser des substrats semi-isolants facilitant la fabrication des circuits intégrés grâce à une bonne isolation entre les différents éléments.

II.2. Influence des paramètres des matériaux sur les caractéristiques des composants: [1], [5]

Une étude rapide des semi-conducteurs permet de mettre en avant leur influence sur les performances des transistors réalisés à base de ces matériaux.

a. La mobilité des porteurs:

La mobilité des électrons influence la valeur de la tension de coude qui représente la tension de passage entre la zone ohmique et la zone saturée des caractéristiques I/V des transistors. Une faible mobilité de charges induira une augmentation de la résistance parasite, soit plus de perte donc moins de gain. De plus, ces effets s'intensifieront pour des fonctionnements aux hautes fréquences et aussi à des températures élevées. Une tension de coude importante est préjudiciable en termes de puissance RF et de rendement.

b. La conductivité thermique:

Dans un composant, une partie de la puissance est convertie en puissance RF, une autre partie est dissipée et transformée en chaleur. La conductivité thermique d'un matériau, traduit sa capacité à évacuer les calories. La chaleur non dissipée provoque une élévation causant une diminution des performances électriques RF. C'est pourquoi, une forte conductivité thermique est préférable pour les applications de puissance. Son expression est donnée par:

(I-1)

Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features

)⁸⁾. T est la température en degré Kelvin, σ est la conductivité électrique en S/m, K est la conductivité thermique en W/m.°K

La résistance thermique R_{th} est inversement proportionnelle à la conductivité thermique:

$$R_{th} \propto \frac{1}{K}$$

Et

$$R_{th} = \frac{1}{K} \frac{P_{dissipée}}{\Delta T} \quad (I-2)$$

Où ΔT est l'élévation de la température en °K, $P_{dissipée}$ est la puissance dissipée en Watts.

c.Le champ critique ou le champ de claquage:

Le champ de claquage ou champ critique (noté E_c , unité : V/cm) fixe la valeur de la tension maximale que peut supporter le composant.

Ce paramètre est un des plus importants à prendre en compte pour les performances en puissance d'un transistor. Il traduit en effet la tension maximale de fonctionnement du composant. Cette propriété engendre donc une limitation de la puissance RF. Plus le champ critique est élevé et plus on pourra réaliser des transistors de petites dimensions avec des dopages plus importants. En conséquence, le composant présentera entre autre une transconductance supérieure, un meilleur gain en puissance, des fréquences plus élevées et un meilleur rendement du aux résistances d'accès plus faibles .

d.La bande interdite (gap):

L'énergie de bande interdite est la mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction lorsque celui-ci est soumis à une excitation.

Le matériau sera appelé semi-conducteur si le gap (noté E_g , unité en : eV), où la distance énergétique entre le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence est inférieur à 2 eV, C'est le cas des matériaux: Si, GaAs, InP, Ge. Le matériau est considéré à grand gap pour des valeurs supérieur à 2eV.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

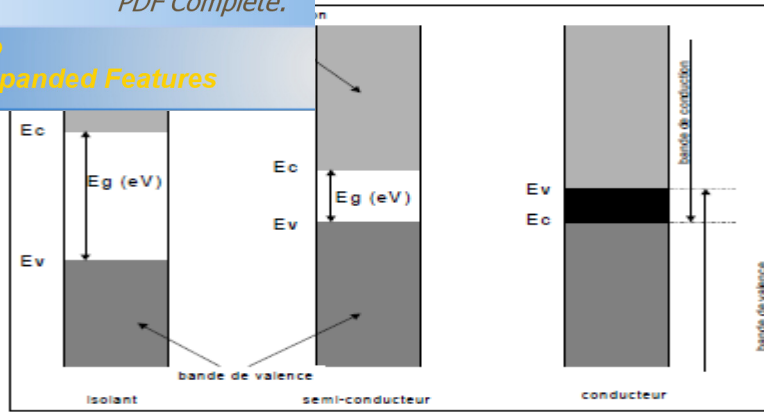


Figure (I-3): diagrammes de bandes d'énergie des différents types d'éléments [6].

Cette quantité est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température. En effet, la largeur de la bande interdite fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations.

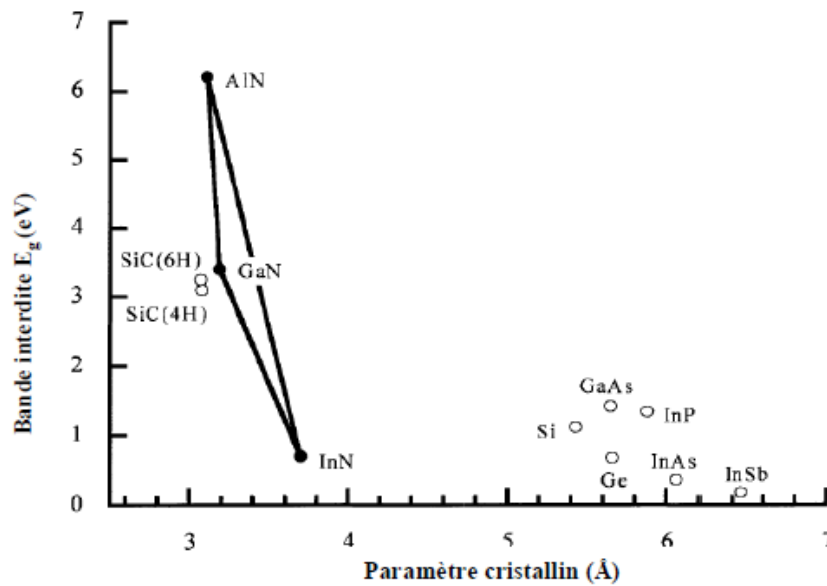


Figure (I-4): largeur de la bande interdite en fonction du paramètre cristallin [1].

Le diagramme de la figure(I-4), montre l'évolution de l'énergie de bande interdite pour différents alliages III-V. Ces matériaux offrent une grande variété de composition permettant de modifier leurs propriétés électroniques et de réaliser ainsi des composants de type hétérojonctions. La taille de la bande interdite donne des caractéristiques électriques importantes à chaque semi-conducteur.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

bande interdite décroît avec la température (Figure I-5), et ces bandes interdites peuvent être décrites approximativement par la fonction suivante pour des températures supérieures à 300 °K :

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{a \cdot T^2}{b + T} \quad (I-3)$$

Les valeurs des paramètres a et b sont données dans le Tableau suivant pour différents matériaux.

Semi-conducteur	$E_g(0)$ e.V	$\frac{a \cdot 10^{-4}}{b}$	$b(^{\circ}K)$
GaAs	1.519	5.405	204
Si	1.17	4.73	636
Ge	0.7437	4.774	235
Gan	3.509	7.32	700
AIN	6.118	17.99	1432

Tableau (I- 3) : Paramètres de la variation de la bande interdite en fonction de la température.

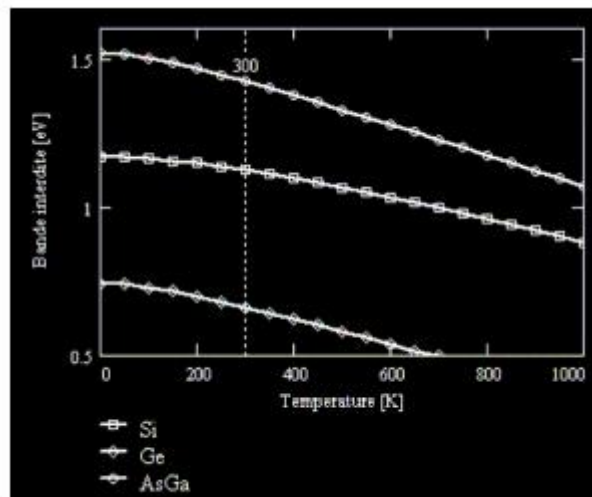


Figure (I-5) : Valeur de la bande interdite du Si, Ge, et de l'GaAs en fonction de la température [6].

En résumé une large bande interdite est un facteur prépondérant pour la génération de puissance.

est jamais dégénéré de sorte que le produit $n_i^2 = n_e n_p$, où n_e et n_p représentent respectivement la densité des électrons dans la bande de conduction et la densité de trous dans la bande de valence. n_i est appelé densité des porteurs intrinsèques, c'est une caractéristique du semi-conducteur à une température donnée.

Il en résulte que la densité de porteurs s'écrit:

$$n_i = A T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (I-4)$$

A est une constante dépendante du matériau mais indépendante de la température, E_g est la valeur du gap à 0°K , k est la constante de Boltzmann ($1.38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$) et T la température en $^\circ\text{K}$. les quantités n_e et n_p sont les caractéristiques des densités d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement.

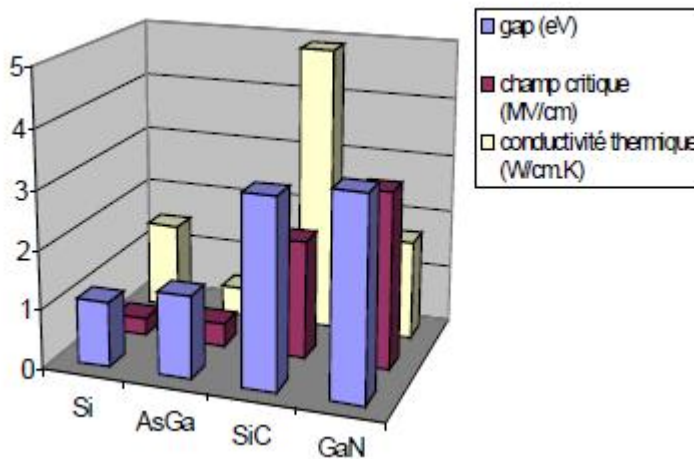


Figure (I-6): Comparaison de quelques propriétés physiques de différents semi-conducteurs [1].

En général les potentialités de génération de puissance aux hautes fréquences d'un transistor seront directement liées aux possibilités d'obtenir simultanément une forte densité de courant et une forte excursion de tension. Une excursion de tension élevée est possible avec une tension de claquage élevée. Celle-ci étant liée au champ de claquage du matériau, la figure (I-7) montre tout l'intérêt des matériaux grand gap; elle résume la corrélation entre les propriétés des matériaux et les performances des composants réalisés à partir de ces composants.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

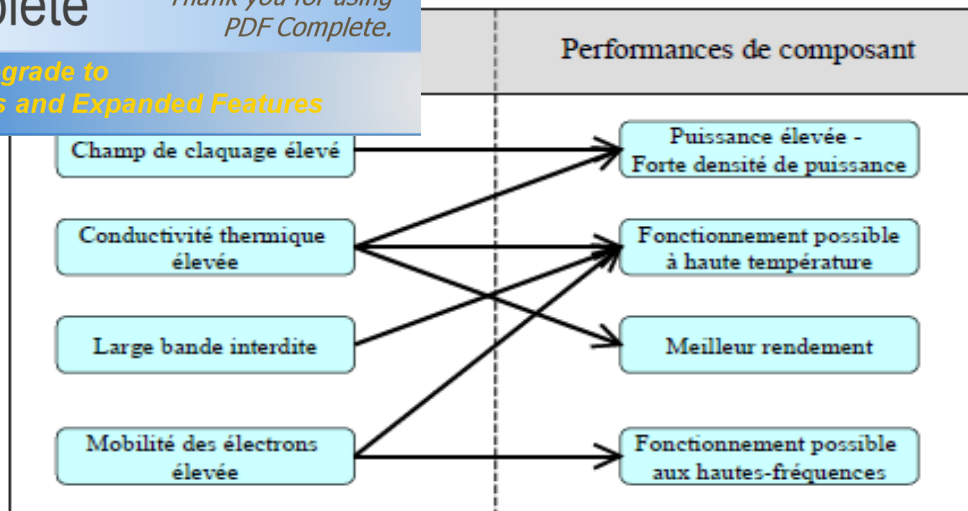


Figure (1-7): Influence des propriétés des matériaux sur les performances des composants[1].

III. Figures de mérites:[1],[5]

Afin de faciliter le choix du composant RF en fonction de l'utilisation envisagée, nous avons à notre disposition différentes figures de mérites regroupant l'ensemble des technologies du marché pour les applications micro-ondes de puissance.

a.Le Facteur de mérite de Johnson (JMF):

Il prend en compte le champ électrique critique E_c et la vitesse de saturation des porteurs V_{sat} . Sa valeur nous informe sur les capacités du matériau semi-conducteur dans les applications hautes fréquence et forte puissance.

$$JMF = \frac{E_c^2 V_{sat}}{\rho} \quad (I-5)$$

b.Le facteur de mérite de Keyes (KMF):

Ce facteur prend en compte la conductivité thermique du matériau, sa permittivité électrique et la vitesse de saturation des porteurs V_{sat} , c la vitesse de la lumière dans le vide. Il nous renseigne en même temps sur les performances thermiques et fréquentielles que peut permettre le matériau peut atteindre.

$$KMF = \frac{V_{sat}^2}{\rho k T} \quad (I-6)$$

c.Le facteur de mérite de Baliga (BMF):

Ce facteur prenant en compte la mobilité des porteurs μ , la permittivité électrique du matériau ainsi que le champ électrique critique E_c apporte une appréciation en terme de tenue en tension.

$$BMF = \mu E_c^3 \quad (I-7)$$

Matériaux	JMF (normalisée sur Si)	KMF (normalisée sur Si)	BMF (normalisée sur Si)
SiC-4H	180	4.61	130
Sic-6H	260	4.68	110
SiC-3C	65	1.6	33.4
Si	1	1	1
GaAs	7.1	0.45	15.6
GaN	760	1.6	650
Diamant	2540	32.1	4110

Tableau (I-4) : Figures de mérites des différentes technologies utilisées dans les applications micro-ondes de puissance normalisées par rapport au silicium.

Le diamant possède des performances électriques très attractives qui en font potentiellement le semi-conducteur idéal dans différents domaines des composants électroniques. Il demeure cependant non exploité pour la fabrication des composants électroniques du fait de la difficulté de son élaboration. Si certains freins technologiques peuvent être dépassés (croissance, dopage, etc.), le diamant sera alors voué à un avenir prometteur. Actuellement, des détecteurs de rayonnement en diamant poly cristallin sont utilisés dans le domaine nucléaire.

d. Facteur de mérite combiné [7] : Défini par:

$$F_{comb} = \frac{JMF \cdot KMF \cdot BMF}{E_g} \quad (I-8)$$

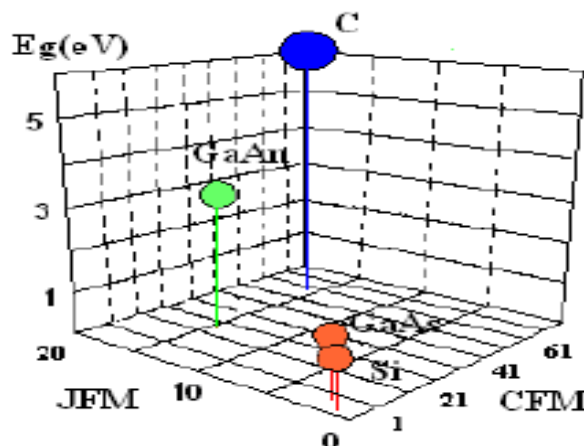


Figure (I-8): Comparaison des différents facteurs de mérites des matériaux semi-conducteurs [7].

réf: [2],[7],[8]

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

ces dernières années ont prouvé que les propriétés des matériaux sont liées à la configuration des bandes d'énergies. Ainsi la mobilité μ d'un matériau est fonction de la vitesse des porteurs, donc avec l'énergie, de ce fait une étude énergétique est nécessaire.

IV.1. Equation de transport cas général:

La variation de l'énergie en fonction du vecteur d'onde k pour la plupart des matériaux, comme le montre la figure (I-9), est un domaine parabolique.

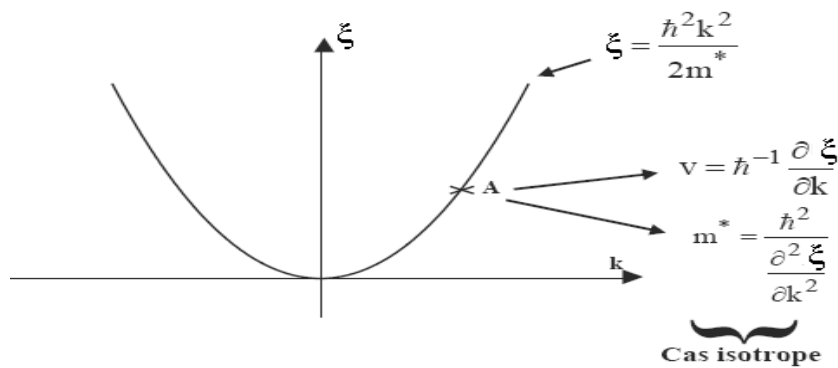


Figure (I-9) : Variation de l'énergie en fonction de k [8].

Si on applique un champ électrique \mathcal{E} dans une direction d'un barreau semi-conducteur, on va obtenir les équations de conservation suivantes :

$$\tau_m \cdot \frac{d\mathcal{E}}{dt} = \mathcal{E} - \tau_m \cdot \frac{d\mathcal{E}}{dt} \quad \text{(Equation de conservation du moment)} \quad \text{(I-9)}$$

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = - \frac{d\mathcal{E}}{dt} + \mathcal{E} \cdot \tau_e \cdot \mathcal{E} \quad \text{(Equation de conservation de l'énergie)} \quad \text{(I-10)}$$

τ_m : Temps de relaxation du moment.

τ_e : Temps de relaxation de l'énergie.

En régime stationnaire: $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0$ et $\frac{d\mathcal{E}}{dt} = 0$ (I-11)

La vitesse de l'électron est donc: $v = \frac{d\mathcal{E}}{d\mathcal{E}} \cdot \tau_e$ (I-12)

On appelle mobilité : $\mu = \frac{d\mathcal{E}}{d\mathcal{E}}$ (I-13)

via ξ_{Γ}) et de la masse effective : m^*

$$\xi_{\Gamma L} = \xi_{\Gamma X} + \frac{1}{2} \xi_{\Gamma} \quad (I-14)$$

IV.2. Equation de transport cas du GaAs:

Dans le cas du **GaAs**, la situation est plus complexe dès que ξ dépasse un certain champ électrique critique, car le semi-conducteur est multi- vallée:

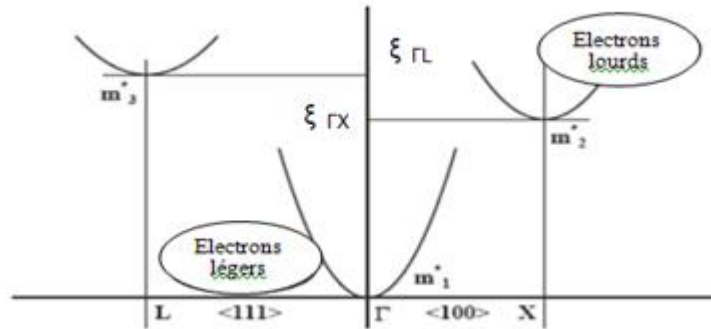


Figure (I-10): Semi-conducteur GaAs à multi- vallées [7].

En général $m_1^* \ll m_2^*, m_3^*$

Dès que l'énergie de l'électron se rapproche de $\xi_{\Gamma L}$ ou $\xi_{\Gamma X}$ les porteurs transfèrent de la vallée centrale vers les vallées satellites et voient leur masse effective changer et augmenter. En conséquence, leur mobilité diminue.

La figure (I-11) représente la variation de la vitesse en fonction du champ E et la figure (I-12) la variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

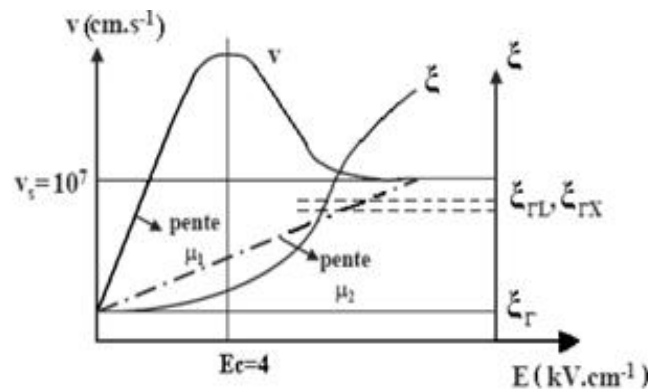


Figure (I-11) : Variation de la vitesse en fonction de l'énergie.

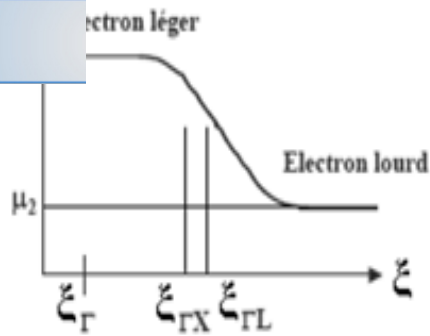


Figure (I-12) : Variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

Ainsi, le GaAs montre un effet de mobilité différentielle négative.

Les phénomènes en régime non stationnaire sont obtenus en utilisant les équations (I-9) et (I-10) qui ne seront plus valables dans certains cas, notamment s'il y a des variations significatives dans le temps ou dans l'espace :

- $\frac{\partial \mu}{\partial \xi} \neq 0$; Lorsque la fréquence de la tension ou du champ électrique dépasse quelques dizaines de GHz.
- $\frac{\partial \mu}{\partial \xi} = \frac{\partial \mu}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial \xi}$; Lorsque l'on travaille sur des composants de dimensions submicroniques ($< 0.5 \mu\text{m}$).

On peut alors obtenir des effets de sur vitesse à cause de gradients élevés et de transport balistique. La plupart des recherches actuelles cherchent à exploiter ces effets pour augmenter les fréquences de fonctionnement de ces composants.

V. Technologie Arséniure de Gallium GaAs: [9]

La meilleure mobilité des électrons dans le matériau GaAs ainsi que sa largeur de bande interdite supérieure à celle du silicium permet d'envisager la réalisation de composants pouvant fonctionner à des fréquences relativement élevées $F_T > 100\text{GHz}$ pour des applications de fortes puissances. L'arséniure de gallium (GaAs) et le phosphore d'indium (InP) permettent l'élaboration de substrats semi-isolants sur lesquels il sera possible de faire croître par épitaxie des couches de matériaux ternaires (AlGaAs, GaInAs, ..) de paramètres cristallins proches. Parmi les résultats notables d'amplificateurs de puissance MMIC en technologie GaAs, retenons la réalisation d'un amplificateur HBT GaInP/GaAs fonctionnant en bande X et délivrant une puissance de sortie de 10W. Pour les applications en bande Ka, une conception d'amplificateur MMIC

pour obtenir une puissance de sortie de 4W en mode avec un rendement de 28% entre 28 et 31GHz. La figure (I-13) indique les performances de différents types de transistors en technologie GaAs.

