

CENTRE UNIVERSITAIRE LARBI BEN MHIDI
OUM EL BOUAGHI
INSTITUT DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° d'ordre :
Serie :

MEMOIRE

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

Sujet :

**Influence des paramètres physiques et géométriques
du transistor à effet de champ MESFET GaAs**

Par

Mme MELLAL SAIDA

Soutenu publiquement le: / / 2008

Devant la commission d'examen:

<u>Président :</u>	M.ZAABAT	MC.C.U Oum El Bouaghi
<u>Rapporteur :</u>	C.AZIZI	Prof.C.U Oum El Bouaghi
<u>Examineurs :</u>	Y.SAIDI	MC.U Constantine
	R.GUEMINI	MC.C.U Oum El Bouaghi

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier Mme AZIZI CHERIFA de m'avoir permis de réaliser ce mémoire 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.

Je remercie également M. Henri BAUDRAND pour m'avoir accueilli au sein de l'école polytechnique de Toulouse (ENSEEIH), pour son aide précieuse et sa participation à ces travaux, notamment en ce qui concerne l'application de la méthode itérative au transistor MESFET GaAs.

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, Mme. Y. SAIDI, Mr. R. GUEMINI d'avoir acceptés d'être membres du jury. L'enthousiasme de chacun dans cette tâche m'honore au plus haut point.

Enfin je ne pourrais terminer sans remercier très chaleureusement tous ceux qui ont largement contribué à l'aboutissement de ce travail et qui me supportent depuis de nombreuses années.

INTRODUCTION GENERALE 1

Chapitre I : ETAT DE L'ART DES COMPOSANTS A EFFET DE CHAMP

I- Introduction 3

II- Les transistors à effet de champ 3

 II-1: Généralités 3

 II-2: Le transistor à effet de champ à jonction (JFET) 6

 II-3: Transistor à effet de champ à grille isolée (MOSFET) 8

 II-4: Transistor à effet de champ à contact Schottky (MESFET) 11

 II-5 : Le transistor HEMT 14

III- Conclusion 17

Chapitre II: LE TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP MESFET GaAs

I- Introduction 18

II- Arséniure de gallium 18

 II-1: Propriétés électroniques du GaAs 18

 II-2: Equations de transport électronique 20

 II-3: Fabrication du substrat semi-isolant GaAs 23

III- Le contact métal-semiconducteur 23

 III-1: Diagramme des bandes d'énergie 23

 III-2: Barrière de potentiel et zone de charge d'espace 26

 III-3: Courants dans la diode Schottky 27

 III-4: Capacité d'entrée 29

IV- Le transistor MESFET GaAs 30

 IV-1: Structure du MESFET GaAs 30

 IV-2 : Le principe de base du MESFET 31

 IV-3 : Procédés technologiques de réalisation du MESFET sur GaAs

V- Conclusion 37

...í ..38

II- Equations fondamentales du MESFET GaAsí ..38

III- Equations fonctionnelles du MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé
(cas du MESFET à canal implanté)í ..39

III-1 : Calcul du potentiel et du champ électriqueí í í í í í í í í í í í í í í ..í í í í 40

III-2 : Courant de drain dans le canalí í í í í í í í í í í í í í í ..í í í í í í ..43

III-3 : Courant de saturation et tension de saturationí í í í í í í í í í í í ..í ..í ..44

IV - MESFET à canal uniformément dopéí ..45

IV -1 : Potentiel et champs électriquesí ..45

IV -2 : Courant de drain dans le canalí í í í í í í í í í í í í í í ..í í í í í ..45

IV -3 : Transconductance et conductance de drainí í í í í í í í í í í ..í í í í ..47

V - Effets des paramètres physiques et géométriquesí í í í í í í í í í í í ..í í ..48

V -1 : Influence des résistances d'accèsí í í í í í í í í í í í í í í í í í ..í ..í ..48

V -2 : Effet de la loi de mobilitéí í í í í í í í í í í í í í í í í í ..í í ..í ..49