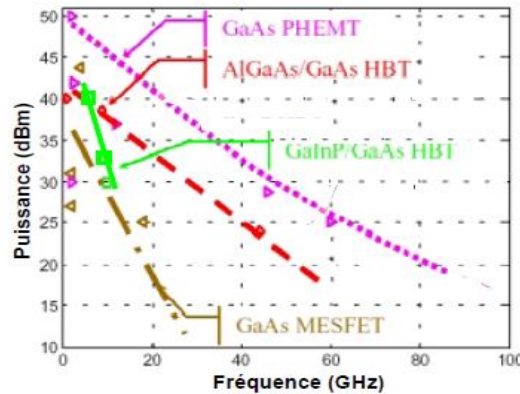


Figure (I-13) : Performances des transistors en technologie GaAs [9].

VI. Fabrication du substrat semi isolant GaAs: [10], [12],[13]

L'introduction de techniques de purification très poussées a rendu possible la fabrication de matériau GaAs intrinsèque présentant un niveau de dopage résiduel très faible (de l'ordre de 10^{12} cm^{-3}) et dont la qualité semi-isolante ne nécessite qu'une très faible teneur en impuretés de compensation. La technique Liquid - Encapsulated Czochralski (LEC) a permis la croissance de lingots de **GaAs** de haute pureté, de grandes dimensions (76.2 mm de diamètre, jusqu'à 5kg), présentant de faibles dislocations (10^4 cm^{-2}), une stabilité remarquable et une haute résistivité convenant à l'utilisation des techniques d'implantation ionique. De grandes plaquettes rondes orientées $\langle 100 \rangle$ sont maintenant disponibles pour être traitées par les équipements modernes de fabrication de semi-conducteurs.

L'élaboration de couches actives de type N s'effectue de diverses manières d'épitaxie:

- Par épitaxie en phase liquide (LPE), elle ne permet pas le contrôle de l'épaisseur a de la couche active.
- Par jet moléculaire (MBE), elle permet le contrôle de l'épaisseur a avec une très grande précision et bien adaptée à la réalisation des MESFETs normalement bloqués.
- Par implantation ionique, elle assure le contrôle de l'épaisseur a et garantit une homogénéité excellente pour les structures réalisées.[12]

... (VPE), très utilisée dans l'industrie des composants

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

Des techniques très sophistiquées faisant appel à des mesures de profils de photoluminescence, de photo courant, de photo absorption et de courant d'obscurité, permettent de juger de la quantité des impuretés, de défauts et de dislocations du cristal élaboré [10].

VII. La diode SCHOTTKY:

VII.1. Introduction: [2] , [7],[8]

La diode SCHOTTKY est un élément de base pour les composants à l'état solide en hyperfréquences dans la mesure où :

É Elle peut être utilisée seule pour ses caractéristiques non-linéaires en détecteur, mélangeur ou multiplieur avec, selon sa dimension de zone active, des fréquences de coupure supérieures au Téra hertz ;

É Le contact Schottky est l'élément de commande en tension des transistors à effet de champ (grille). Nous la retrouverons ainsi pour le MESFET.

É L'hétérojonction métal-semi-conducteur est aussi à la base du fonctionnement de nombreux dispositifs (contact ohmique).

VII.2. La physique de la diode Schottky:

L'étude de la jonction métal-semi-conducteur nécessite :

É Le travail de sortie du métal : ϕ_m (donnée structurale)

É L'affinité électronique du SC : χ (donnée structurale)

En première approximation, la barrière qui se forme à la jonction est :

$$\phi_b = \phi_m - \chi \quad (1-15)$$

Sur la figure suivante sont représentés les niveaux d'énergie du métal et celle du semi-conducteur de type N. Dans le semi-conducteur le niveau d'énergie E_{F_n} est proche de E_c .

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

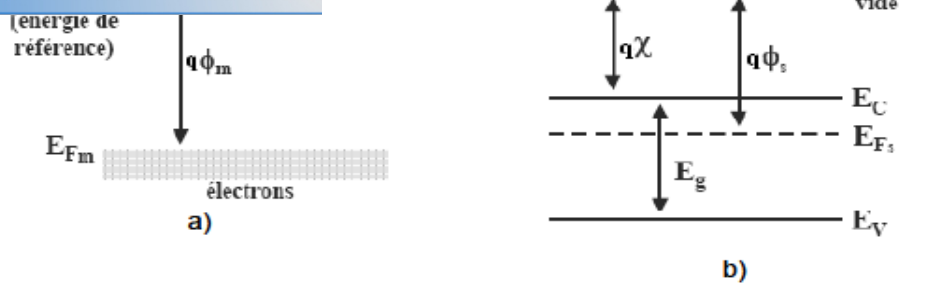


Figure (I-14) : Les niveaux d'énergie ; a) du métal ; b) du semi-conducteur.

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

Ésoit $\phi_m \geq \phi_s$

Ésoit $\phi_m < \phi_s$

a. Le contact redresseur: Cas où $\phi_m \geq \phi_s$ [11]

Lorsque l'on accole les deux matériaux et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal (accumulation) et désertir le semi-conducteur. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène s'arrêtera. On aboutit alors à l'équilibre suivant:

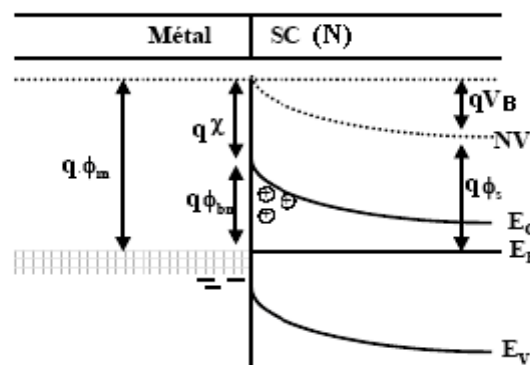


Figure (I-15): Les niveaux d'énergie de la jonction métal-semi-conducteur $\phi_m \geq \phi_s$.

Où V_B : tension de diffusion

On voit dans ce cas, que la barrière à l'interface va commander le passage du courant du métal vers le semi-conducteur et du semi-conducteur vers le métal, on se trouve dans le cas d'un contact redresseur ou SCHOTTKY.

accumulation d'électrons dans le SC.

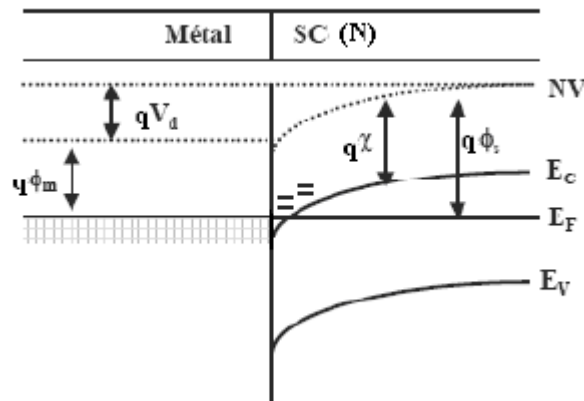


Figure (I – 16): Niveau d'énergie lorsque $\phi_m < \phi_s$

Il n'y a plus de barrière à l'interface, les électrons vont s'échanger très facilement entre le SC et le Métal, on se trouve dans le cas d'un contact ohmique.

VII.3. Barrière de potentiel et zone de charge d'espace:[7],[14]

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

Supposons une interface parfaite entre le métal et le semi-conducteur. Dans la réalité, il existe des états d'interface qui vont venir modifier la loi sur l'affinité et le travail de sortie. Ces états supplémentaires vont créer une couche inter faciale fine diélectrique à la jonction avec des transferts de charge modifiés. Ceci va modifier la hauteur de barrière, et on observe expérimentalement (loi empirique) que dans la plupart des cas:

$$\phi_{b0} \approx \frac{2}{3} \phi_s \quad (I-16)$$

La hauteur de la barrière vue par les électrons dans le semi-conducteur est donc:

$$\phi_b = \phi_s - \frac{q N_D \lambda_D^2}{2} \quad (I-17)$$

Pour connaître l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le semi-conducteur, il faut donc résoudre l'équation de Poisson.

Hypothèses :

Zone de charge d'espace désertée et la densité de charges volumiques = Cte.

Considérons la structure métal semi-conducteur de type N, avec $\phi_m \geq \phi_s$. On obtient la distribution du potentiel dans la zone de charge d'espace en intégrant l'équation de Poisson. Nous supposons que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de

pour alléger l'écriture. Nous admettons que tous les
ture ambiante et que la densité d'état d'interface est
négligeable. Nous ferons l'hypothèse de la zone de charge d'espace vide de porteurs et nous
appellerons x_0 la largeur de cette zone. Ainsi la densité de charges dans le semi-conducteur
s'écrit :

$$0 < x < x_0 \quad \rho(x) = -qN_D \quad (I-18)$$

$$x > x_0 \quad \rho(x) = 0 \quad (I-19)$$

L'équation de Poisson s'écrit:

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad \text{Avec } \epsilon_s = \epsilon_0 \cdot \epsilon_{\text{GaAs}} \quad (I-20)$$

En intégrant une première fois avec la condition $E=0$ pour $x \geq x_0$ on obtient :

$$\frac{d\phi(x)}{dx} = -E(x) = -\frac{qN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} (x - x_0) \quad (I-21)$$

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

$$E = -\frac{qN_D}{\epsilon_0 \epsilon_s} x \quad (I-22)$$

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

$$\phi(x) = -\frac{qN_D}{2\epsilon_0 \epsilon_s} (x^2 - 2x_0x) \quad (I-23)$$

Le potentiel a une variation parabolique, il prend sa valeur maximale qui est la tension de diffusion ϕ_{bi} (built in voltage) à $x = 0$. La tension de diffusion est donnée par la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur.

$$\phi_{bi} = \phi_s - \phi_m \quad (I-24)$$

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

$$\phi_{bi} = \phi_s - \phi_m = \phi(x=0) - \phi(x=x_0) = 0 - \left[-\frac{qN_D}{2\epsilon_0 \epsilon_s} (x_0^2 - 2x_0x_0) \right] = \frac{qN_D}{2\epsilon_0 \epsilon_s} x_0^2 \quad (I-25)$$

charge d'espace à l'équilibre:

$$\rho = \frac{qN_D}{2} - qN_A = \frac{qN_D}{2} \phi_0 - \phi_0 \quad (I-26)$$

Si la structure est polarisée par une tension extérieure V , supposée positive dans le sens direct c'est-à-dire quand le métal est polarisé positivement par rapport au semi-conducteur, la barrière de potentiel devient $\phi_{00} - \phi$ et la largeur de la zone de charge d'espace devient :

$$\phi_{00} - \phi = \frac{qN_D}{2} x - \phi_{00} \quad (I-27)$$

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

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs x_0 et x_0' compte tenu de la polarisation du transistor $\phi = \phi_{00}$ coté source et $\phi = \phi_{00} - \phi_{00}'$ coté drain [3]: l'expression (I-27) permet d'écrire (Jonction abrupte)

$$x_0 = \frac{2\phi_{00}}{qN_D} - \frac{\phi_{00}'}{qN_D} \quad \text{et} \quad x_0' = \frac{2\phi_{00}'}{qN_D} + \frac{\phi_{00}}{qN_D} \quad (I-28)$$

$$x_0' = x_0 - \frac{\phi_{00}}{\phi_{00}'} \quad (I-29)$$

Sachant que $\phi_{00}' > 0$, alors $x_0' < x_0$, ce qui implique $x_0' > x_0$. Ce fait explique que la zone désertée est plus importante du côté drain que du côté source.

Remarque : Dans l'équation de Poisson le potentiel électrostatique est exprimée en volts (V) et l'énergie des Bande en électron volts : (eV).

Lorsqu'on polarise la structure métal semi-conducteur par une tension extérieure V_e négative, la bande de conduction du semi-conducteur est abaissée, ce qui augmente la hauteur de barrière qui s'opposait à la diffusion des électrons. L'équilibre est rompu entraînant ainsi la reprise du processus de diffusion sur une profondeur $W' > W$. Un nouvel équilibre s'établit lorsque V_{ds} atteint la valeur $(-Ve) + \phi_B$ [14].

Sous l'action d'une tension extérieure, la largeur de la zone désertée va être modulée et par la suite la hauteur de barrière est modifiée.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

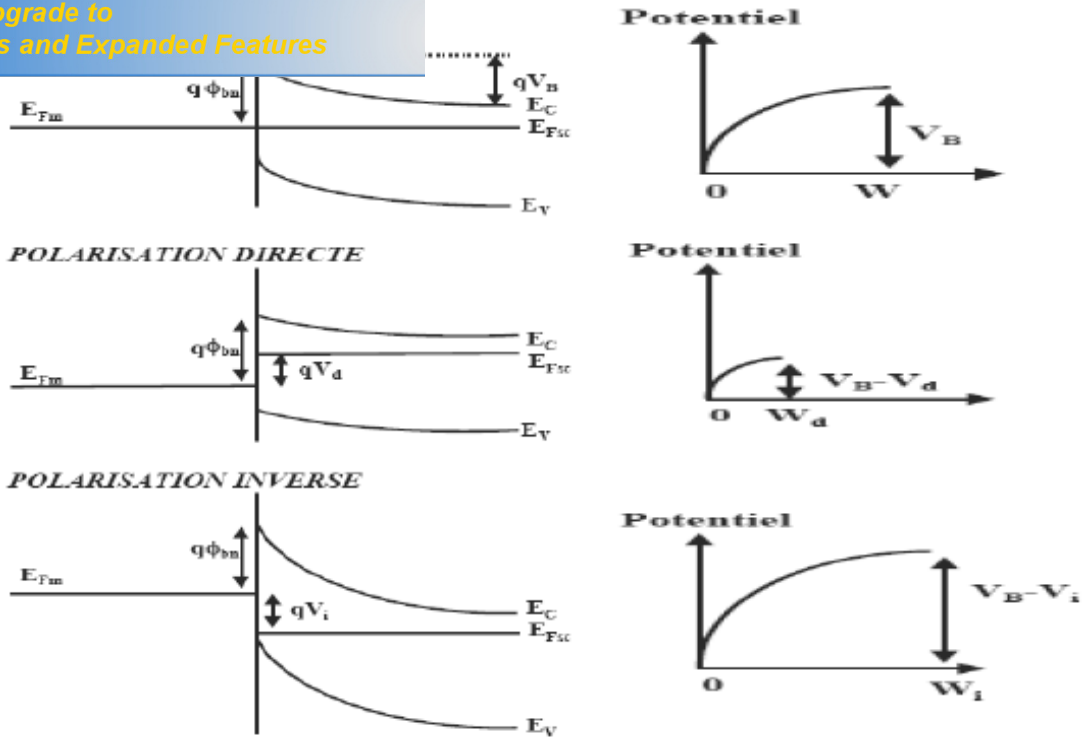


Figure (I-17): Potentiel d'une diode en fonction de sa polarisation [8].

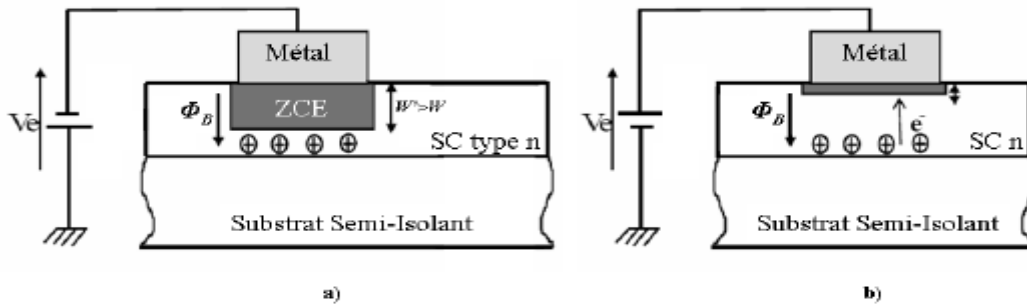


Figure (I-18). Jonction Schottky : en a) polarisée en inverse ; en b) polarisée en directe [14].

VII.4. Courants dans la diode Schottky

a. Diode Schottky en polarisation directe: [2], [7],[8]

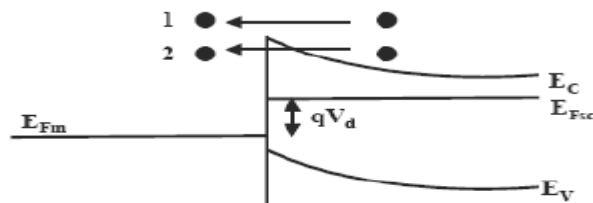


Figure (I-19) : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en directe:

passage des électrons au dessus de la barrière de

Effet tunnel. Les électrons passent au travers de la barrière, effet quantique (second ordre).

b. Diode Schottky en polarisation inverse:

Les phénomènes sont équivalents, à part que la hauteur de barrière vue par les électrons du métal reste quasiment constante en fonction de la polarisation (c'est la valeur ϕ_{B0}). Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoionique.

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

On obtient une relation de la forme:

$$J_{s0} = J_s \exp\left(\frac{q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad (I-30)$$

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_{B0}}{kT}\right) \quad \text{et} \quad A^* = \frac{4q^2 m^* k^3}{3\pi^2 \hbar^3} \quad (I-31)$$

Où : A^* Constante de Richardson. Dans l'autre sens, en première approximation, la hauteur de barrière ne varie pas et le courant est quasiment constant. L'annulation du courant à l'origine conduit:

$$J_{s0} = -J_s \quad (I-32)$$

Le courant total sera:

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (I-33)$$

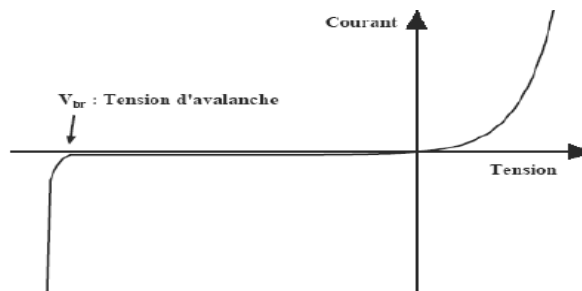


Figure (I-20) : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.

VII.5. Le claquage par avalanche: [2]

ions très importantes, le champ électrique devient très élevé ; les électrons accélérés par ce dernier peuvent gagner beaucoup d'énergie et ramener des électrons issus de la bande de valence vers la bande de conduction c'est le **claquage par avalanche**.

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

Compte tenu de ces phénomènes on rajoute alors un paramètre η dans l'expression du courant, appelé **COEFFICIENT D'IDEALITE**.

On écrit donc la densité de courant :

$$j = j_0 \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (I-34)$$

Remarque :

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

Il est :

- Ohmique si $\phi_m \geq \phi_s$
- Redresseur si $\phi_m < \phi_s$

VIII. Le Composant de puissance : le MESFET GaAs:[1]

VIII.1. Le transistor :

VIII.1.1.Historique:

Le transistor a été inventé à Bell Laboratories en Décembre 1947 (première démonstration le 23 décembre) par John Bardeen, Walter Houser Brattain et William Bradford Shockley, qui ont reçu le prix Nobel de physique en 1956.

Initialement, ils avaient prévu de réaliser un transistor à effet de champ, décrit par Julius Edgar Lilienfeld en 1925, mais ils ont finalement découvert le phénomène d'amplification de courant qui évoluera ensuite vers un transistor bipolaire à jonction (BJT).

], [15], [1]

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

est un semi-conducteur utilisé comme amplificateur. C'est un composant à trois accès. Un courant ou une tension faible appliqué à un accès contrôle le courant à travers les deux autres accès.

On distingue deux grandes familles de transistor : les transistors bipolaires (BJT) et les transistors à effet de champ (FET). En ce qui concerne les BJTs, les trois accès sont la base, le collecteur et l'émetteur. Un faible courant électrique appliqué sur la base permet la modulation du flux de courant entre le collecteur et l'émetteur (Figure I-21(a)). Dans le cas des FETs, c'est la tension appliquée sur la grille qui permet de moduler le courant circulant entre le drain et la source (Figure I-21(b)).

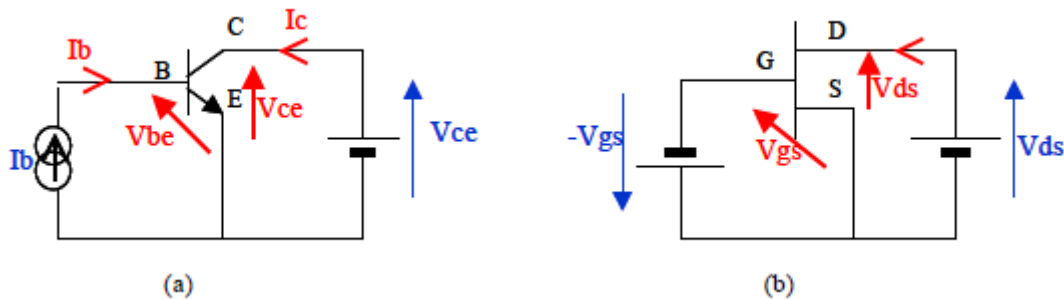


Figure (I-21): circuits de polarisation d'un BJT (a) et d'un FET (b).

Nous allons nous intéresser aux transistors à effet de champ, et plus précisément aux transistors MESFETs GaAs, puisqu'ils représentent les composants sur lesquels ces travaux ont été réalisés.

VIII.1.3.Principe de fonctionnement des FETs:

Le concept de fonctionnement des FETs est basé sur la modulation du courant traversant le dispositif. Le courant circulant entre deux bornes (drain et source) est commandé par la tension appliquée par la troisième électrode (grille) (Fig I-22). La source et le drain sont réalisés par des contacts ohmiques, alors que la grille par un contact Schottky. En outre, puisque la mobilité des électrons est supérieure à celle des trous, le canal est souvent de type n. La tension grille-source \$V_{gs}\$ (dans ce qui suit, la source est prise comme un potentiel de référence) permet de faire varier la résistance drain-source \$R_{ds}\$ ou de façon équivalente, la conductance \$g_{ds}\$ du dipôle drain-source. Cette dernière est donnée par la relation:

$$g_{ds} = \frac{I_{ds}}{V_{ds}} \tag{I-35}$$

ductivité du matériau, S et L sont respectivement la

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

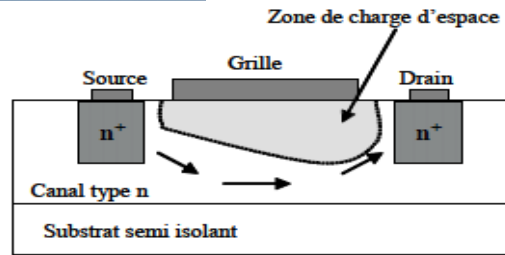


Figure (I-22) : Schéma de principe d'un transistor à effet de champ.