V -3 : Effet des tensions de bordsí ..í ..í ..51

VI- Les effets thermiquesí ..í ..í ..57

VII- Conclusioní í í í í í í ..í í í í í í í í í í í í í í í í í í ..í ..59

Chapitre IV : RESULTATS DE SIMULATION ET INTERPRETATION DES PHENOMENES

I- Simulationí ..í í í í ..í ..í ..60

II- Caractéristiques de courant de drain : I-Ví í í í í í í í í í í í í í í ..í í í í ..60

III- Effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-Ví í í í í í í í í í ..í í ..66

IV- Effet de la tension $V_1(x,y)$ í í í í í í í í í í í í í í ..í í í í í í ..67

V- Transconductance G_m et conductance de drain G_d í í ..í í í í í í í í ..í ..69

VI- Effets des paramètres physiques et géométriquesí í í í í í í í í í í í ..í ..70

VII- Effet de la températureí í í í í í í í í í í í í í í í í ..í ..73

VIII- Conclusioní í í ..í í í í í í ..í ..80

CONCLUSION GENERALEí í í í í ..í í í í í í í í í í í ..í ..81



PDF
Complete

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

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

duction Generale

Le développement des Systèmes de télécommunication et l'encombrement des bandes de fréquences aujourd'hui utilisés pour la transmission d'informations nécessite la mise en place de systèmes fonctionnant à des fréquences de plus en plus élevées ce qui implique la réalisation de circuits et de composants utilisables à des fréquences centimétriques et millimétriques. La tendance actuelle consiste à concevoir des systèmes pas trop onéreux, suffisamment fiables et facilement intégrables, afin d'en généraliser l'utilisation. Depuis quelques années, le transistor à effet de champ (MESFET) sur Arséniure de Gallium (GaAs) se présente comme le composant le plus adapté à ce besoin. Son utilisation dans la plupart des applications hyperfréquences et de commutation est justifiée par de remarquables performances telles que : un gain en puissance élevé associé à des fréquences de transition élevées et une bonne isolation entrée-sortie. Ses possibilités pour l'amplification de puissance rendent possible le remplacement des transistors au silicium de faible puissance (inférieure à quelques watts) dans les satellites où la notion de poids est très critique. Soulignons enfin, que la rapidité de ce composant et de ses dérivés (temps de commutation inférieur à 30 ps) en font un candidat de choix pour une prochaine génération de "super-ordinateurs".

Un nombre considérable de travaux a donc été consacré ces dernières années à la technologie et aux propriétés électriques des MESFET GaAs. Les premiers ont eu pour objectif l'amélioration du matériau de base, l'arséniure de gallium, dont les avantages par rapport au silicium résident en particulier dans la possibilité d'obtenir un matériau semi isolant et aussi dans une mobilité électronique plus élevée (de trois à six fois) et donc une vitesse transitoire plus importante. Ces deux dernières propriétés étant favorables à un fonctionnement à fréquence élevée. Les travaux sur ce matériau ont eu pour résultats essentiels l'amélioration de la qualité cristallographique du semi-isolant et des qualités électriques du substrat. D'autres travaux ont été consacrés aux techniques lithographiques. Ainsi grâce à l'utilisation de masqueurs électroniques (ou à rayons X), ils ont permis, par la réduction des dimensions, d'améliorer sensiblement les performances dans le domaine des micro-ondes. Les résultats sont néanmoins d'ores et déjà suffisamment satisfaisants pour qu'on puisse commencer à étudier des circuits dont la réduction des dimensions est très poussée. Il n'aurait pas été possible de parvenir à de telles réalisations si on n'avait su s'appuyer sur une modélisation des phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement du composant. Ces modèles doivent aussi être susceptibles de suivre l'évolution technologique et de permettre d'apprécier d'éventuelles améliorations consécutives à l'utilisation de nouvelles techniques.