La variation de la conductance $\frac{I_D}{V_{GS}}$ peut être obtenue par modulation de la section du canal ou par modulation de la densité des porteurs de charge. Les différents transistors à effet de champ diffèrent par la nature du paramètre modulé et par le processus mis en œuvre dans cette modulation.

VIII.1.3.1. Le JFET :

Dans le transistor à effet de champ à jonction, JFET (Junction Field Effect Transistor), l'électrode de commande est constituée d'une jonction P⁺N latérale. La variation de la tension de polarisation permet la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction. Autrement dit, la variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal.

VIII.1.3.2. Le transistor à effet de champ à barrière Schottky : Le MESFET GaAs:



Figure (I-23): Photographie du MESFET issu de la fonderie TRIQUINT [18].

a. Structure générale du MESFET GaAs : [15]

Le MESFET est le premier composant réalisé sur GaAs. Il comporte le plus souvent une couche active de type N, réalisée sur un substrat semi-isolant, deux contacts ohmiques (source et drain) et une grille métallique déposée à mi-chemin entre source et drain dans des conditions créant une barrière de Schottky.

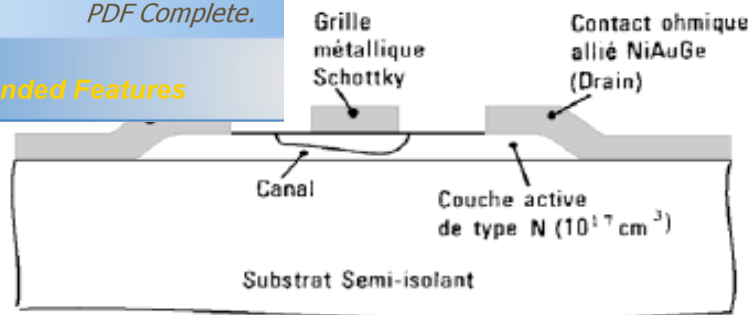


Figure (I-24) Coupe schématique du MESFET dans sa version primitive [15].

La couche active est déposée par épitaxie sur le substrat semi-isolant. Elle est ensuite attaquée chimiquement pour obtenir un îlot dans lequel est réalisé le transistor. Les contacts ohmiques de source et de drain sont obtenus par alliage or-germanium. La figure (I-25) montre le MESFET dans sa version la plus élaborée. La couche active est implantée directement dans le substrat semi- isolant. La grille, en métal réfractaire, est ensuite déposée. Deux zones N+ sont ensuite implantées en se servant du métal comme d'un masque pour obtenir deux zones d'accès auto alignées sur la grille. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant

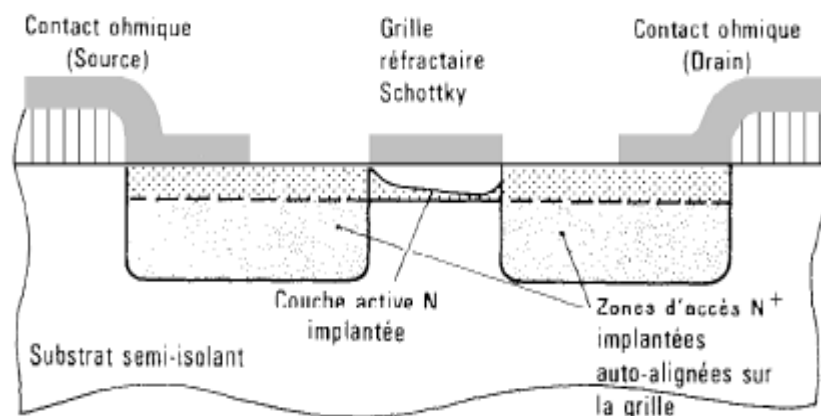


Figure (I-25) : Le MESFET dans sa version évoluée implantée auto-alignée [7].

Le MESFET tire ses excellentes performances de trois propriétés essentielles :

- * L'existence du substrat semi- isolant contre lequel vient se pincer le canal,
- * La possibilité d'utiliser une électrode de contrôle de type Schottky,
- * La mobilité élevée des électrons du GaAs.[4]

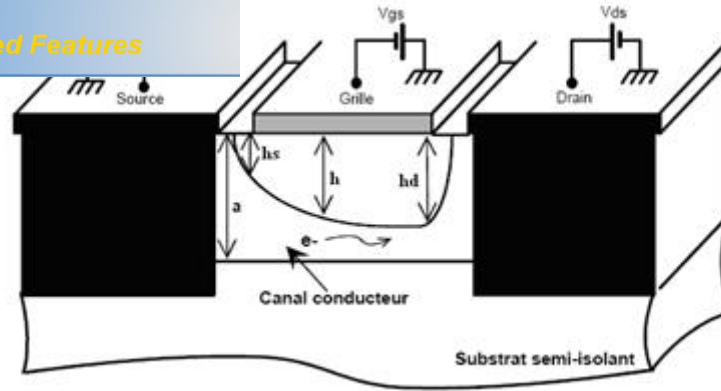


Figure (I-26): Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation. [2].

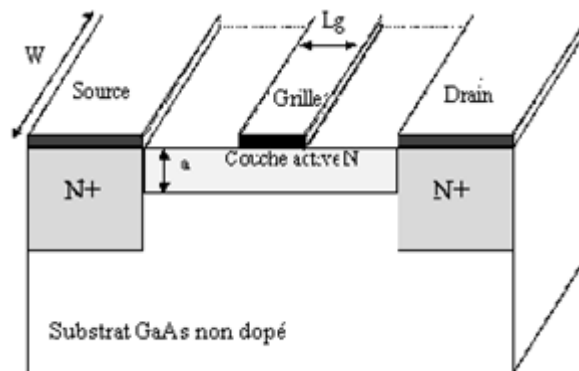


Figure (I-27) : Vue en coupe d'un MESFET.

La base du fonctionnement d'un **MESFET** est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure I-26). 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. 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 comme le montre la figure (I-28).

- En effet, lorsque l'on applique une tension V_{gs} 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 $(a-h)$. Si on diminue V_{gs} l'épaisseur h augmente. Par conséquent le courant I_{ds} diminue. Lorsque h 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.

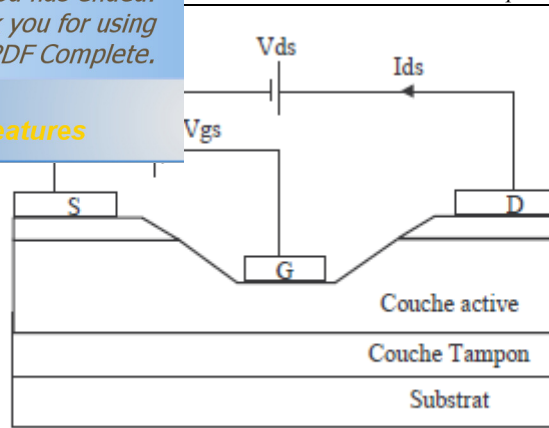


Figure (I-28) Coupe du MESFET illustrant les polarisations des électrodes ainsi que les parties qui le constituent [16].

c. Tension de pincement, tension de seuil:[14]

La tension de pincement V_{p} est la hauteur de barrière électrostatique qui amènerait la zone de charge d'espace située sous la grille à occuper l'épaisseur totale de la couche active. Le transistor est dit « pincé » car le canal est complètement obstrué ne laissant plus passer le courant. La tension de seuil V_{th} est définie comme la tension qui, appliquée entre la grille et la couche active, amène la charge d'espace à occuper toute l'épaisseur de la couche. La tension de seuil représente aussi la tension de grille pour laquelle l'extension de la charge d'espace dépeuplée de porteurs s'effectue dans tout le semi-conducteur. Pour cette valeur particulière de la tension de grille, le courant drain s'annule.

On a entre les deux tensions la relation suivante :

$$V_{p} = V_{th} - V_{b} \tag{I-36}$$

Avec V_{b} la tension de diffusion de la barrière de Schottky.

d. Les zones de fonctionnement:

On observe deux principaux comportements du transistor : linéaire et saturé.

En faisant varier V_{ds} pour plusieurs niveaux de commande V_{gs} , on génère un réseau de caractéristiques donnant l'évolution du courant de sortie. Ce réseau de caractéristiques est constitué de deux parties : la zone linéaire et la zone de fonctionnement saturé (figure I-29)

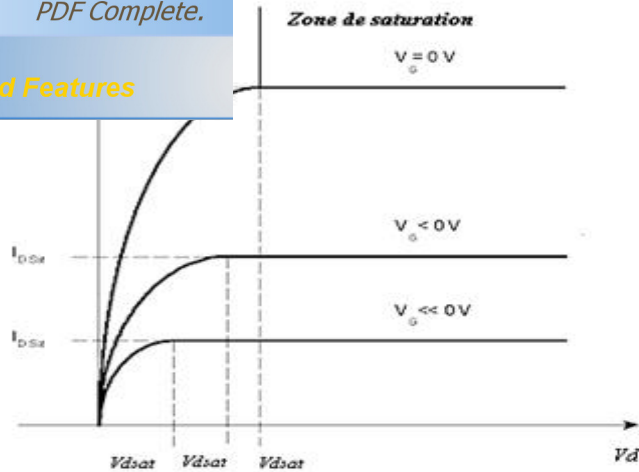


Figure (I-29) : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET [8].

1. Zone de fonctionnement linéaire ($V_{ds} \ll V_{dsat}$) :

Cette zone, appelée également zone ohmique correspond à une évolution quasi linéaire du courant de sortie I_d pour de faibles valeurs de V_{ds} comme le montre la figure (I-30-a). En effet, la section du canal conducteur est presque uniforme puisqu'elle dépend principalement de la commande V_{gs} . Le transistor se comporte ainsi comme une conductance contrôlée par la tension de grille. les mélangeurs ou les déphaseurs par exemple nécessitent ce type de régime linéaire

2. Zone de fonctionnement saturée:[2]

Selon la valeur de la tension drain source, deux régimes de polarisation se présentent (figure I-30-b et figure I-30-c) :

- **Régime de pincement ($V_{ds} \leq V_{dsat}$):**

Au fur et à mesure que V_{ds} augmente, le canal ne peut plus être considéré comme équipotentiel. L'extension de la zone de charge d'espace évolue tout au long du canal, elle est plus importante sous la grille du coté drain que du coté source, ce qui entraîne une augmentation de la résistance du canal et une faible variation du courant de drain avec la tension drain-source appliquée. Lorsque la largeur conductrice du canal devient nulle coté drain: le régime de pincement est ainsi atteint, la tension drain-source correspondante est appelée tension de saturation V_{dsat} le courant correspondant est appelé courant de saturation. Notons que pour les MESFET à canal court le champ électrique longitudinal a une valeur très importante, ce qui conduit à une dépendance entre celui-ci et la mobilité des porteurs. Lorsque

une certaine valeur critique $E_{c2} = 5.10^6 \text{ V/cm}$. La vitesse des porteurs v en fonction de V_s qui est de l'ordre de $2.10^8 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal: La saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour les MESFETs à canal court, et le pincement du canal pour les MESFETs à canal long. En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique E_c et amorce la saturation du MESFET. Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique E_c avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation.

- **Régime de blocage : ($V_{ds} > V_{ds,pin}$)**

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

Dans la mesure où la variation relative de la longueur du canal est faible la conductance du canal reste constante et par suite le courant de drain reste constant et égal au courant de saturation I_{dsat} . La faible diminution de la longueur du canal entraîne une faible augmentation de la conductance du canal et par suite une faible augmentation du courant de drain. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse vers l'électrode de drain. Lorsque la tension drain-source varie, le régime de pincement est atteint d'autant plus rapidement que la zone de charge d'espace est importante à $V_{ds}=0$, c'est-à-dire que E_{c2} est important. Lorsque la tension de polarisation grille-source augmente, la largeur conductrice du canal à $V_{ds}=0$ diminue. A partir d'une certaine valeur de E_{c2} , le canal est obturé quelque soit la valeur de V_{ds} . Le transistor est bloqué, la tension grille correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens, lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

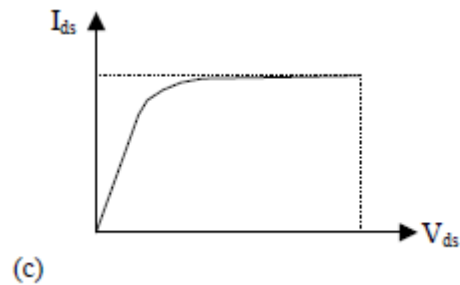
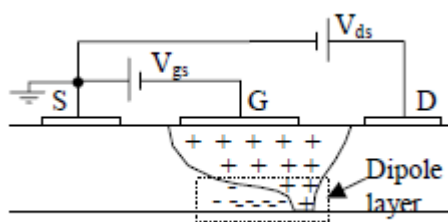
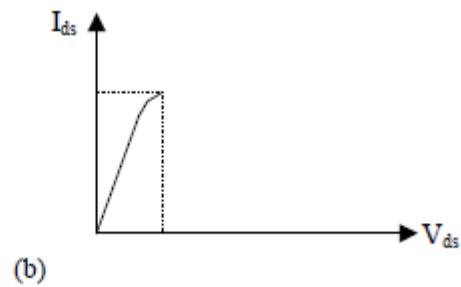
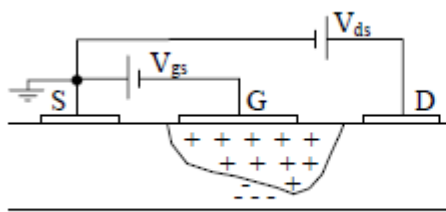
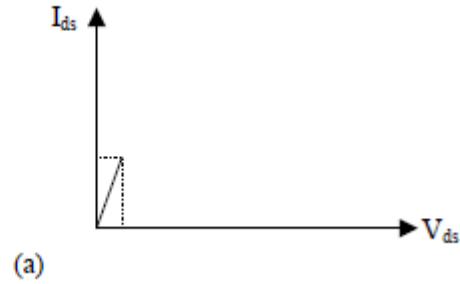
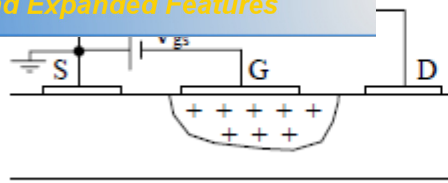


Figure (I-30):a) Le canal est entièrement ouvert. Le courant est proportionnel à V_{ds} . Le transistor se comporte comme une conductance contrôlée par la grille.

b) Le rétrécissement du canal près du drain provoque le ralentissement de la croissance de I_{ds} .

c) Pincement du canal, le transistor est en saturation [10].

e. Les Effets Parasites du MESFET GaAs:

Des effets parasites indésirables viennent diminuer les performances statiques et hyperfréquences du MESFET. Une connaissance et une prise en compte de ces effets sont aujourd'hui indispensables lors de la conception de circuits microondes. Il est important de souligner qu'une des principales barrières rencontrées lors de l'étude de ces phénomènes est la difficulté de leur mise en évidence et de leur prise en compte. La

se de caractérisation expérimentale est de pouvoir les pour les appréhender indépendamment les uns des autres.

Il existe trois principaux effets parasites dans les transistors MESFET GaAs: les effets à dynamiques lentes tels que les pièges, les effets thermiques et le phénomène

2. Les Effets à Dynamiques Lentes :

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 et capturent ou libèrent des électrons qui participent au courant dans le canal. Ces effets de pièges peuvent être regroupés en trois catégories :

- Le « gate-lag »,
- Le « sidegating ».
- Le « self-backgating »,
- **Le phénomène de « Gate-lag » :** Les pièges de surface sont à l'origine de ce phénomène. Ils apparaissent lorsque la commande de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction, ce qui se traduit par des états transitoires sur le courant de drain.

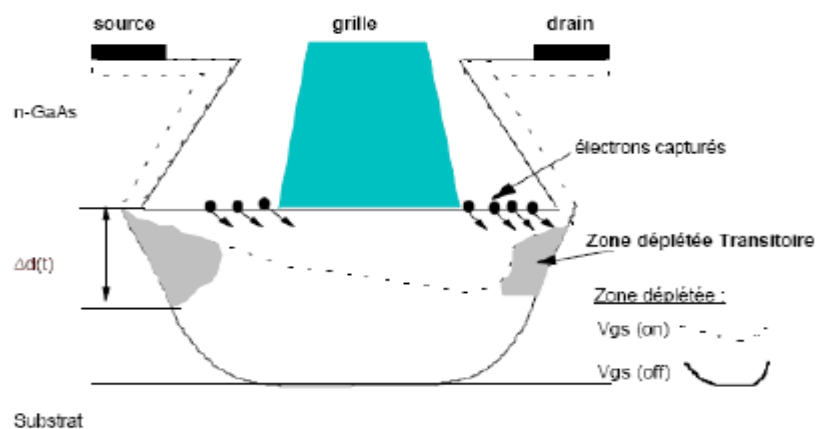


Figure (I-31) : Schéma expliquant le phénomène du « Gate Lag » pour un MESFET [18].

et « **Backgating** »

[Click Here to upgrade to
Unlimited Pages and Expanded Features](#)

l'émission d'électrons dus à la proximité de différents composants lors d'une conception dans un environnement MMIC sont regroupés sous le terme « sidegating ». En effet, la proximité de transistors à effet de champ peut les rendre non indépendants les uns des autres ; c'est à dire qu'un potentiel appliqué en un point du circuit peut venir modifier celui présent sur le composant.

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 ». Il en résulte des règles de dessin sur les dimensions géométriques des MMICs afin de limiter les conséquences de ces phénomènes.

- **Le phénomène de « Self-backgating »**

La cause principale du « Self-backgating » est due au comportement non idéal du substrat semi-isolant qui contient des impuretés qui génèrent des états énergétiques pouvant être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ils sont alors capables de capturer pendant un temps « T » puis de réémettre les électrons qui participent au courant dans le canal. Le principal effet du « self-backgating » se traduit par la réponse transitoire du courant de sortie (I_{ds}).

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

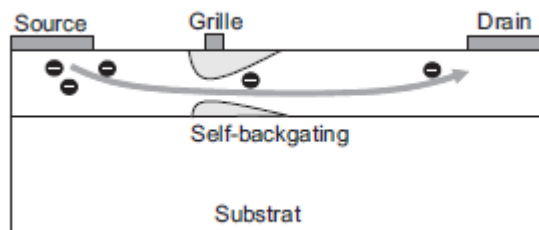


Figure (I-32) – Schéma montrant le rétrécissement de la section du canal due aux pièges dans le cas d'un MESFET.

La polarisation de grille contrôle l'ouverture du canal, ainsi que les pièges en présence d'un champ électrique dû à la polarisation du drain [17].

l'avalanche est dû à la circulation non désirée d'un courant entre les électrodes de grille et de drain. Pour de fortes valeurs de la tension drain source (V_{ds}) et pour un état pincé du transistor, 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 courant d'avalanche délimite, côté drain, l'excursion maximale du cycle de charge. Il en résulte une limitation de la puissance RF de sortie. Côté grille, l'excursion est limitée par la conduction de la diode Schottky.

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, il est possible d'obtenir le même résultat.

Le deuxième type d'avalanche existant dans un MESFET provient d'un courant en excès dans le canal circulant du drain vers la source, pour des tensions grille source (V_{GS}) supérieures au pincement.

2. Le mécanisme d'ionisation par impact dans les FET à contact Schottky:

Dans les transistors à effet de champ à contact Schottky de type MESFET et HEMT, le mécanisme d'ionisation par impact se produit dans le canal entre grille et drain, région où résident les valeurs les plus élevées du champ électrique Figure (I-33). Les électrons ainsi créés participent au courant de drain, tandis que les trous générés vont être collectés par la grille, par la source et le substrat, ou bien se recombiner avec les électrons du canal.

L'ionisation par impact se traduit pour les transistors à effet de champ par une augmentation anormale du courant de grille à fort V_{ds} . Les trous générés par l'ionisation par impact, sous l'influence du champ électrique, sont évacués principalement vers la grille où ils sont responsables d'une composante du courant de grille qui s'ajoute aux fuites de cette dernière.

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

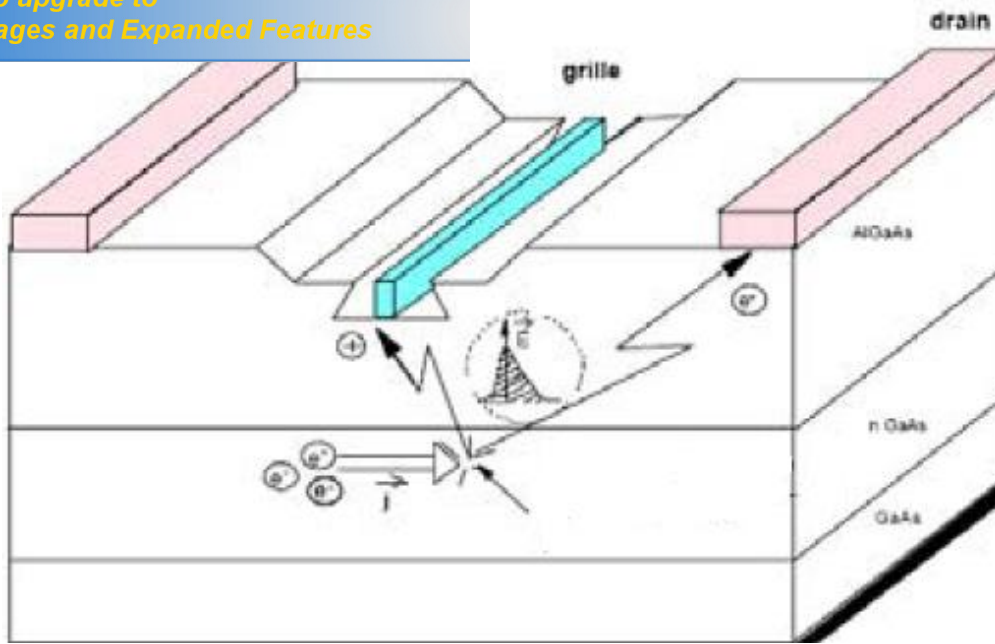


Figure (I-33) : Mécanisme de l'ionisation par impact [18].

I. Introduction

Dans ce chapitre nous allons définir la caractéristique statique du transistor MESFET GaAs pour étudier son comportement physique. Le système d'équations générales régissant le comportement de la zone active est établi et donne la variation du courant de drain en fonction de la tension de drain pour des valeurs de la tension de grille source $V_{gs} = V_g - V_{gs}$. L'influence des résistances parasites et des effets de bords est déterminé sur les caractéristiques statiques. Le modèle de notre équipe est détaillé ainsi que : le modèle Ahmed [25], Materka [25] et le modèle grand signal [24].

I.1.Détermination du potentiel et du champ électrique dans la zone active:[20]

La plupart des modèles physiques actuels sont basés sur la résolution bidimensionnelle de l'équation de Poisson. Cette équation connue en physique des semi-conducteurs est utilisée dans tous les modèles pour expliquer les différents phénomènes physiques spécifiques du MESFET GaAs. Mais le problème principal pour ces modèles réside dans le couplage des équations différentielles, partielles et non-linéaires qui nécessitent d'être résolues simultanément. La difficulté de poser des hypothèses valables pour les conditions limites aux interfaces libres nécessite le recours à des approximations et la négligence d'un certain nombre de termes qui agit négativement sur l'exactitude du modèle. Nous présentons ici un modèle analytique qui associe la description des phénomènes physiques et la simplicité des équations mathématiques.

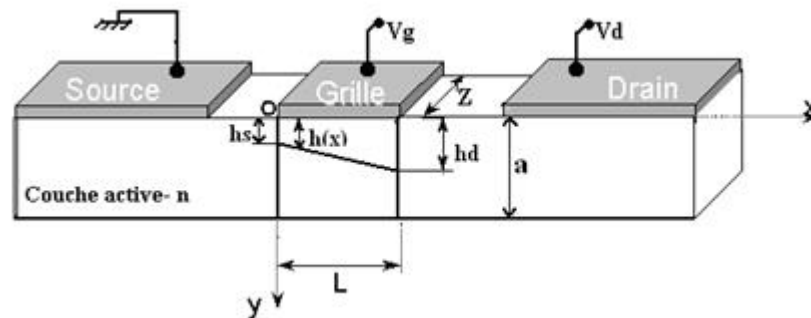


Figure (II-1) : Zone active du transistor MESFET [2].

Les axes x et z représentent les axes longitudinaux et transversaux de la structure, l'origine est prise côté source. La largeur totale du canal est « a » et supposée constante. La largeur de la zone de déplétion en un point d'abscisse x est représentée par le paramètre $h(x)$

En intégrant l'équation de Poisson (II-1), on obtiendra le potentiel $\phi(x, z)$ sous la grille:

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial x^2} = -\frac{q(N_D - n_0)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (II-1)$$

On suppose que le dopage de la couche active est homogène dans le plan de la structure pour simplifier l'étude, mais ce dernier peut varier avec la profondeur y de telle manière qu'on aura: $n_0 = n_0(x, y)$

On admet en outre que tous les donneurs sont ionisés à la température ambiante.

$$n_0 > n_i \quad n_0(x, y) = N_D - n_0(x, y) \quad (II-2)$$

$$n_0 < n_i \quad n_0(x, y) = 0 \quad (II-3)$$

$n_0(x, y)$ la densité des porteurs libres dans la zone de charge d'espace.

Pour faciliter l'étude on admet que:

- Le potentiel est constant suivant la direction oz :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (II-4)$$

la longueur du canal est plus longue, sa longueur est plus importante que l'épaisseur de la zone de charge d'espace. La variation du champ électrique suivant la direction perpendiculaire à la structure est beaucoup plus importante que dans la direction longitudinale. L'équation de Poisson deviendra:

$$\frac{\partial^2 \psi(x, y)}{\partial y^2} = -\frac{q(N_D - n_0(x, y))}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (II-5)$$

En intégrant les deux membres de (II-5) entre $h(x)$ et y avec la condition donnée par la formule

$$\frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} = 0 \text{ en } y=h(x),$$

On aura :

$$\frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon_r} \int_{h(x)}^y q(N_D - n_0(x, y)) dy - \frac{q(N_D - n_0(x, h(x)))}{\epsilon_0 \epsilon_r} h(x)$$

$$\frac{\partial \psi(x, y)}{\partial y} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_r} (N_D - n_0(x, y)) y - \frac{q(N_D - n_0(x, h(x)))}{\epsilon_0 \epsilon_r} h(x) \quad (II-6)$$

Intégrons une autre fois de $h(x)$ à y l'équation précédente, le premier membre s'écrit :

?(?)

?

?

$$= \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 \quad (II-7)$$

Et le second membre s'écrit:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} &= \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \left(\frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 \right) = \\ &= \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d\psi}{dx} + \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) \frac{d\psi}{dx} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) \frac{d^2 \psi}{dx^2} \quad (II-8) \end{aligned}$$

On utilise le passage :

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d\psi}{dx} \quad (II-9)$$

On aura:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \left(\frac{d\psi}{dx} \right) \frac{d^2 \psi}{dx^2} &= \\ &= \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d\psi}{dx} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d\psi}{dx} \\ &= \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} - \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d\psi}{dx} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d\psi}{dx} = 0 \quad (II-10) \end{aligned}$$

Par identification entre (II- 7) et (II- 10) avec la condition $\psi(x, 0, z) = \psi_0 - \psi_{z0}$. On obtient :

$$\psi(x, z) = \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \psi_0 - \psi_{z0} \quad (II-11)$$

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

$$\psi(x, z) = \frac{1}{2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \psi_0 - \psi_{z0} \quad (II-12)$$

l'espace est vide de porteurs et que le dopage est uniforme,

donc on aura:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_r}$$

$$\phi(x) = -\frac{qN_D x^2}{2\epsilon_0\epsilon_r} + \frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_r} h(x) + \phi_0 - \phi_{00} \quad (II-13)$$

Et par conséquent :

$$\phi_0 - \phi_{00} = \frac{qN_D}{2\epsilon_0\epsilon_r} h^2 + \phi_0 - \phi_{00} \quad (II-14)$$

Le champ électrique se déduit par: $E(x) = -\frac{d\phi}{dx}$ dans la zone de charge d'espace, il devient:

$$E(x) = -\frac{qN_D x}{\epsilon_0\epsilon_r} \quad (II-15)$$

Et dans le canal conducteur on a pour $E(x) = 0$

$$E = E_c(x) = \frac{qN_D h(x)}{\epsilon_0\epsilon_r} \quad (II-16)$$

Pour déterminer le potentiel électrique et le champ électrique, on doit déterminer la formulation de $h(x)$. On suppose que le canal est graduel pour qu'on puisse trouver son expression en fonction de ϕ_0 et ϕ_{00} ses valeurs coté drain et coté source respectivement:

$$h(x) = \frac{qN_D}{\epsilon_0\epsilon_r} \phi + \phi_0 \quad (II-17)$$

II.2. Equation fondamentale du MESFET GaAs: [21]

Pour déterminer la caractéristique principale du courant de drain en fonction de la tension de grille nous allons supposer que:

- Le dopage du canal est uniforme $N_D(x) = N_D = N_{D0}$
- La jonction est abrupte.
- Le courant du canal circule dans la couche active.
- Le canal est graduel donc $L \gg \lambda_D$.
- A l'intérieur de la zone de déplétion $\lambda_D \gg \lambda_{D0}$ et à l'extérieur de la zone de déplétion (mais toujours à l'intérieur du canal) $\lambda_D \gg \lambda_{D0}$.
- Le courant de drain suit la direction \vec{y} ce qui fait que la densité totale du courant se réduit à sa composante J_{y0} en négligeant le courant de diffusion

pe N et en tenant compte de ce qui précède, la densité de n:

$$n = n_0 \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) \quad (\text{II-18})$$

$$n = n_0 \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right)$$

$$n = n_0 \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) = - \frac{q}{kT} \cdot \frac{d\phi}{dz} \cdot \frac{q\phi}{kT} \quad (\text{II-19})$$

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

Le sens conventionnel de ϕ est positif dans la direction drain source; il est obtenu en intégrant $-E$ sur toute la longueur du canal:

$$d\phi = -E dz = -\mu_n(\phi) \frac{dn}{dz} dz = -\mu_n(\phi) \frac{dn}{dz} dz$$

$$d\phi = -\mu_n(\phi) \cdot n \cdot \frac{d\phi}{dz} = -\mu_n(\phi) \cdot n \cdot \frac{d\phi}{dz} \quad (\text{II-20})$$

$$d\phi = q \cdot z \cdot N_d \cdot \mu_n(\phi) \cdot d\phi - \mu_n(\phi) \cdot n \quad (\text{II-21})$$

Sachant que:

$$\mu_n(\phi) = \mu_n(\phi)$$

$$\mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} = \mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} = \mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} = \mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} \quad (\text{II-22})$$

En résolvant l'équation de Poisson, l'épaisseur de la zone de charge d'espace $\phi(\phi)$ est:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{q \cdot N_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) - \frac{q \cdot n_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) \quad (\text{II-23})$$

$\phi(\phi)$ est le potentiel au point considéré, on appelle tension de pincement $\phi_p = \phi_{z=L} - \phi_{z=0}$

lorsque $\frac{d\phi}{dz} = 0$.

$$\phi = \frac{q \cdot N_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \phi_p - \frac{q \cdot n_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \phi_p \quad (\text{II-24})$$

A partir de (II-23) et (II-24) on aura:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{q \cdot N_d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) - \frac{q \cdot n_0}{\epsilon_0 \epsilon_r} \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) \quad (\text{II-25})$$

En remplaçant $\frac{d^2\phi}{dz^2}$ dans (II-22) on trouve:

$$\mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} = \mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} = \mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} = \mu_n(\phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} \quad (\text{II-26})$$

$$I_D = \frac{q n_D A v_{Dsat}}{L} (V_G - V_{th}) - \frac{q n_D A v_{Dsat}}{L} \frac{(V_G - V_{th})^2}{2 V_{Dsat}} - \frac{q n_D A v_{Dsat}}{L} \frac{(V_G - V_{th})^3}{6 V_{Dsat}^2} \quad (II-27)$$

Tous ces calculs négligent plusieurs effets parasites qui s'effectuent sous la grille.

En posant :

$$I_{D0} = \frac{q n_D A v_{Dsat}}{L} (V_G - V_{th}) \quad \text{et} \quad I_{D1} = \frac{q n_D A v_{Dsat}}{L} \frac{(V_G - V_{th})^2}{2 V_{Dsat}} = I_{D0} - I_{D2}$$

Le courant I_D sera:

$$I_D(V_G, V_D) = I_{D0} \frac{V_D}{V_{Dsat}} - \frac{I_{D1}}{V_{Dsat}} \frac{V_D^2}{2} - \frac{I_{D2}}{V_{Dsat}^2} \frac{V_D^3}{6} \quad (II-28)$$

L'équation qui détermine la variation du courant de drain en fonction des deux tensions de polarisation s'écrit de deux manières différentes, selon le régime de fonctionnement du transistor et qui dépend essentiellement de la valeur de la tension de drain V_D . Ces régimes sont :

- Le régime linéaire, où le courant de drain varie linéairement avec la tension de drain V_D .
- Et dans l'autre cas, le courant se sature à la valeur I_{D0} . Cette région de caractéristique est connue comme étant la région de saturation.

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (II-28), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

• **Régime linéaire:**

La tension de drain dans ce régime satisfait la condition suivante:

$$V_D \ll V_{Dsat} - V_{th}$$

Un développement limité permet la linéarisation de l'expression (II-28), soit :

$$I_D(V_G, V_D) = \frac{I_{D0}}{V_{Dsat}} V_D - \frac{I_{D1}}{V_{Dsat}^2} \frac{V_D^2}{2} \quad (II-29)$$

A partir de l'équation précédente, le courant I_D est proportionnelle à V_D .

• **Régime de saturation:**

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (II-28), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant : $V_D = V_{Dsat} - V_{th}$

$$I_D = \frac{\mu_n C_{ox} W}{L} \left[(V_{GS} - V_{th}) V_{DS} - \frac{1}{2} V_{DS}^2 \right] \quad (II-30)$$

La tension de saturation du drain est:

$$V_{DS,sat} = V_{GS} - V_{th} \quad (II-31)$$

II.3.La transconductance et la conductance de drain:

A partir de la caractéristique du courant de drain en fonction des tensions de grille et de drain, on peut déterminer deux paramètres fondamentaux du transistor qui sont la transconductance g_m , et la conductance g_{ds} du canal.

a)-La transconductance:

Elle représente la variation du courant dans le canal modulé par la tension de grille, à tension drain source constante.

La transconductance est donnée par :

$$g_m = \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \quad \text{telle que} \quad V_{DS} = \text{constante} \quad (II-32)$$

Dans la région linéaire, g_m est obtenue à partir de l'équation:

$$g_m = \frac{\mu_n C_{ox} W}{L} \left[V_{GS} - V_{th} - V_{DS} \right] \quad (II-33)$$

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

$$g_m = \frac{\mu_n C_{ox} W}{L} \left[V_{GS} - V_{th} \right] = \text{constante.} \quad (II-34)$$

b)-La conductance:

La conductance traduit la résistance du canal : c'est la variation du courant de drain en fonction de la variation de la tension V_{DS} à polarisation de grille constante.

Son expression est donnée par :

$$g_{ds} = \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \quad \text{à} \quad V_{GS} = \text{cste} \quad (II-35)$$

On aura la formule de la conductance dans la région linéaire:

$$I_D = \frac{q \mu_n N_D a W}{L} (V_G - V_{th}) - \frac{q \mu_n N_D a W}{L} V_D + \frac{q \mu_n N_D a W}{L} V_D^2 \quad (II-36)$$

Dans le régime de saturation, la conductance du canal est nulle et le courant de saturation I_{Dsat} est indépendant de la tension de drain et ne dépend que de la tension de grille.

$$I_D = 0 \quad (II-37)$$

II.4.L'influence des résistances d'accès:

Les grandeurs (V_{th} , μ_n , N_D) sont des grandeurs internes ou intrinsèques du composant; Pour déterminer les caractéristiques externes ou extrinsèques (I_D , V_G , V_D), il faut tenir compte des effets des résistances d'accès de source R_s et de drain R_d ; On aura:

$$V_{GS} = V_G$$

$$V_{DS} = V_D - I_D R_d \quad (II-38)$$

$$V_{GS} = V_G - I_D R_s + I_D R_d$$

En substituant ces relations dans les caractéristiques de I_D établies précédemment on aura:

- **L'équation générale:**

$$I_D = \frac{q \mu_n N_D a W}{L} (V_G - V_{th}) - \frac{q \mu_n N_D a W}{L} (V_D - I_D R_d) + \frac{q \mu_n N_D a W}{L} (V_D - I_D R_d)^2 \quad (II-39)$$

- **Régime linéaire:**

$$I_D = \frac{q \mu_n N_D a W}{L} (V_G - V_{th}) - \frac{q \mu_n N_D a W}{L} V_D + \frac{q \mu_n N_D a W}{L} V_D^2 \quad (II-40)$$

- **Régime saturé:**

$$I_D = \frac{q \mu_n N_D a W}{L} (V_G - V_{th}) - \frac{q \mu_n N_D a W}{L} V_D + \frac{q \mu_n N_D a W}{L} V_D^2 \quad (II-41)$$

II.5.Effets de la mobilité variable:

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

ibles, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique
e est proportionnelle au champ électrique :

$$\mu_{eff} = \mu_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_s} \right)^2 \right) \quad (II-42)$$

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

On a choisi les lois suivantes :

$$\mu_{eff} = \mu_0 \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_s} \right)^2 \right) \quad (II-43)$$

$$\mu_{eff} = \mu_0 \left(1 - \frac{1}{4} \left(\frac{E}{E_s} \right)^4 \right) \quad (II-44)$$

On en déduit les expressions des mobilités:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0}{1 + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_s} \right)^2} \quad (II-45)$$

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0 + \frac{1}{4} \left(\frac{E}{E_s} \right)^3}{1 + \frac{1}{4} \left(\frac{E}{E_s} \right)^4} \quad (II-46)$$

μ_0 est la mobilité des électrons lorsque le champ électrique est faible, et v_{sat} est leur vitesse de saturation telle que: $\mu_0 = \frac{v_{sat}}{E_s}$

En substituant ces deux lois de mobilité dans les équations (II-28), (II-29) et (II-30) on aboutit à:

a).En utilisant la première loi :

L'équation générale devient:

$$I_{ds} = q n_s \mu_{eff} E_s \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{E}{E_s} \right)^2 \right) - \frac{q n_s \mu_{eff} E_s^2}{2} \left(\frac{E}{E_s} \right)^2 + \frac{q n_s \mu_{eff} E_s^3}{2} \left(\frac{E}{E_s} \right)^2 \quad (II-47)$$

• Dans le cas linéaire:

$$I_{ds} = q n_s \mu_0 E_s \left(1 - \frac{1}{4} \left(\frac{E}{E_s} \right)^4 \right) - \frac{q n_s \mu_0 E_s^2}{4} \left(\frac{E}{E_s} \right)^4 - \frac{q n_s \mu_0 E_s^3}{4} \left(\frac{E}{E_s} \right)^4 \quad (II-48)$$

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

$$I_D = I_{D0} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^2}{V_{DSsat}^2} \right] + \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^3}{V_{DSsat}^3} \quad (II-49)$$

Avec:

$$I_{D0} = \frac{I_{Dsat}}{1 + \frac{V_{DSsat}^2}{2V_{DSsat}^2}}$$

$$I_{Dsat} = I$$

$$V_{DSsat} = V_{DS}$$

-Pour la deuxième loi, On aura:

L'équation générale:

$$I_D = I_{D0} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^2}{V_{DSsat}^2} \right] + \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^3}{V_{DSsat}^3} \quad (II-50)$$

- **Régime linéaire:**

$$I_D = I_{D0} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^2}{V_{DSsat}^2} \right] - \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^3}{V_{DSsat}^3} + \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^3}{V_{DSsat}^3} \quad (II-51)$$

- **Régime saturé:**

$$I_D = I_{D0} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^2}{V_{DSsat}^2} \right] + \frac{1}{2} \frac{V_{DS}^3}{V_{DSsat}^3} \quad (II-52)$$

Avec:

$$I_{D0} = \frac{1 + \frac{V_{DSsat}^2}{2V_{DSsat}^2} - \frac{V_{DSsat}^2}{2V_{DSsat}^2} + \frac{V_{DSsat}^3}{2V_{DSsat}^3}}{1 + \frac{V_{DSsat}^2}{2V_{DSsat}^2} - \frac{V_{DSsat}^2}{2V_{DSsat}^2} + \frac{V_{DSsat}^3}{2V_{DSsat}^3}}$$

$$I_{D0} = 1$$

$$V_{DSsat} = V_{DS}$$

Remarque:

L'hypothèse de mobilité constante et indépendante du champ électrique dans le GaAs de type N ne peut pas traduire les phénomènes physiques. L'expression analytique des variations de la mobilité avec le champ électrique que nous proposons maintenant est une relation simplifiée, elle est donnée par:

$$\mu_{eff} = \mu_0 \left(1 - \frac{E}{E_{crit}} \right) \quad (II-53)$$

- * Pour le domaine des champs électriques faibles où $E < E_{crit}$: $\mu = \mu_0$
- * Pour le domaine des champs électriques élevés au-delà de E_{crit} ($E > E_{crit}$) :

Cette loi de mobilité permet d'obtenir les différentes expressions du courant de drain dans différents régimes de fonctionnement. Les caractéristiques $I_d(V_d, V_g)$ du transistor MESFET GaAs correspondant à des régimes de fonctionnement différents, sont régis par les équations suivantes :

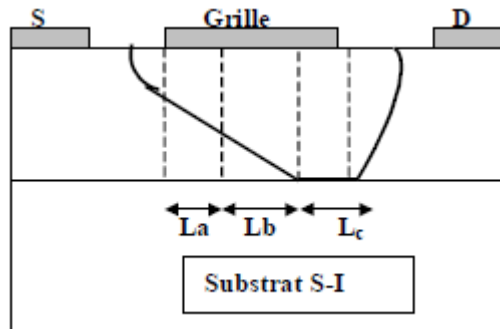


Figure (II-1): Répartition de la zone active selon la variation du champ électrique [22].

Régime linéaire : Ce régime existe tant que L_a occupe tout le canal; il correspond au domaine des champs faibles où la mobilité est égale à μ_0 .

L'expression du courant de drain dans ce régime s'écrit :

$$I_d(V_d, V_g) = \mu_0 C_{ox} \frac{W}{L} \left(V_g - V_{th} \right) V_d - \frac{q N_D W L}{2 C_{ox}} \frac{V_d^2}{L} - \frac{q N_D W L}{2 C_{ox}} \frac{V_d^2}{L} \quad (II-54)$$

Avec:

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_0 \left(1 - \frac{E}{E_{crit}} \right)}{\left(1 - \frac{E}{E_{crit}} \right)} \quad (II-55)$$

Régime de pincement :

Quand la tension de drain augmente, le champ électrique dans le canal augmente au-delà de E_{crit} . Le canal sous la grille présente alors deux régions : l'une, de longueur L_a dans laquelle le champ est inférieur à E_{crit} et la mobilité des électrons est constante, donnée par $\mu = \mu_0$. L'autre, de longueur L_b ($L = L_a + L_b$) dans laquelle le champ est supérieur au champ E_{crit} mais inférieur au champ E_{sat} , et la mobilité des électrons est donnée par:

Région : Pour $E_{crit} < E < E_{sat}$ et $\mu < \mu_0$

et tenant compte des tensions de bords est donnée par:

$$(II-62)$$

Avec : V_{ch} , V_{ch} est la tension dans le canal (équation (II-12)).

$$V_{ch} = \frac{1}{2} \left[V_{gs} - V_{th} + \sqrt{(V_{gs} - V_{th})^2 - 2(V_{gs} - V_{th})V_{ds} + V_{ds}^2} \right]$$

$V_{ov}(V_s, V_d)$ est la tension due au débordement coté source et coté drain, elle est donnée par :

$$V_{ov}(V_s, V_d) = \frac{V_{gs} - V_{th}}{2} \left[\frac{V_{gs} - V_{th}}{V_{gs} - V_{th}} + \frac{V_{ds}}{V_{gs} - V_{th}} \right] (V_{gs} - V_{th}) \quad (II-63)$$

Avec:

$$V_{gs} = \frac{V_{gs}}{2} \left[V_{gs} - V_{th} - V_{ds} \right] \quad (II-64)$$

$$V_{ds} = \frac{V_{ds}}{2} \left[V_{gs} - V_{th} - V_{ds} \right] \quad (II-65)$$

$V_{gs}^{(n)}$ sont les coefficients de fourrier pour la tension supplémentaire de grille cotés source et drain : $V_{gs}^{(n)} = \frac{V_{gs} - V_{th}}{2}$

La tension totale à l'intérieur du canal sera:

$$V_{ch} = \frac{V_{gs} - V_{th}}{2} \left[V_{gs} - V_{th} + V_{ds} \right] + V_{ov}(V_s, V_d) + V_{gs} - V_{th} \quad (II-66)$$

Pour tenir compte de la tension $V_{ov}(V_s, V_d)$, on remplace :

$$V_{gs} - V_{th} + V_{ds} + V_{ov}(V_s, V_d) + V_{gs} - V_{th}$$

Avec: $V_{gs}^{(n)}$ sont les composantes de $V_{ov}(V_s, V_d)$ coté source et drain, on peut les trouver à l'aide des expressions :

$$V_{gs}^{(n)} = V_{gs} - V_{th}, V_{ds}^{(n)} = \frac{V_{ds}}{2} \left(\frac{V_{gs} - V_{th}}{V_{gs} - V_{th}} \right) \quad (II-67)$$

$$V_{ov}^{(n)} = V_{ov}(V_s, V_d), V_{ov}^{(n)} = \frac{V_{ov}(V_s, V_d)}{2} \quad (II-68)$$

Les expressions des coefficients $V_{gs}^{(n)}$ sont très complexes, elles sont fonction des tensions de polarisations V_{gs} et V_{ds} ; et des tensions V_{gs} et V_{ds} .

$$I_{ds} = I_{d0} + \beta \frac{W}{L} (V_{gs} - V_{th})^2 - \beta \frac{W}{L} V_{ds} (V_{gs} - V_{th}) \quad (II-69)$$

$$I_{ds} = I_{d0} + \beta \frac{W}{L} (V_{gs} - V_{th})^2 - \beta \frac{W}{L} V_{ds} (V_{gs} - V_{th}) \quad (II-70)$$

Pour un dopage uniforme les coefficients I_{d0} , β , V_{th} sont des constantes.