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

Le mémoire est de faire une étude sur le transistor MESFET GaAs et de déterminer l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les propriétés physique du transistor à effet de champ à grille Schottky. Ce travail comportera les chapitres suivant :

Au premier chapitre nous avons présenté la famille technologique des différents transistors à effet de champ JFET, MOSFET, MESFET. Après avoir rappelé l'histoire des transistors les plus utilisés actuellement , nous présentons leurs descriptions physique et le principe de fonctionnement. Ensuite les contraintes et domaines d'utilisation de chacun d'eux sont établis .

Dans le deuxième chapitre, nous avons étudié les propriétés physiques et électriques de l'Arséniure de Gallium, suivi d'une présentation du contact Schottky ainsi que l'ensemble des phénomènes physiques et géométriques qui le définissent. Nous introduisons enfin les caractéristiques principales du composant MESFET GaAs en précisant la structure, le principe de fonctionnement dans les régions linéaire et saturée.

Le troisième chapitre est consacré à la modélisation physique et électrothermique de transistors MESFET GaAs. Les principaux paramètres d'entrée de ce modèle sont les caractéristiques physiques et géométriques du composant , en prenant en compte l'effet des résistances parasites et des tensions de bords sur les caractéristiques de sortie . Ce modèle est basé sur la résolution d'un ensemble d'équations régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur du transistor.

Dans le dernier chapitre et à l'aide d'un logiciel que nous avons élaboré nous déterminons les caractéristiques I-V pour différentes lois de mobilité ainsi que l'effet des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de sortie du MESFET. Nous terminons par une étude de l'influence de la température sur les composants MESFET GaAs.

DES COMPOSANTS A EFFET DE CHAMP

I- INTRODUCTION

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

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

II- LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP

II.1. GENERALITES

Le principe du transistor à effet de champ (FET ou TEC) a été inventé en 1952 par W. Shockley. Le Transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire où seuls les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement. Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes, les FETs fabriqués sont principalement de type N. W. Shockley a imaginé trois structures principales de transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille qui sont [1] :

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

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

HAMP A JONCTION (JFET):

II-2-1 : Historique [4]

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

II-2-2 : Description [5]

Le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor) est un composant de structure plane. Il est constitué par une mince couche de matériau semiconducteur de type N (pour un JFET canal N), sur un substrat de type P. Une diffusion de type P⁺ à la surface de la couche réalise l'électrode de **la grille** et constituant ainsi une jonction P⁺N verticale (voir fig I-1). Deux diffusions N⁺, aux extrémités du canal, permettent d'assurer les contact ohmiques de **source** et de **drain**.