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

Alors:

$$\begin{aligned} V_{gs} &= V_{gs} \\ V_{ds} &= V_{ds} + I_{ds} R_s - I_{ds} R_d \\ I_{ds} &= I_{d0} + \beta \frac{W}{L} (V_{gs} - V_{th})^2 - \beta \frac{W}{L} V_{ds} (V_{gs} - V_{th}) \end{aligned} \quad (II-71)$$

II.7.Effet des éléments parasites:

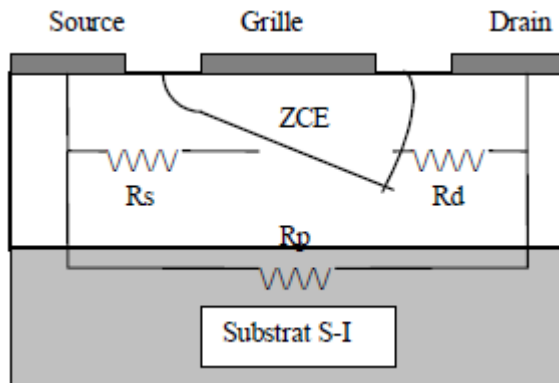


Figure (II-3): Résistances parasites dans le MESFET GaAs [20].

Les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques (I_{d0} , β , V_{th}). Pour obtenir les caractéristiques externes ou extrinsèques du composant ($I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$), il suffit de prendre en considération l'effet des résistances parasites d'accès de source R_s et R_d , ainsi que l'effet de la résistance R_p parallèle au canal sur les valeurs des tensions de polarisations. Pour obtenir les expressions réelles des caractéristiques $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$, il suffit de remplacer les termes intrinsèques par les termes extrinsèques dans toutes les relations précédentes en tenant compte des tensions V_{gs} et V_{ds} .

Alors:

$$I_{D0} = I_{D0} + I_{D0} - I_{D0} \tag{II-72}$$

$$I_{D0} = I_{D0} + I_{D0} - I_{D0} + I_{D0}$$

II.8. Les effets de la température: [2],[12]

La température influe d'une manière significative sur les composants de puissance car elle affecte les performances.

Lorsque la température croît, la mobilité électronique diminue ce qui entraîne une diminution du courant I_D .

- La variation des électrons en fonction de la température dans le cas du GaAs est :

$$n_{D0} = n_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{\frac{2}{3}} \tag{II-73}$$

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

- La vitesse de saturation v_{D0} dépend de la température selon la loi :

$$v_{D0} = \frac{v_{D0} * T_0^{\alpha}}{T_0^{\alpha} + \frac{T - T_0}{T_0}} \tag{II-74}$$

- La tension de seuil varie avec la température d'après [Conger] de la façon suivante:

$$V_{D0} = V_{D0}(300K) - \alpha_{D0} T \tag{II-75}$$

α_{D0} est de l'ordre de 1.2mV/K

- La résistance thermique est donnée par:

$$R_{th} = \frac{R_{th} T_j}{T_a} \tag{II-76}$$

R_{th} : La résistance thermique de la jonction.

T_j : est la température de la jonction.

T_a : Est la température ambiante.

P_{D0} : Puissance dissipée dans la jonction.

le modèle de notre équipe nous proposons d'autres modèles:

a.Le premier modèle :[24]

C'est un modèle grand signal, la caractéristique du courant est de la forme:

$$I_{ds} = I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th}}{V_{gs} - V_{th0}} \right)^2 + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th}}{V_{gs} - V_{th0}} \right)^3 + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th}}{V_{gs} - V_{th0}} \right)^4 \quad (II-77)$$

Avec:

I_{d0} , V_{th} , V_{th0} sont des paramètres qui varient avec V_{gs}

$$I_{d0} = I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2$$

$$V_{th} = V_{th0} \frac{I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2}{1 + I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2}$$

$$V_{th0} = V_{th00} \frac{I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2}{1 + I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2}$$

$$I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 = \frac{I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 + I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3}{1 + I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2}$$

$$I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 = I_{d00} - I_{d0} + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2$$

$$I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 = 0.5 * I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3$$

$$I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 = 0.5 * I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 - I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3$$

$$I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 = I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3$$

$$I_{d00} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 * \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 * 2 + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^2 * \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3 * 3 + I_{d0} \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3 * \left(\frac{V_{gs} - V_{th0}}{V_{gs} - V_{th00}} \right)^3 * 4$$

Les paramètres du modèle sont donnée par le tableau suivant:

$I_{d00}(V)$	V_{th}	V_{th0}	V_{th00}	I_{d0}	I_{d00}	V_{th}	V_{th0}	V_{th00}	I_{d0}	I_{d00}
-1.21	0.03	0.103	-0.710	2.783	4.235	14.305	23.96	0.196	0.16	1.5
	6								2	6

Tableau (II-1): Les paramètres du modèle grand signal [24].

Ce modèle a été proposé en 1983, il donne le courant du drain I_{DQ} en fonction de la tension de drain V_{DQ} et de la tension de grille V_{GQ}

La caractéristique de courant est donnée par:

$$I_{DQ} = I_{DQ0} \left[1 - \frac{V_{DQ}}{V_{DQ0}} \right] \left[1 - \frac{V_{DQ}}{V_{DQ0}} \right] \quad (II-78)$$

c)-Le modèle Ahmed: [25]

Il est apparu en 2000, il permet de donner le courant du drain I_{DQ} en fonction de la tension de drain V_{DQ} et de la tension de grille V_{GQ} ; Son expression est de la forme:

$$I_{DQ} = I_{DQ0} \left[1 - \frac{V_{DQ}}{V_{DQ0}} \right] * \left[1 - \frac{V_{DQ}}{V_{DQ0}} \right] (1 + \frac{V_{DQ}}{V_{DQ0}}) \quad (II-79)$$

I_{DQ0} est le courant de saturation à $V_{DQ}=0$.

Avec :

$$\Delta V_{GQ} = \frac{V_{DQ}}{V_{DQ0}} V_{GQ}$$



simulation, résultats et interprétations

I-Résultats et interprétations:

Le logiciel de simulation est réalisé en **Matlab version 7.1** est une application directe des formules et des expressions établies au chapitre précédant. Il permet la résolution du système d'équations et d'utiliser les résultats pour tracer les différentes courbes. Avec ce logiciel nous pouvons déterminer :

- Les caractéristiques courant tension I-V aux régimes linéaire et saturé.
- La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- La conductance et la transconductance.
- Les caractéristiques I-V en tenant compte des résistances parasites ainsi que l'effet des tensions de bords.
- L'effet des paramètres géométriques et technologiques (L, a, z, N_d) sur les caractéristiques I-V du transistor.
- L'effet de la température sur les caractéristiques I-V.

II- Caractéristiques I-V:

Pour calculer numériquement le courant de drain en fonction des tensions de polarisations , on utilise les expressions (II-28), (II-30), (II-31) établies précédemment. L'algorithme de calcul est schématisé sur la figure (III-1).

Introduction des paramètres

$\epsilon_{GaAs}, \mu_n, V_{bi}, V_s, R_s, R_d, a_1, b_1, c_1, V_l/V_p, V_g, V_d, i_{max}, j_{max}$

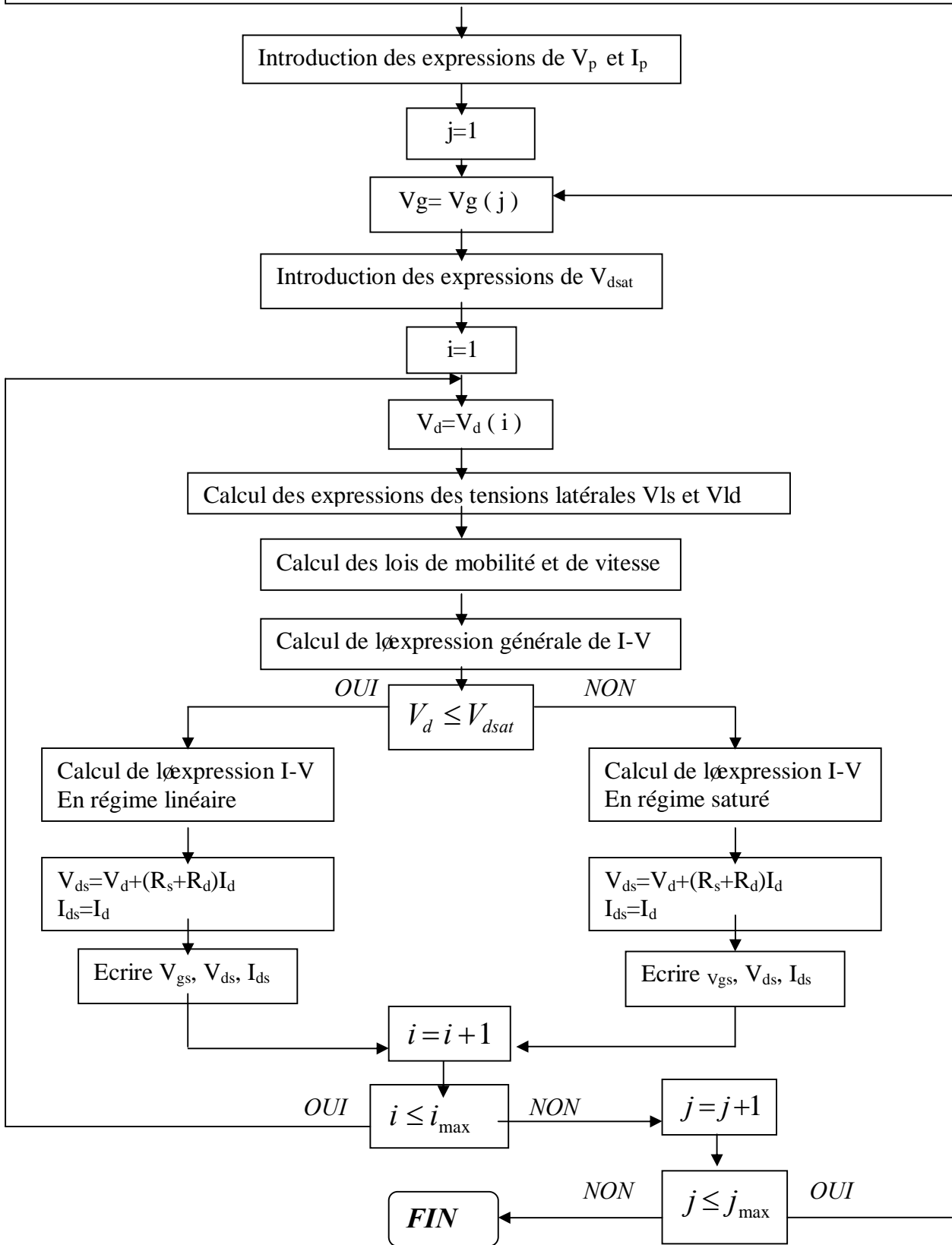


Figure (III-1): Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

), (II-4) , nous avons présenté dans le cas du transistor GAT1 les caractéristiques I-V dans le cas de la mobilité constante (expression (II-28)) ainsi que dans le cas de la mobilité variable avec le champ électrique (expressions (II-47) et (II-50)).

Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé.

Transistor GAT1	L (μm)	W (μm)	t_{ox} (μm)	V_{th} (V)	N_{A} (m^{-3})	μ_{eff} ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	τ_{tr} (ms^{-1})
	4	0.3	360	0.8	$6.7 \cdot 10^{22}$	0.3740	$0.97 \cdot 10^5$

Tableau III-1: Paramètres du GAT1.

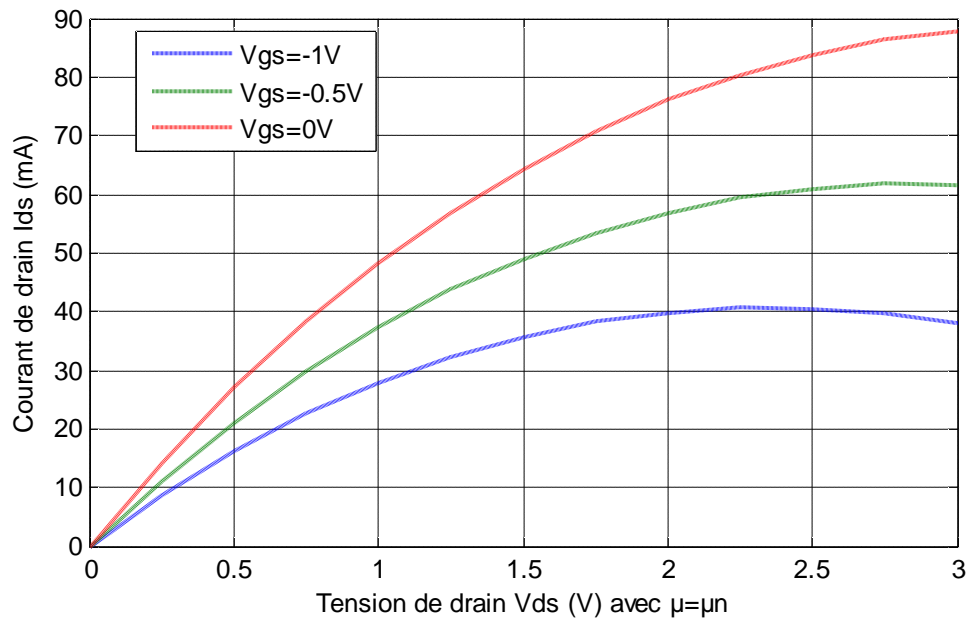


Figure (III-2) : Caractéristiques I-V à mobilité constante pour le GAT1.

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

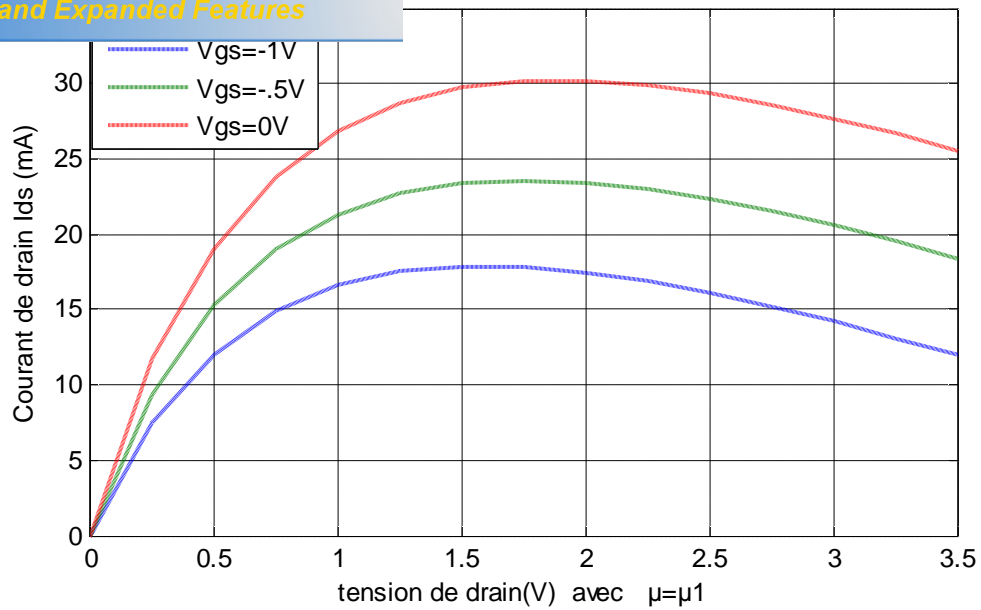


Figure (III-3) : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le GAT1.

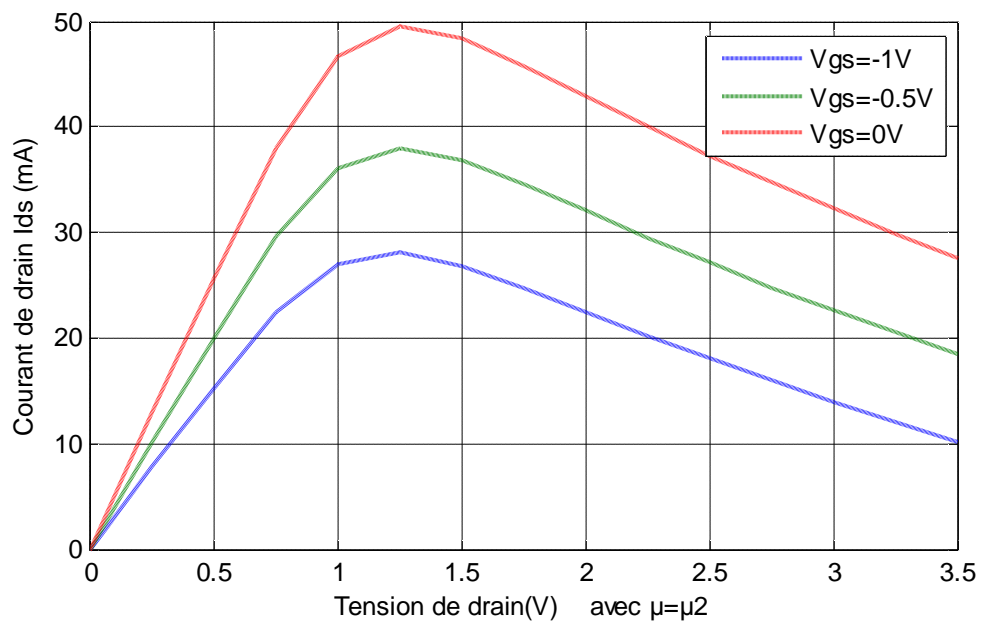
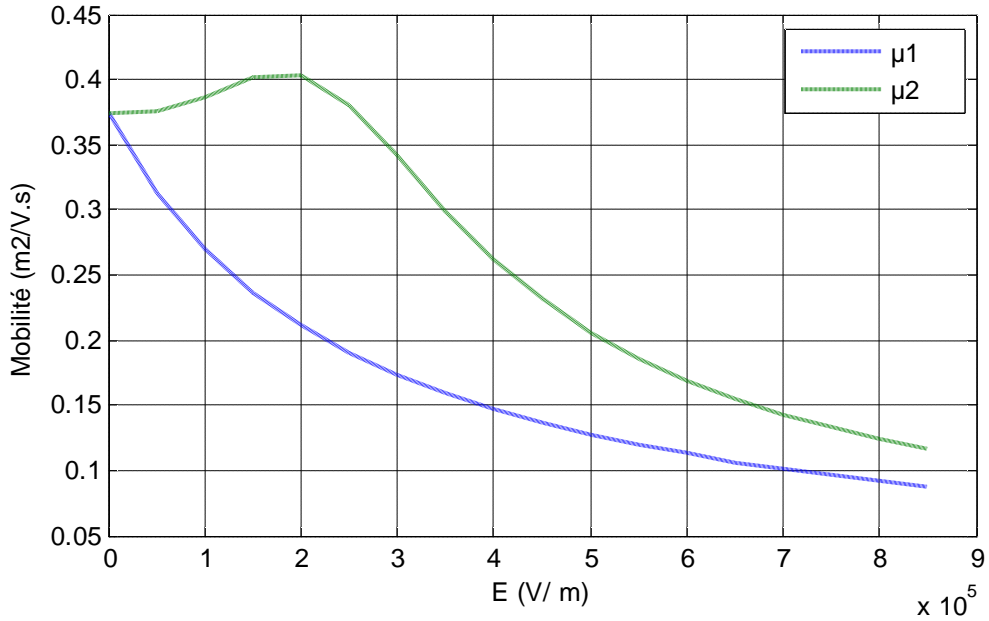


Figure (III-4) : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le GAT1.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

et de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique (E) à 300 K (expressions (II-43), (II-45), (II-46)), sont représentées figures (III-5) et (III-6).



Figure(III-5) : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champ électrique pour le GAT1.

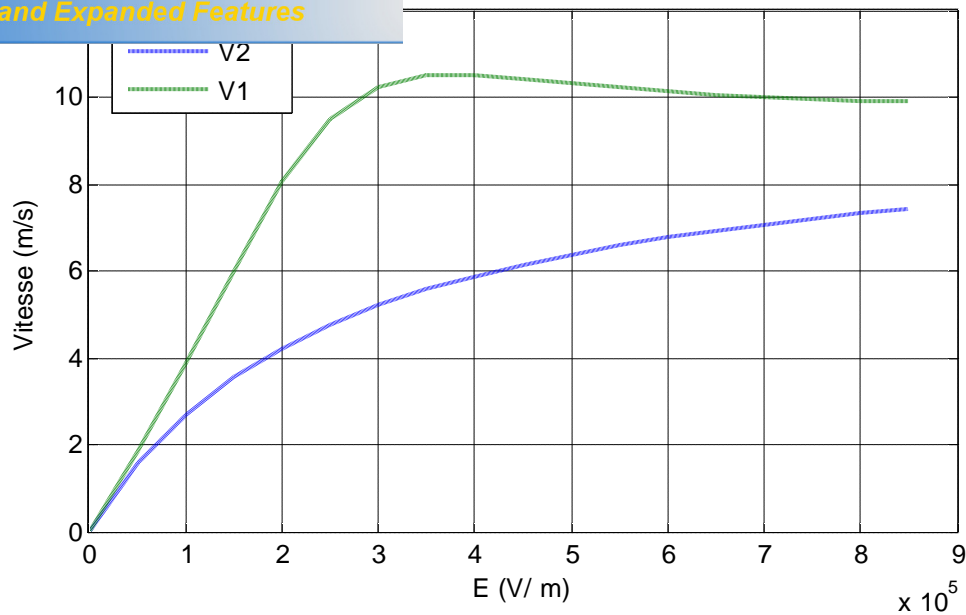


Figure (III-6) : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour le GAT1.