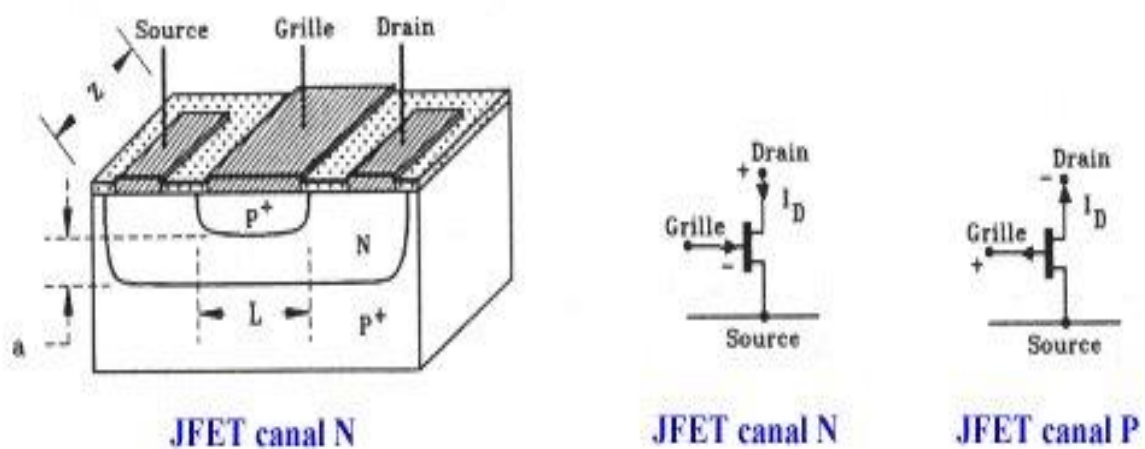


Fig I-1 : Transistor JFET à canal N et symboles des deux types de JFET

champ à jonction (JFET), la variation de la tension de polarisation permet la modulation de la largeur de la zone de charge d'espace de la jonction latérale 'P⁺N'. Autrement dit, la variation de la polarisation module la variation de la section conductrice du canal. Sans polarisation, il peut y avoir une zone de désertion sur une certaine profondeur dans le canal. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Pour une tension drain-source (V_d) nulle, la variation de la tension grille (V_g) module la profondeur de la zone de désertion, et donc la partie conductrice du canal. Pour une polarisation $V_g < 0$ (et $V_d \approx 0$ volt), la zone de désertion se développe plus profondément dans le canal, provoquant le rétrécissement de celui-ci et donc une augmentation de sa résistance. Pour une tension $V_g = V_p$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Pour une tension V_d non nulle et une tension V_g négative, on a un canal conducteur. Un courant I_d circule entre le drain et la source. Si V_d devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (voir Fig I-2).

Si la tension V_d atteint la valeur V_{dsat} (tension de saturation), le régime de pincement apparaît. Le courant I_d atteint sa valeur de saturation. L'augmentation de la tension V_d au-delà de V_{dsat} n'affecte pas l'évolution du courant I_d qui garde une valeur relativement constante.

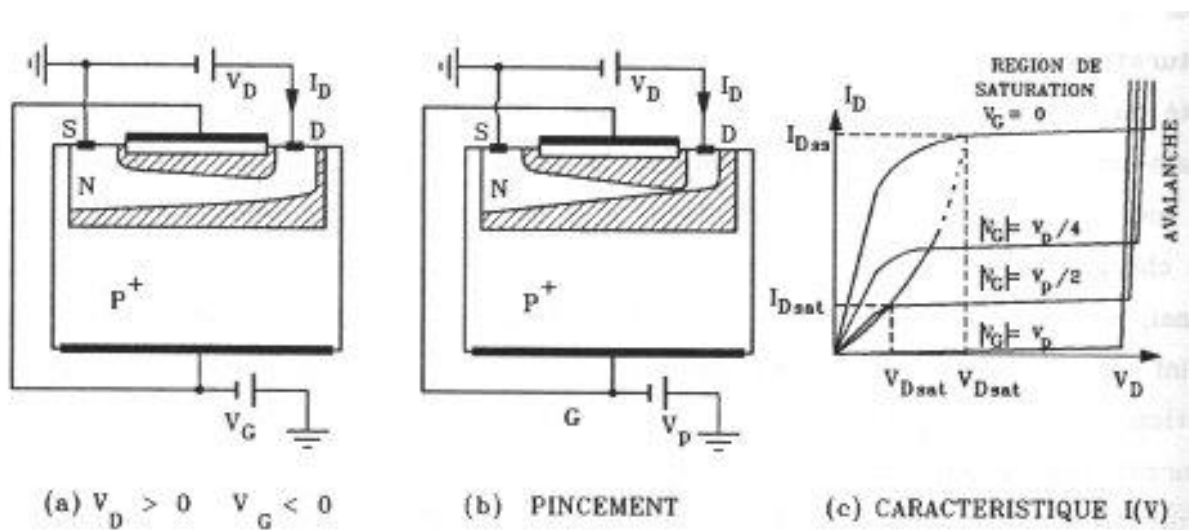


Fig I-2: Comportement du JFET en fonction de V_D pour $V_G < 0$

La forte impédance d'entrée des **JFET** (plusieurs dizaines, voire centaines de mégohms) associée à un faible bruit propre, rend ces transistors particulièrement bien adaptés à l'amplification des faibles signaux sous forte impédance.