Afin de valider ces résultats théoriques, nous avons comparé la caractéristique $I-V$ pour les mobilités μ_1 , μ_2 et μ_n avec les résultats expérimentales [20],[22],[26] du même transistor, aux tensions de grille : $V_g = 0V$ (figure III-7) et $V_g = -1V$ (figure III-8).

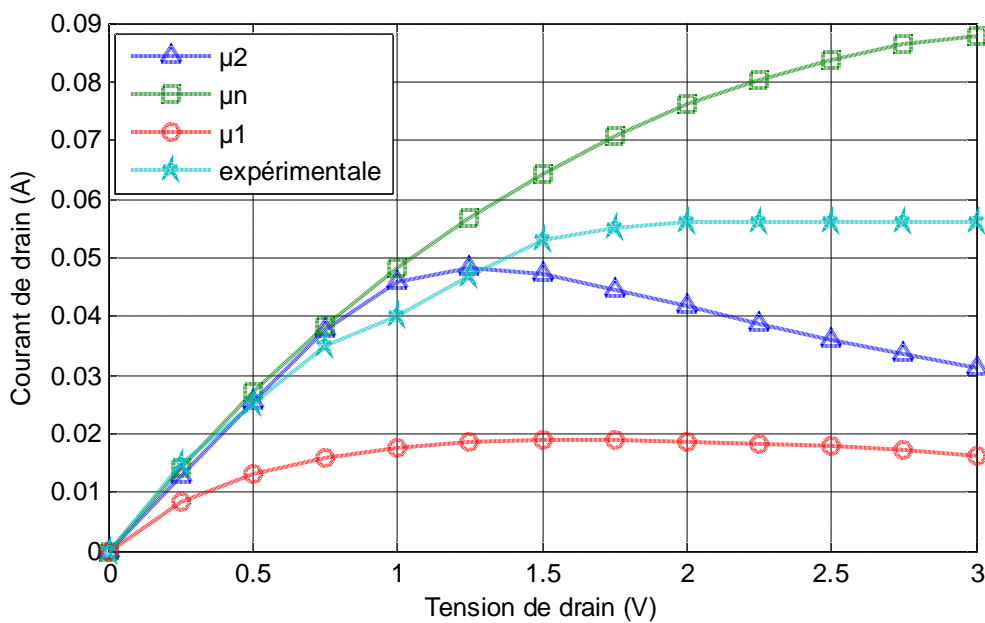


Figure (III-7) : Comparaison théorie-expérience pour le GAT1 ($V_g=0V$):

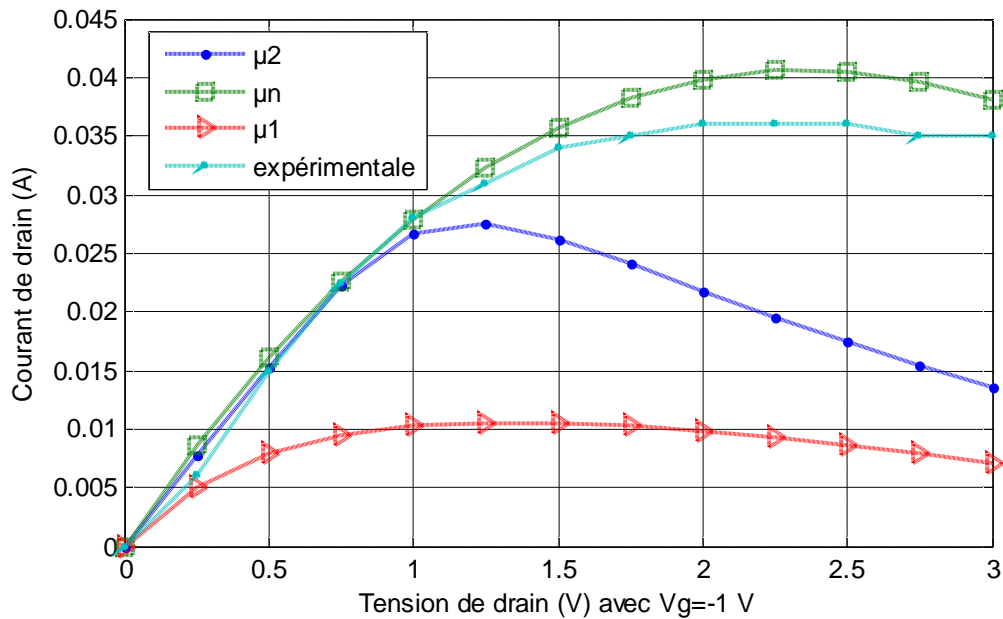


Figure (III-8) : Comparaison théorie-expérience pour le GAT1 ($V_g = -1V$)

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

Cet écart est négatif dans le cas de la mobilité constante. Ceci est du principalement à la variation linéaire de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique qui ne tient pas compte de la valeur limite de la vitesse des porteurs " vitesse de saturation" que les électrons ne doivent pas dépasser. Dans le cas des deux autres courbes où nous avons pris en considération la variation de la mobilité, l'écart entre la théorie et l'expérience devient positif,

densités de courant calculées dans les deux cas deviennent de plus en plus faibles dès que la tension de drain progresse. Ceci montre bien l'insuffisance de ce modèle en régime saturé. C'est là que nous utilisons l'expression qui consiste à mettre $I_d=I_{dsat}$ pour $V_d \geq V_{dsat}$ comme il est montré sur la figure (III-8) . Là encore, les valeurs obtenues restent sensiblement faibles par rapport aux valeurs expérimentales.

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

III-Effets des résistances parasites sur les caractéristiques I-V:

Pour mettre en évidence les effets des résistances parasites de source R_s et de drain R_d sur les caractéristiques I-V du MESFET GaAs, nous présentons sur la figure (III-9), et dans le cas du transistor MESFET n°1, les variations du courant de drain en fonction de la tension de drain avec et sans les résistances parasites.

Paramètres du transistor	L (µm)	a(µm)	z (µm)	Vbi (V)	Nd atom/m ³	β
MESFET n°1	0.25	0.25	360	0.80	2.10^{21}	13

Les effets de ces résistances ne peuvent pas être négligés, et sont d'autant plus importants que le courant de drain I_{ds} est élevé c'est à dire lorsque la valeur de la tension de grille V_{GS} diminue en valeur absolue.

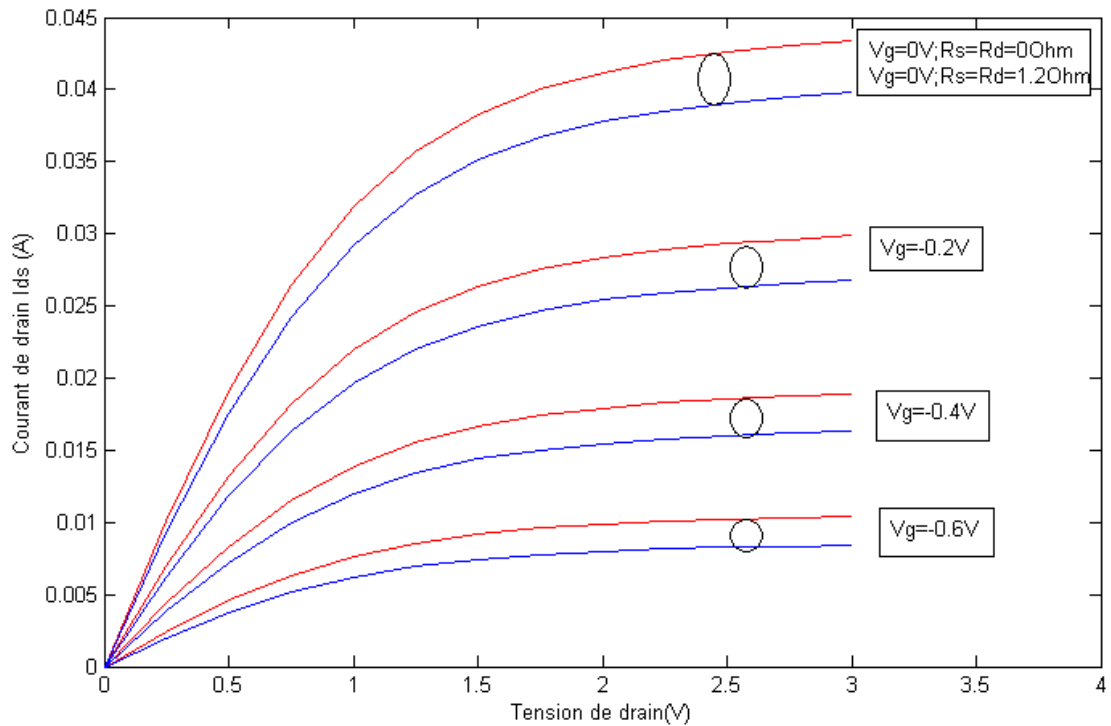


Figure (III-9) : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V pour le MESFET n°1 en utilisant le modèle Ahmed .

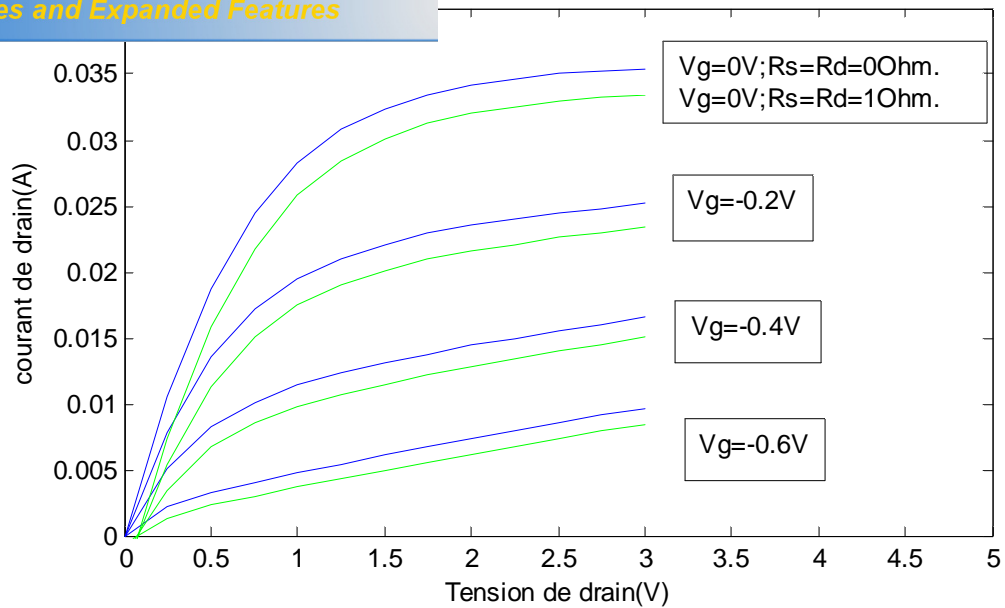


Figure (III-10) : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V pour le MESFET n°1 en utilisant le modèle Materka.

IV-Effet de la tension $V_1(x,y)$:

La résolution de l'équation de Poisson doit prendre en considération deux tensions existant aux bords du canal conducteur V_{1s} côté source et V_{1d} côté drain. Ces tensions malgré leurs valeurs très faibles influencent sur les caractéristiques statiques I-V du transistor.

L'étude a été effectuée sur le transistor MESFET n°1 dont les paramètres sont regroupés dans le tableau précédent :

Sur les figures (III -11) et (III-12) nous présentons l'effet de ces tensions de bord pour les deux structures que nous allons étudier:

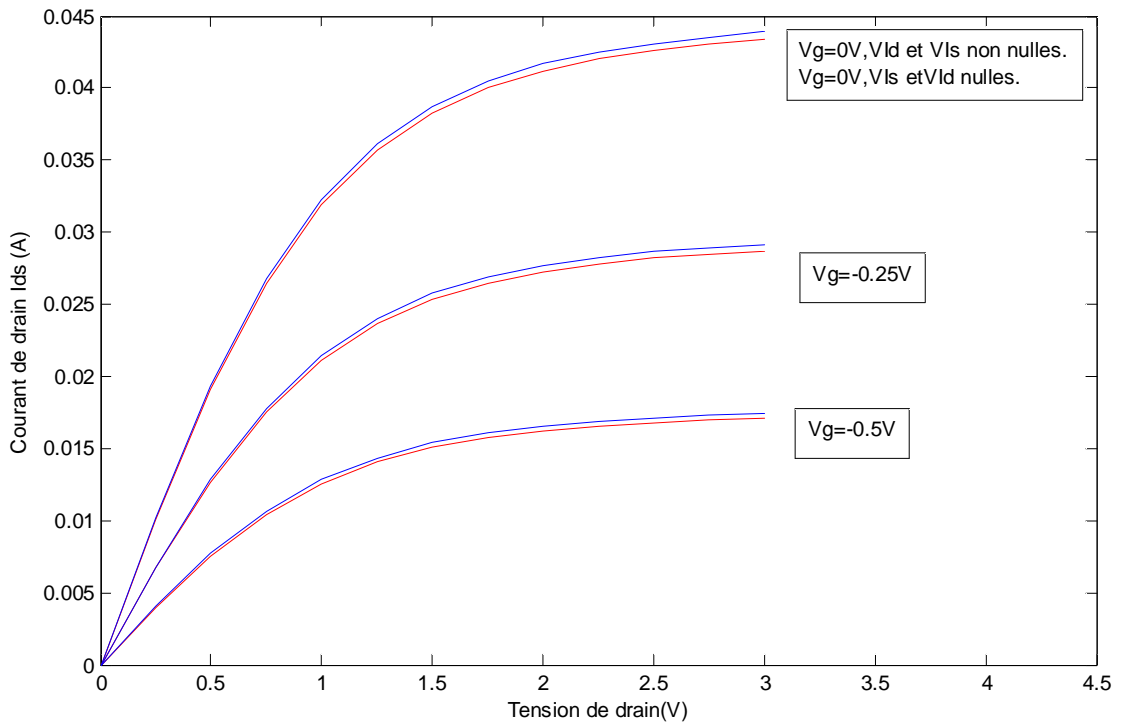


Figure (III-11): Effet des tensions de bord V_{Is} et V_{Id} sur les caractéristiques I-V du MESFET n°1 (Modèle Ahmed).

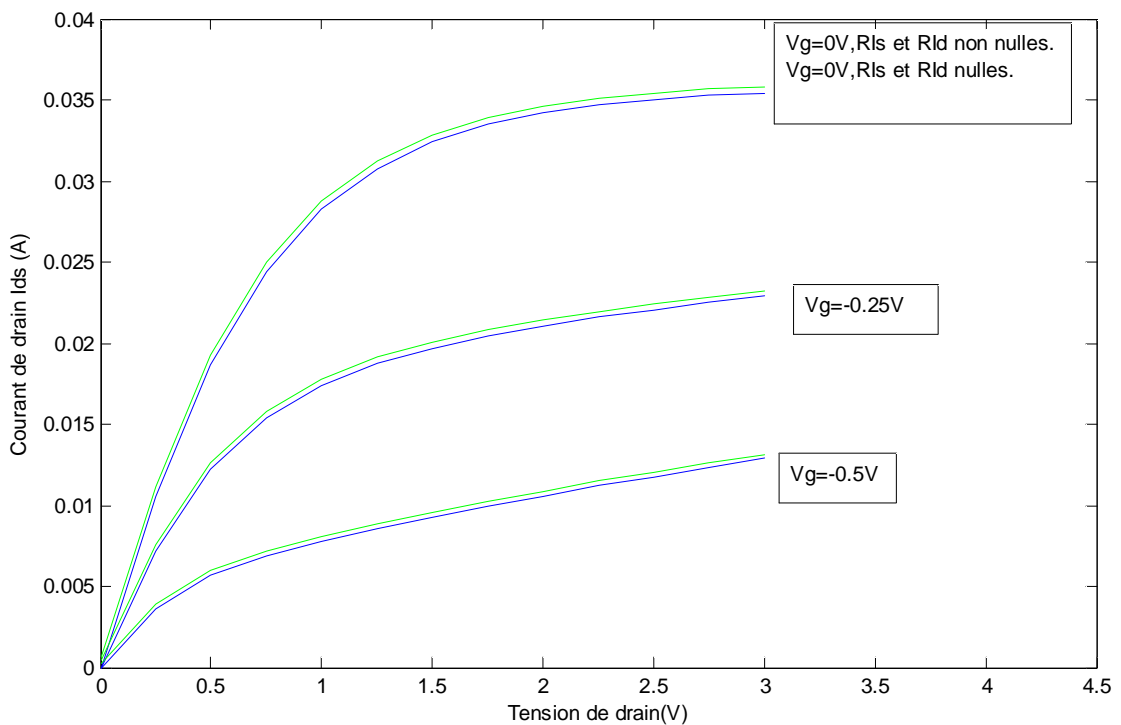


Figure (III-12): Effet des tensions de bord V_{Is} et V_{Id} sur les caractéristiques I-V du MESFET n°1 (Modèle Materka).

on de drain, nous remarquons un bon accord entre les valeurs expérimentales et celles de la simulation.

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

V-Transconductance Gm et Conductance Gd:

a) Transconductance Gm :

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

Paramètres du transistor	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	V_{bi} (V)	N_d atom.m^{-3}	μ_n $\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	V_s (ms^{-1})	V_p (V)
MESFET2	1	0.153	300	0.85	$1.17.10^{23}$	0.4000	$3.6.10^5$	1.93

Tableau III- 2 : Les paramètres géométriques et physiques du transistor MESFET2.

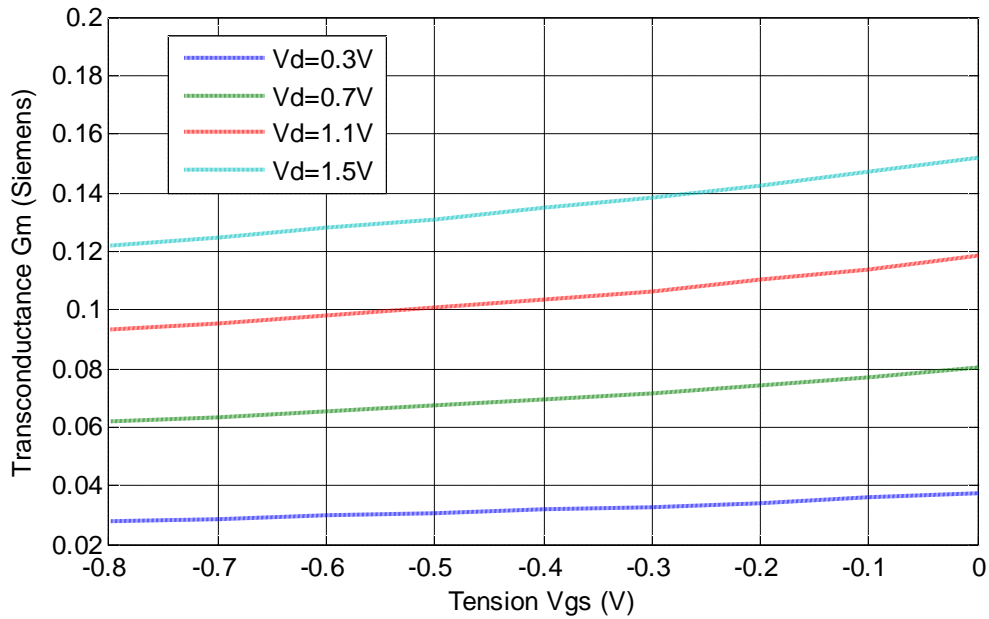
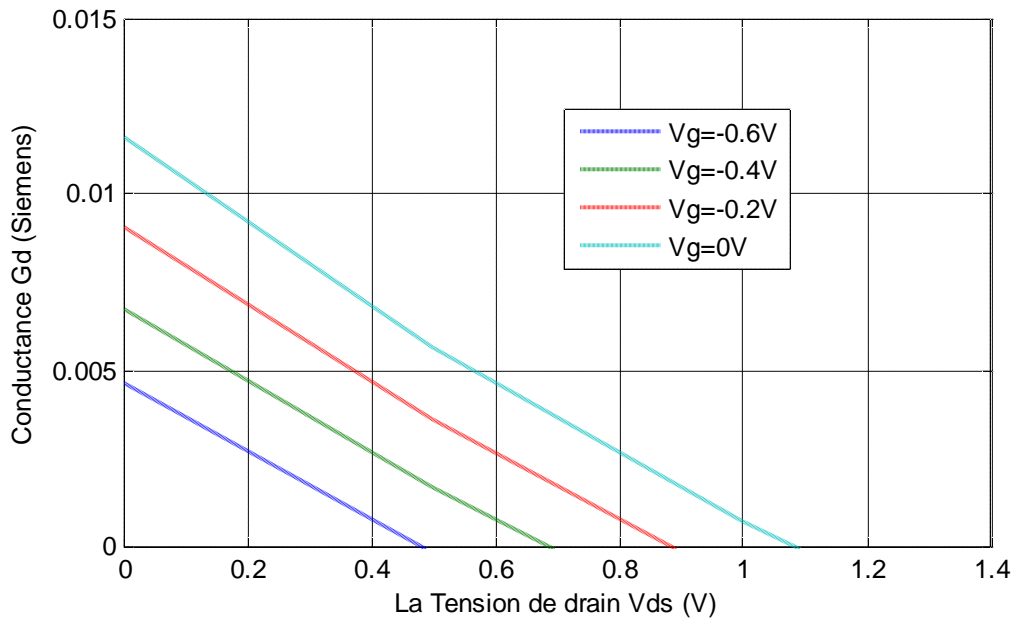


Figure (III-12) : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET2.

b) Conductance de drain Gd;

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



Figure(III-13) : Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour le MESFET2.

VI-Effets des paramètres physiques et géométriques:

Nous avons déterminé l'influence des différents paramètres physiques et géométriques L (longueur de la grille), a (épaisseur de la zone active), z (largeur de la grille) et Nd (le dopage) sur les caractéristiques courant tension I-V du transistor MESFET GAT1 dont les paramètres sont regroupés dans le tableau (III-1). La figure (III-14) présente les variations du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différents valeurs de L , nous remarquons qu'il y a une croissance du courant de drain au fur et à mesure que la longueur L de la grille décroît.

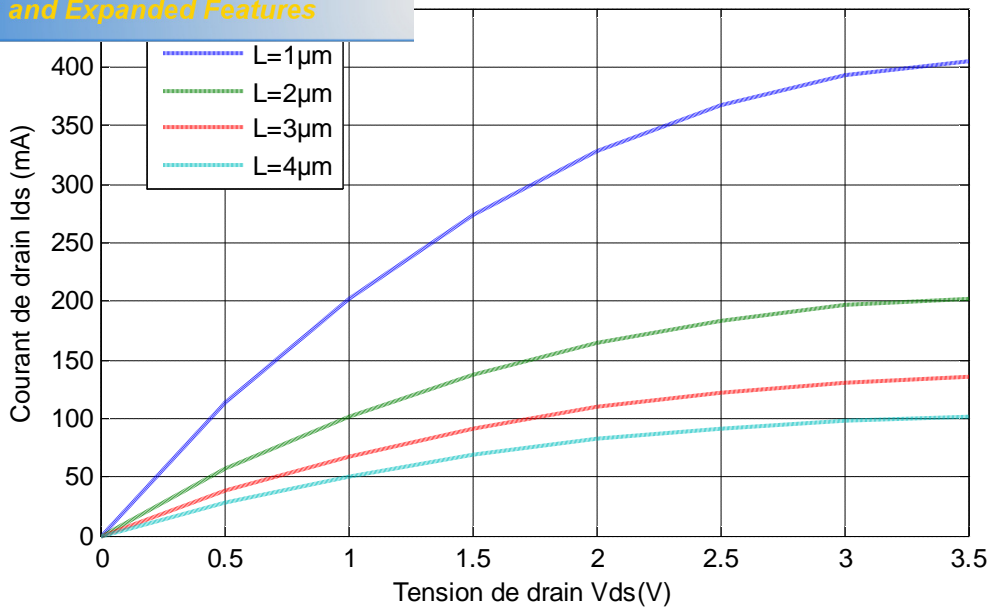


Figure (III-14) : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de L pour le MESFET GAT1.

Les figures (III-15), (III-16) , (III-17) présentent les variations du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différents paramètres a , z et N_d respectivement l'augmentation de ces paramètres augmente le courant de drain.

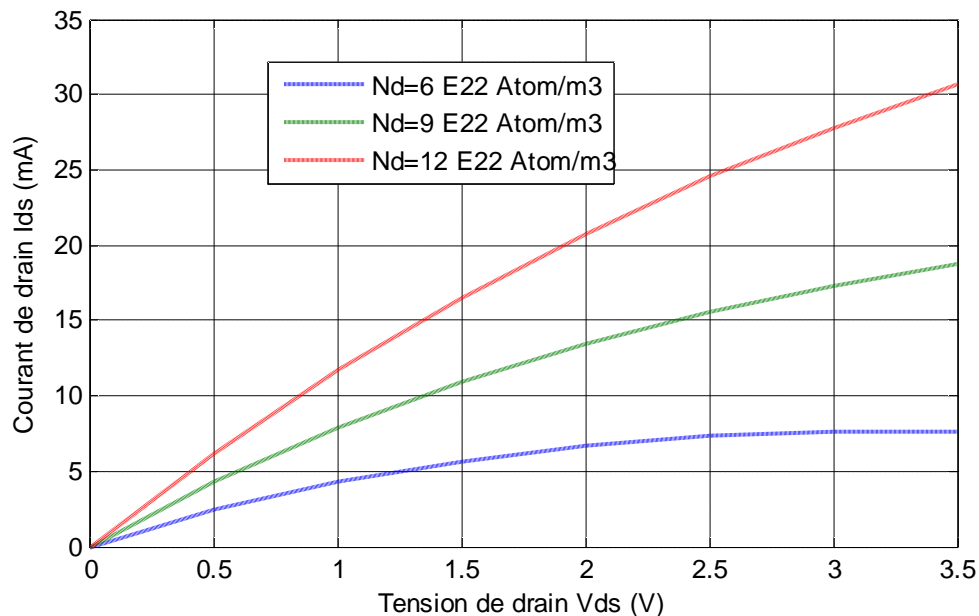


Figure (III-15): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de N_d pour le MESFET GAT1.

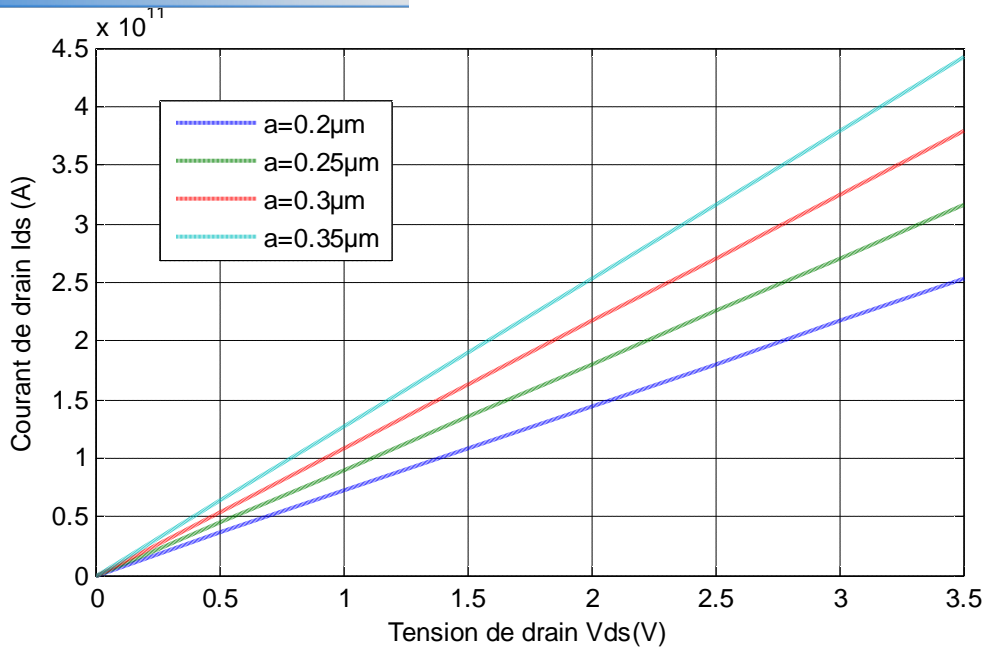


Figure (III-16): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de a pour le MESFET GATI.

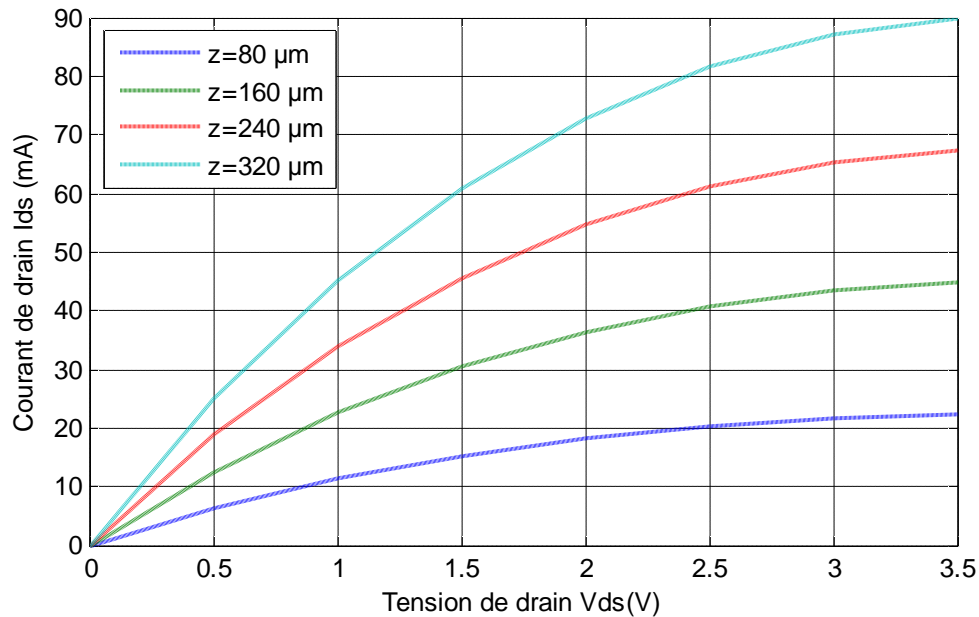


Figure (III-17): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de z pour le MESFET GATI.

VII-Effet de la température:

Du fait de sa structure, le MESFET permet des performances remarquables, lorsqu'on le fait fonctionner à basse température. En effet la

matériaux semi-conducteurs dépend fortement de la température et du champ électrique présent.

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 en fonction de la température (expressions (II-73), (II-74)).

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

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

Paramètres transistor	L (μm)	W (μm)	Z (μm)	V _{bi} (V)	N _d (atom.m ⁻³)	μ _n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)
MESFET	1	0.1	800	0.8	2 .10 ¹⁷	0.2060

Tableau III – 4 : Les paramètres du transistor MESFET.

Déclaration des paramètres

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

Introduction des paramètres $a, Z, L, N_d, \epsilon_0, \epsilon_{GaAs}, \mu_n, V_{bi}, V_s, R_s, R_d, V_g, V_d, T, I_{max}, J_{max}, k_{max}$

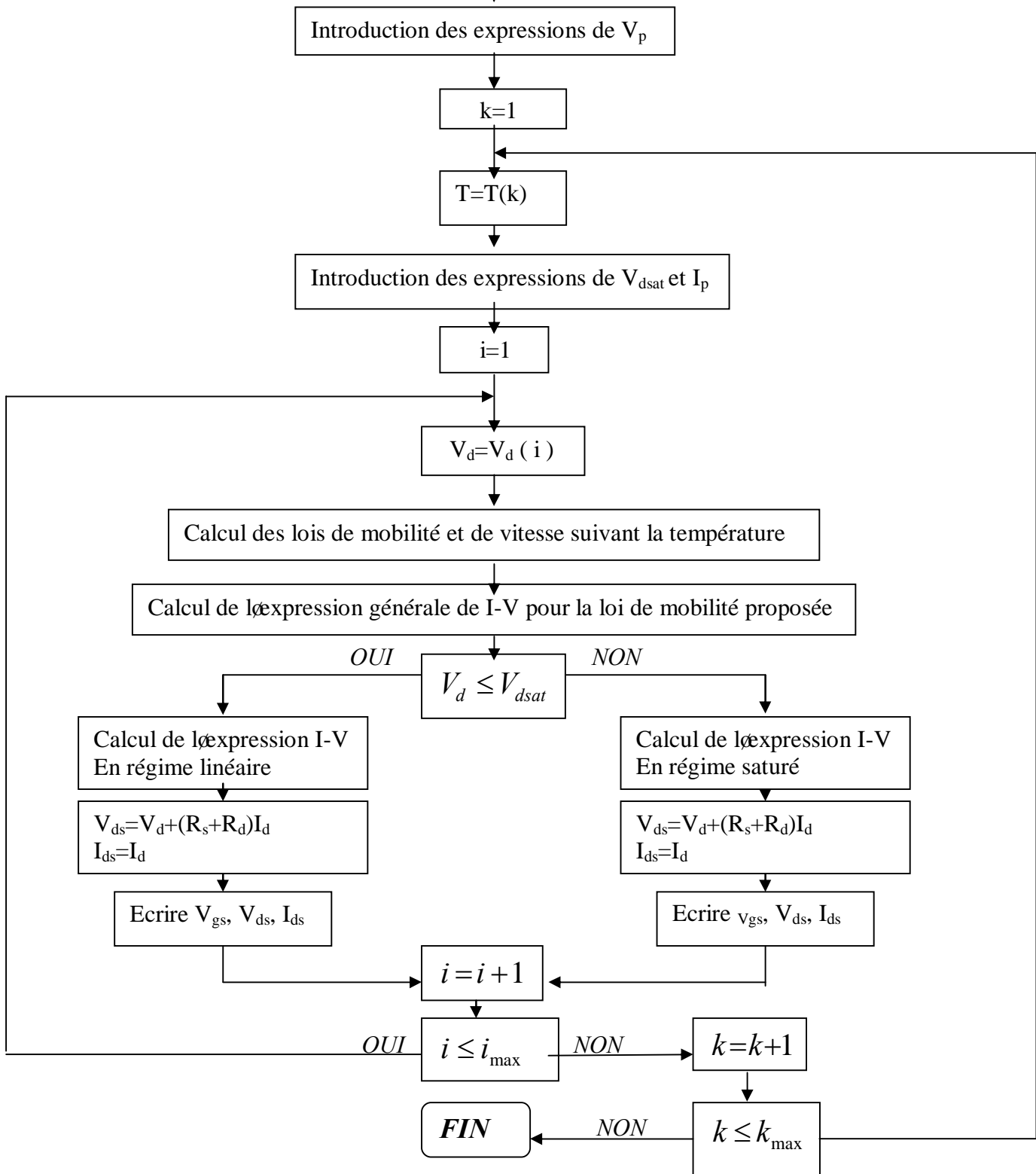


Figure (III – 18): Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes Températures pour $V_g=0V$.

mobilité électronique en fonction du champ électrique (E) à 500 K et de la température sont représentées figures III-19 et III-20. Nous constatons que cette mobilité tend à augmenter lorsque la température diminue.

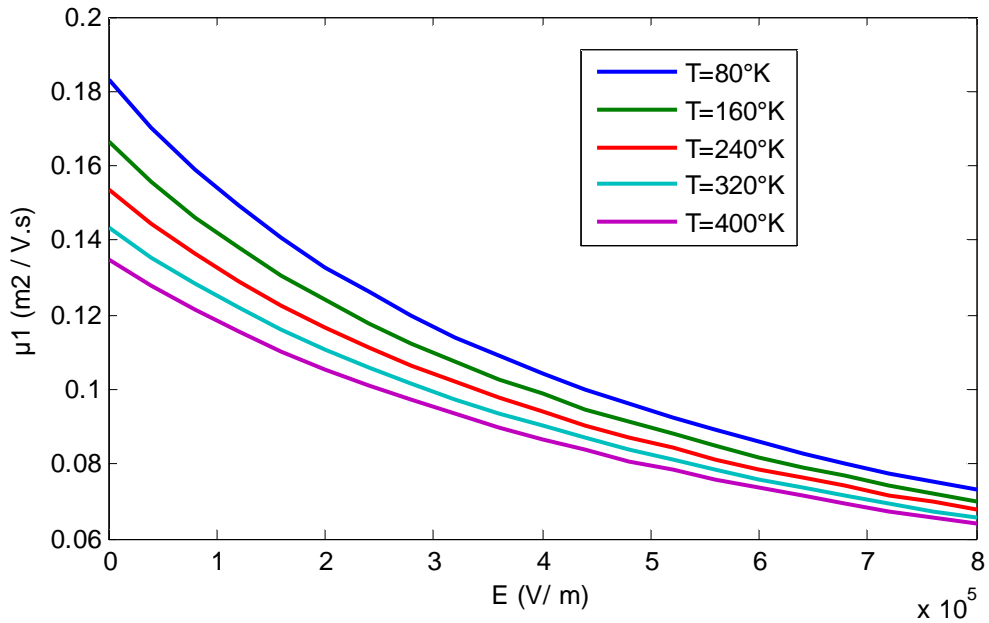


Figure (III-19): Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GAT1.

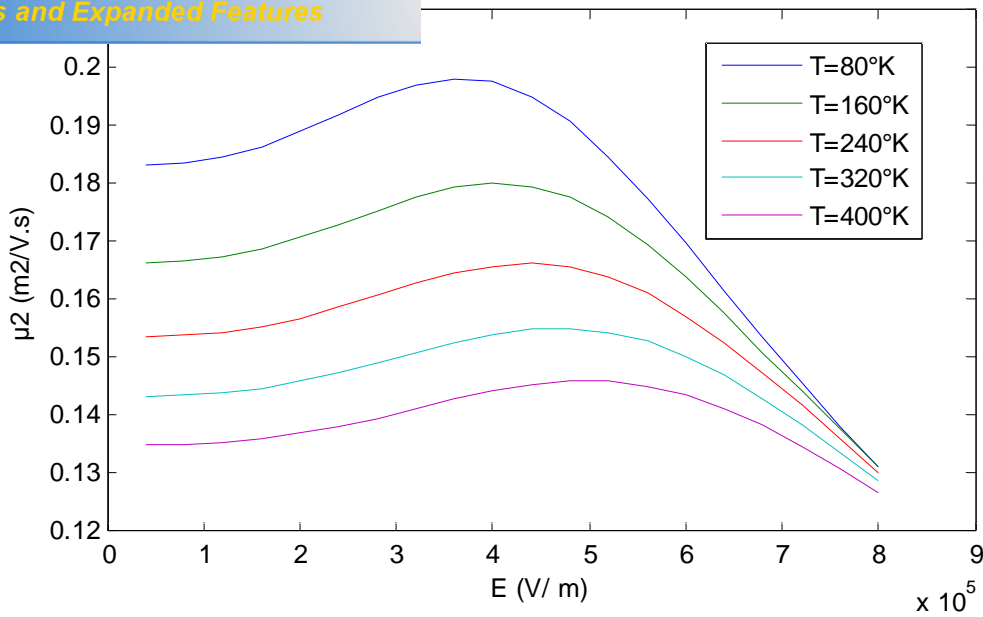


Figure (III-20): Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GAT1.

Les figures (III-21), (III-22), (III-23) montrent l'impact de la température sur les mobilités μ_n, μ_1 et μ_2 des électrons qui décroissent selon les expressions ((II-73), (II-45) et (II-46)).

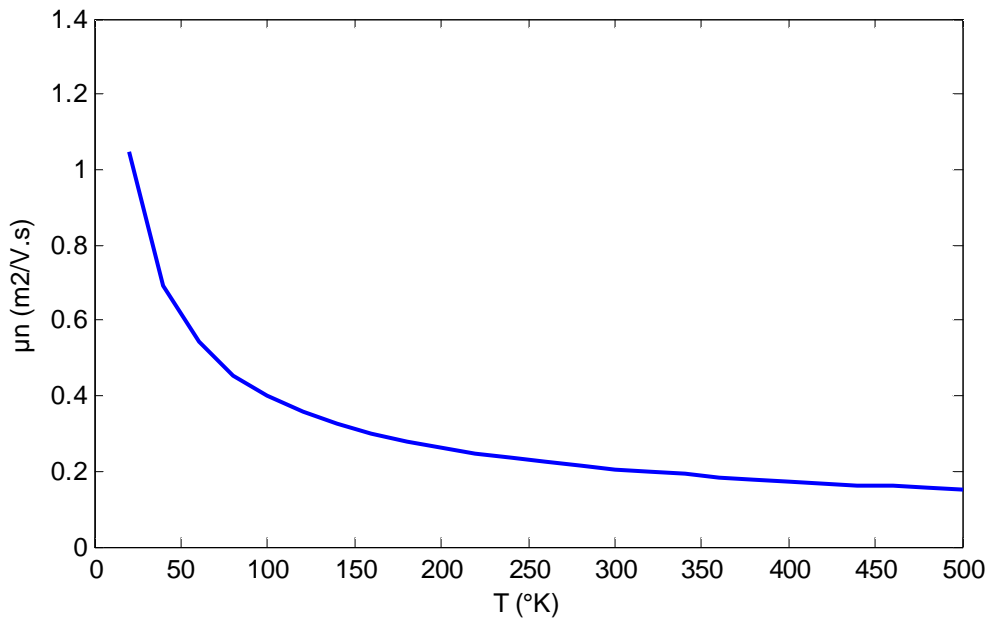
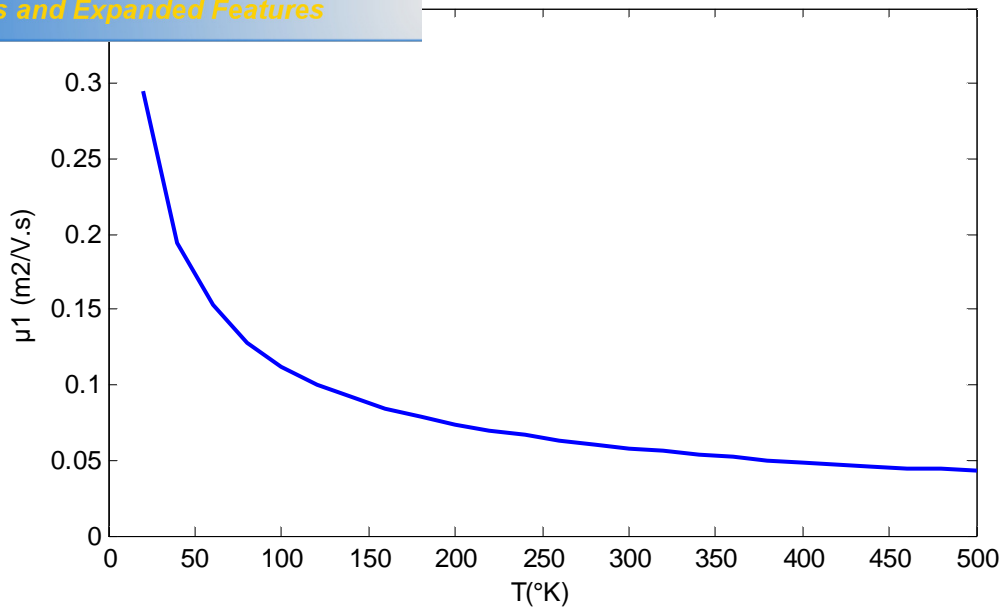


Figure (III-21) : Mobilité électronique μ_n en fonction de la température.



Figure(III-22) : Mobilité électronique μ_1 en fonction de la température.

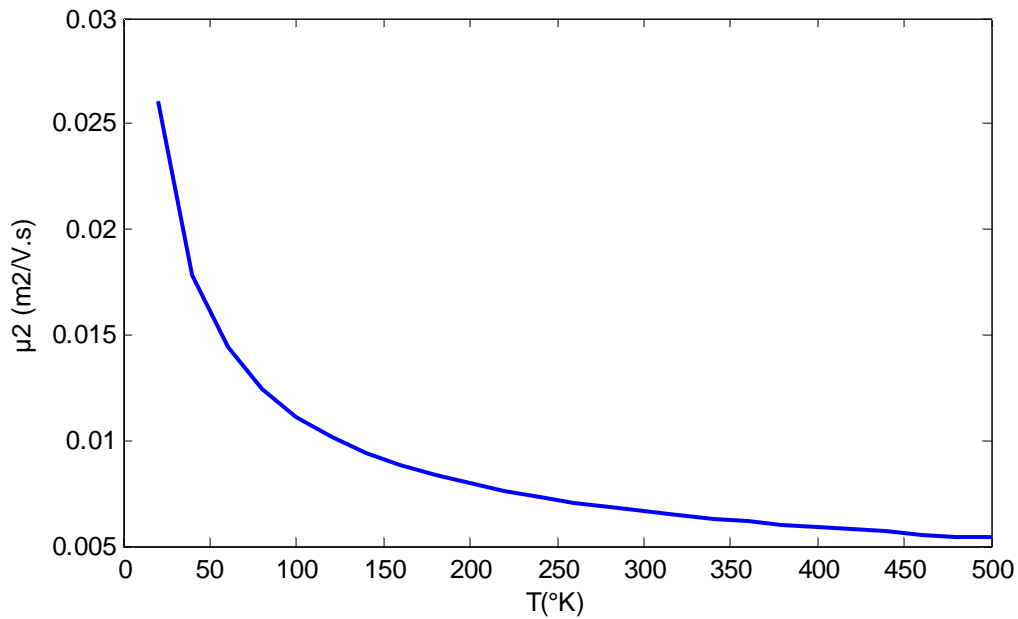


Figure (III-23) : Mobilité électronique μ_2 en fonction de la température.

La variation de la vitesse des électrons en fonction du champs électrique pour différentes valeurs de la température est illustrée par la figure(III-22), la vitesse est élevée lorsque la température augmente.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

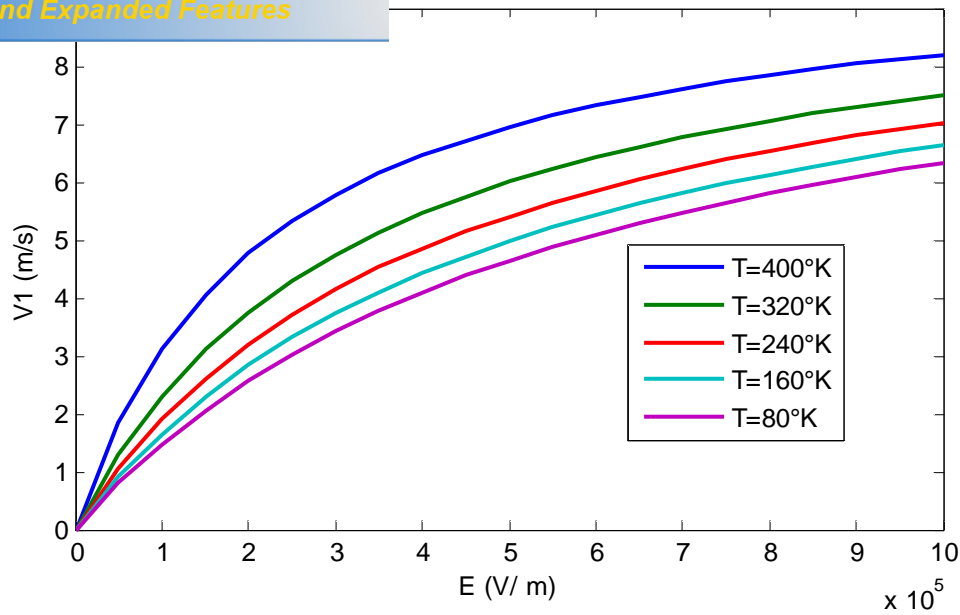


Figure (III-24): Variation de la vitesse v_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GAT1.

La figure (III-23) montre qu'une augmentation de température provoque une diminution de la vitesse des électrons et de même pour la tension de seuil .

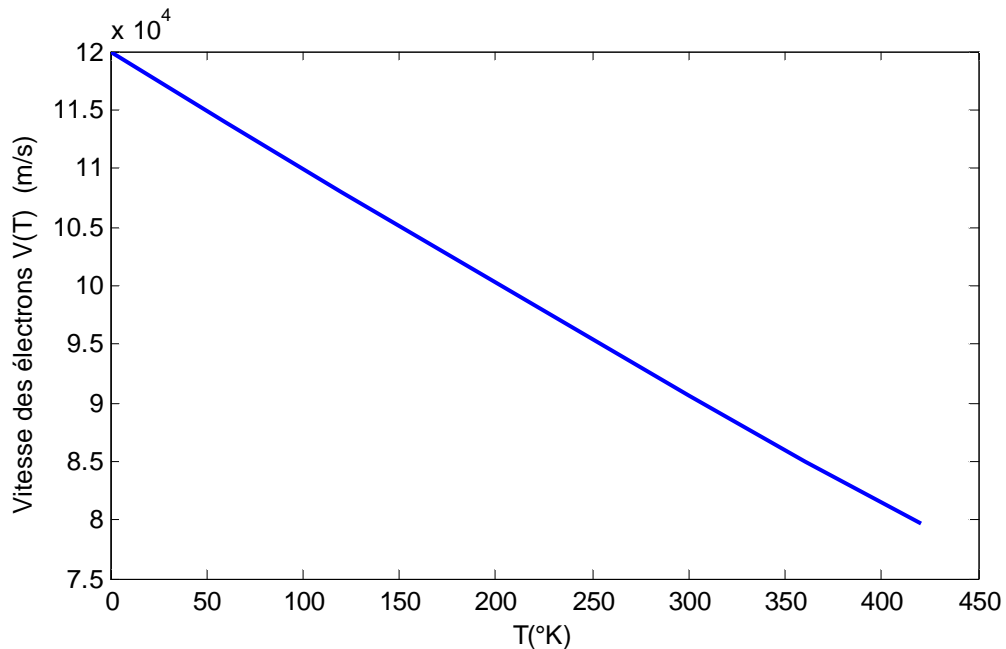


Figure (III-25) : Vitesse des électrons en fonction de la température.

ourant de conduction est directement lié à cette quation (II-19).

$$I_{ds} = \mu_n \cdot C_{ox} \cdot \frac{W}{L} \cdot (V_{gs} - V_{th})^2$$

Les figures (III-24), (III-25), (III-26) montrent les variations du courant de drain en fonction de la tension V_{ds} pour différentes valeurs de la température. En effet le courant augmente lorsque la température T diminue, pour les mobilité μ_n, μ_1, μ_2 .

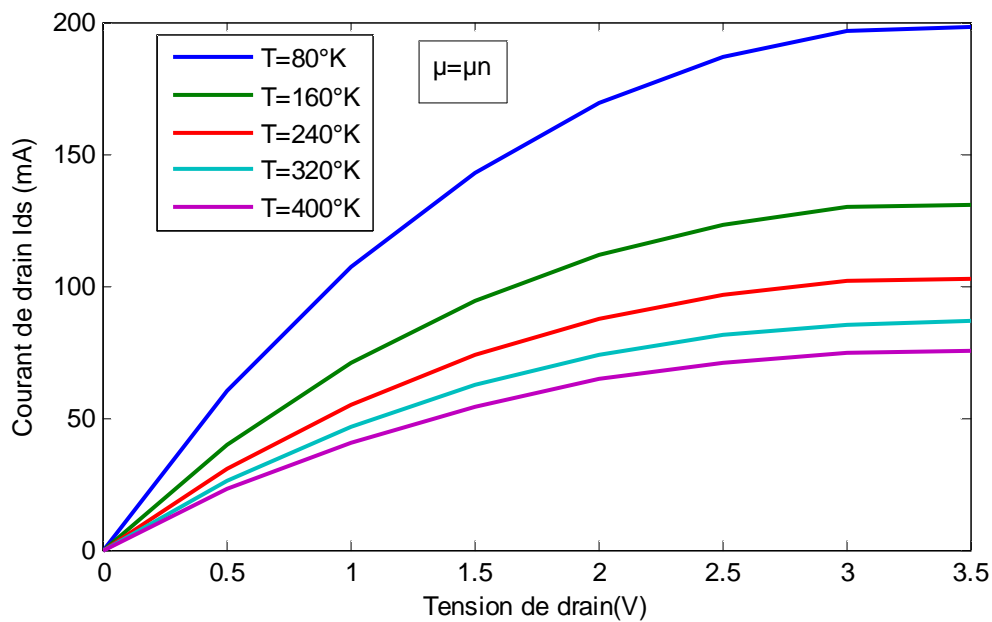


Figure (III-26): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET GATI.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

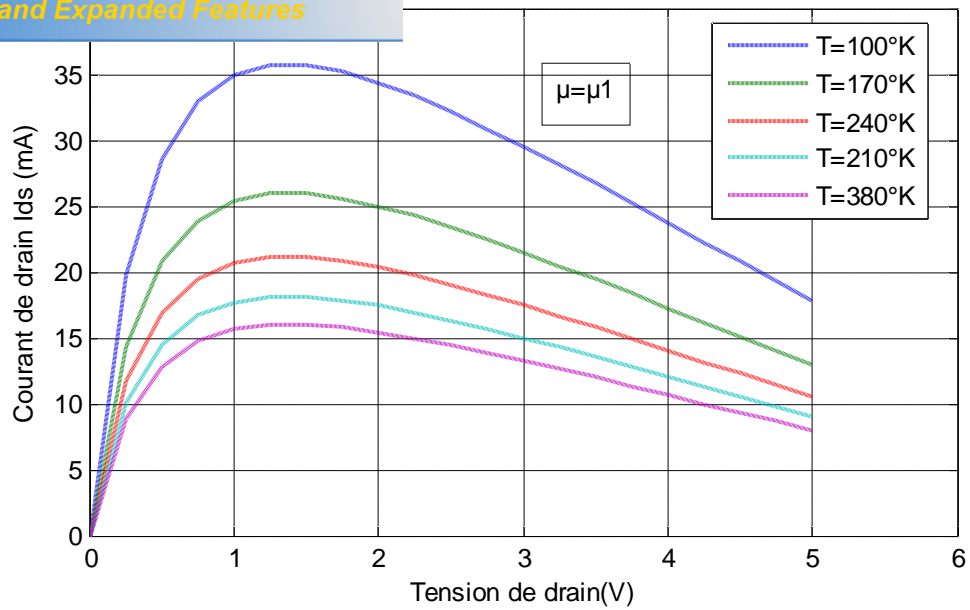


Figure (III-27): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET GAT1 en utilisant l'expression de la mobilité μ_1 .

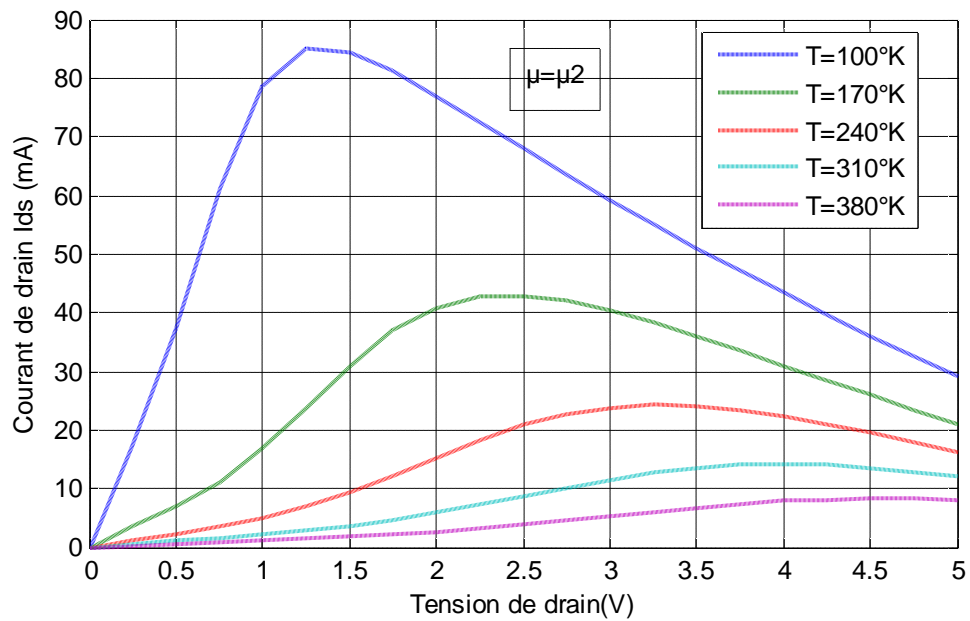


Figure (III-28): Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET GAT1 en utilisant l'expression de la mobilité μ_2 .

[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

Modèle grand signal

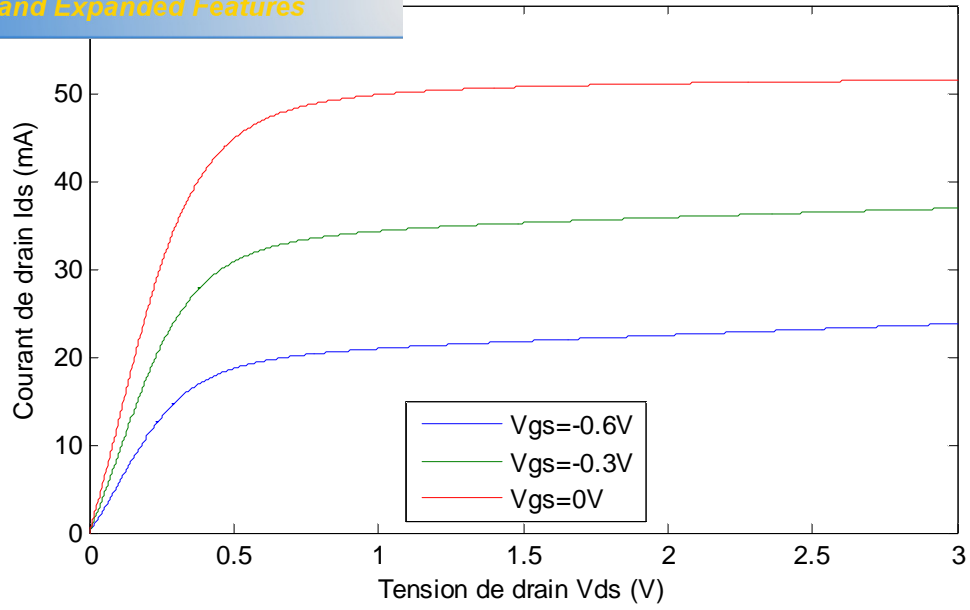


Figure (III-29) : Caractéristiques I-V du modèle grand signal.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux de ce manuscrit ont consistés à étudier les propriétés statiques du MESFET GaAs.

Dans le premier chapitre, nous avons fait une comparaison entre les potentialités de l'arséniure de gallium GaAs et les matériaux à grand gap le carbure de silicium SiC et le nitrure de gallium GaN ainsi que la structure et le principe de fonctionnement du MESFET GaAs.

Dans le second chapitre , nous avons défini la caractéristique statique I-V en fonction des tensions de polarisations puis on a déterminé les effets de bords et des résistances parasites sur les caractéristiques .

Dans le troisième chapitre , on a vérifié la validité des différentes équations obtenues .

L'amélioration des performances électriques du transistor MESFET GaAs consiste à améliorer la qualité des matériaux et surtout les substrats et réduire la longueur de grille (pour diminuer le temps de transit) qui doit s'accompagner d'une mise à l'échelle des autres paramètres, l'épaisseur de la couche active et de son dopage. La température influe sur la mobilité des électrons ainsi que sur leur vitesse de saturation et par la suite dégrade les performances en puissance et en fréquence du transistor MESFET GaAs. .

L'accroissement des performances est ici étroitement lié à la capacité à soutenir des vitesses élevées jusqu'à des fortes énergies électrostatiques.

L'augmentation des performances en puissance est un axe stratégique pour tous les systèmes télécoms et en particulier pour les systèmes radars. A titre d'exemple, dans des applications telles que les communications mobiles, l'évolution du débit et du volume de données échangées nécessitent une amélioration importante des performances offertes aujourd'hui par les amplificateurs présents dans les stations de base. Or, les technologies disponibles actuellement ne permettent pas de répondre à l'augmentation nécessaire des niveaux de puissance. Les composants de puissance en



PDF Complete
Your complimentary use period has ended.
Thank you for using PDF Complete.
[Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features](#)

Conclusion générale í í í

aujourd'hui des éléments fiables aux hautes puissances. Ils ont en effet déjà eu à avoir atteint leurs limites concernant les performances en puissance. En terme de densité de puissance, l'état de l'art des pHEMTs GaAs se situe aux environs de 1W/mm à 10GHz.

C'est alors que les matériaux à large bande interdite sont apparus comme une alternative très intéressante. Pendant longtemps, le carbure de silicium SiC a semblé être le candidat idéal, mais il ne remplissait pas vraiment son rôle dans les applications microondes à cause d'une faible mobilité de porteurs et des problèmes de pièges. Le nitrure de gallium GaN a alors focalisé l'attention des recherches composant. Ce matériau présente de très bonnes propriétés électroniques pour la puissance aux hautes fréquences.

es Bibliographiques

- [1]: **Sandra DE MEYER** "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande "; Thèse de doctorat, Université De Limoges ,Année : 2005.
- [2]: **Mellal Saida** "Influence des paramètres physiques et géométriques du transistor à effet de champ MESFET GaAs".
Thèse de magister, Université Laarbi ben Mhidi Oumel bouagui, Année 2008.
- [3]: **Rachid Khilil** " Etude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétéro structures AlGaAs/ GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température".
Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne , Année 2005.
- [4]: Fundamentals of semiconductor fabrication (**May, Sze**, 2004).
- [5]: **Hind BOUSBIA**" Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsionnel".
Thèse de doctorat, Université De Limoges, Année : 2006.
- [6]:**Christophe Charbonniaud** " Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde".
Thèse de doctorat, Université de Limoges, Année : 2005 .
- [7]: **Benbouza Mohamed Salah** "Conception assistée par ordinateur des circuits intégrés MESFET GaAs".
Thèse de doctorat, Université EL HADJ LAKHDAR BATNA ,Année : 2006.
- [8]: **JC.MICHEL** Cours" Les transistors à effet de champ ".<http://JC.MICHEL.free.fr>
- [9]: **Tony Gasseling** " Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO".
Thèse de doctorat, Université de Limoges , Année : 2003.
- [10]:**Yaser A.Khalaf** : "Systematic optimization technique for MESFET modeling".
Thèse de doctorat, Université Virginia, Année 2000.
- [11]:**Henry Mathieu**"Physique des semi-conducteurs et des composant électroniques" Edition MASSON (2004).

à l'étude des propriétés statiques du MESFET

Thèse de magister, Université Laarbi ben Mhidi, Oumelbouagui, Année 2008.

[13]: **Chérifa Azizi** "Le transistor hyperfréquence à effet de champ à l'arséniure de gallium"; Thèse d'état, Université Paul Toulouse France (1981).

[14]: **Charles Teyssandier** "Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudo morphiques sur substrat GaAs : Analyse des effets parasites ".

Thèse de doctorat, Université de Limoges, Année : 2008.

[15]: **Ziar Toufik** "Modélisation bidimensionnelle du transistor MESFET par une méthode itérative".

Thèse de magister, Université Laarbi ben Mhidi, Oumelbouagui, Année 2008.

[16]: **Olivier Pajona** "Transistors HEMT métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de télécommunications: Mesures statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dans des modèles".

Thèse de doctorat, Université de Limoges, Année : 2006.

[17]: **Olivier Jardel** "Contribution à la modélisation des transistors pour l'amplification de puissance aux fréquences microondes. Développement d'un nouveau modèle électrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les effets des pièges ".

Thèse de doctorat, Université de Limoges, Année : 2008.

[18]: **Naoufel Ismail** "Etude des limites de fonctionnement des transistors hyperfréquences".

Thèse de doctorat, Université Bordeaux, Année : 2006.

[19]: **Mark C. Lau** "Small signal equivalent circuit extraction from a Gallium Arsenide MESFET GaAs".

Thesis submitted to the Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science, 1997.

[20]: **N. MERABTINE, S. KHEMISSI, C. KENZAI** "Simulation bidimensionnelle des caractéristiques I-V du Transistor MESFET GaAs".

Science et Technologie, Décembre (2004).

[21]: **SAIDI YASMINA** "Propriétés statiques et dynamiques du MESFET GaAs".

Thèse de doctorat, Université MENTOURI Constantine, Année : 2004.

INE C. KENZAI M.S. BENBOUZA "Influence
de la polarisation du substrat sur les caractéristiques I-V du Transistor MESFET

GaAs à grille courte". *Science et Technologie*, Décembre (2005).

[23]: **Nicolas DUBUC** "Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement" Thèse doctorat d'état, Université de Limoges , 2003

[24]: **B.L.OOI, Y.MA** et **M.S.LEONG** "A Robust and accurate drain current I-V model MESFET".

Proceeding of APMC 2001, Taipei, Taiwan.

[25]: **N.M.Memon, M.M.Ahmed, F.Rehman** "Comparison of Nonlinear I-V Models for Submicron GaAs MESFET's Characteriritics, University , Islamabad.

[26] : **N. MERABTINE , M. BELGAT, M. ZAABAT, C. KENZAI, Y. SAIDI** "Effet de la polarisation du substrat sur les propriétés électrique et hyperfréquences du MESFET GaAs".

Sciences et Technologie , décembre (2005).

[27]: **C.Kittel** "Introduction à la physique de l'état solide"
Bordas, Paris, 1972.

العنوان: الترانزسترات ذات الأثر الحلقي FET الغاليوم

الملخص:

إن تحسين المركبات الإلكترونية يحتاج مجهودات كبيرة من حيث نمذجتها. صناعتها أو معرفة خصائصها. في هذا الإطار أثبتت النمذجة الفيزيائية فائدتها من حيث تحديد خصائص المركبات مسبقاً قبل صناعتها وبذلك تخفض من تكاليف التنفيذ. في الجزء الأول تناولنا بنية الترانزستور ذو الأثر الحلقي MESFET والمصنوع من زرنيخ الغاليوم وكذا مبدأ عمله. في الجزء الثاني درسنا نموذج تحليلي بسيط لوصف سلوك الترانزستور والذي مكنتنا من تعيين خصائصه التاتيكية الذين يعين الإعتبار العوامل الفيزيائية والهندسية وكذا الأثر الحركية وعامل الحرارة وغيرها. وفي الجزء الأخير تحققنا من صلاحية النتائج المتحصل عليها سابقاً ومن خلال نمذجتها ومقارنتها بالنتائج التجريبية.

الكلمات المفتاحية :

- زرنيخ الغاليوم
- MESFET-
- النمذجة