En commutation, ils présentent par rapport aux transistors bipolaires certains avantages, comme un gain en puissance plus élevé et une impédance d'entrée aux faibles fréquences beaucoup plus forte, ce qui permet de réaliser de grandes constantes de temps avec des capacités assez faibles (réalisation de monostables ou d'astables).

II-3: TRANSISTOR A EFFET DE CHAMP A GRILLE ISOLEE (MOSFET)

II-3-1 : Historique.[8]

Le **MOSFET** a été conçu de façon théorique en **1920** par Julius Edgar Lilienfeld qui le breveta comme étant un composant servant à contrôler le courant. Par contre, la technologie nécessaire à sa construction ne fut pas disponible avant **1950**. Effectivement, la complexité du **MOSFET** requiert des techniques plus précises que ce qui était disponible à l'époque. Ce ne fut qu'avec l'avènement des circuits intégrés que le **MOSFET** put devenir une réalité. Ainsi, Atalla et Khang des laboratoires Bell construisirent le premier **MOSFET** en **1959** qui fera son apparition dans les circuits intégrés en **1963**. Peu après, l'élaboration de la technologie CMOS assura le futur commercial et technologique du **MOSFET** en électronique intégrée (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques) grâce à une géométrie simple et une consommation pouvant être très faible.

II-3-2 : Description.[8]

Le **MOSFET**, acronyme anglais de **Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor**, en français *Transistor à Effet de Champ (à grille) Métal-Oxyde*, est un type de transistor à effet de champ. Comme tous les transistors, le **MOSFET** module le courant qui le traverse à l'aide d'un signal appliqué à son électrode d'entrée ou *grille*. Dans ce type de transistor, la grille (électrode constituée d'une couche d'aluminium ou de silicium polycristallin) est isolée du canal par une couche de silice SiO₂ (voir fig I-3). Le canal peut exister en l'absence de polarisation de grille (canal diffusé) ou être induit par action électrostatique, dès que la tension grille-source V_g dépasse un certain seuil. On parle respectivement de MOS à appauvrissement ou de MOS à enrichissement. Aussi Chaque **MOSFET** est caractérisé par la polarité de ses porteurs de charges qui détermine s'il est de type **P** ou **N**.

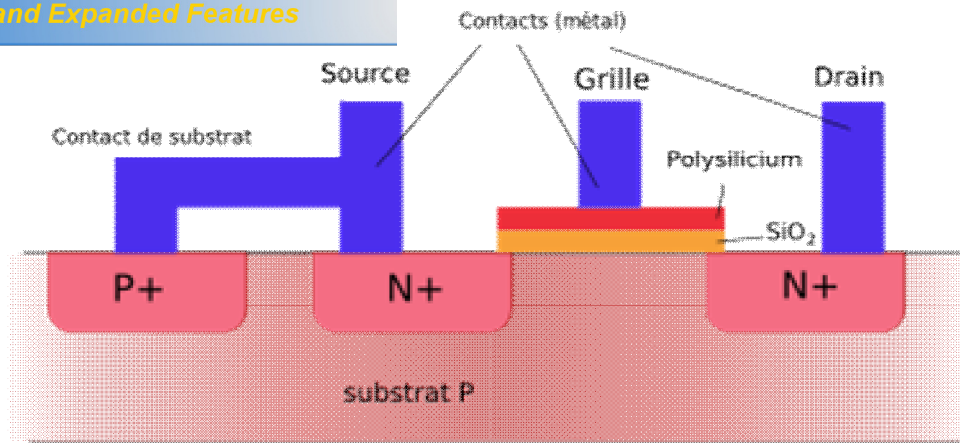


Figure I-3: Vue en coupe d'un transistor MOSFET à canal N

II-3-3 : Principe de fonctionnement du MOSFET

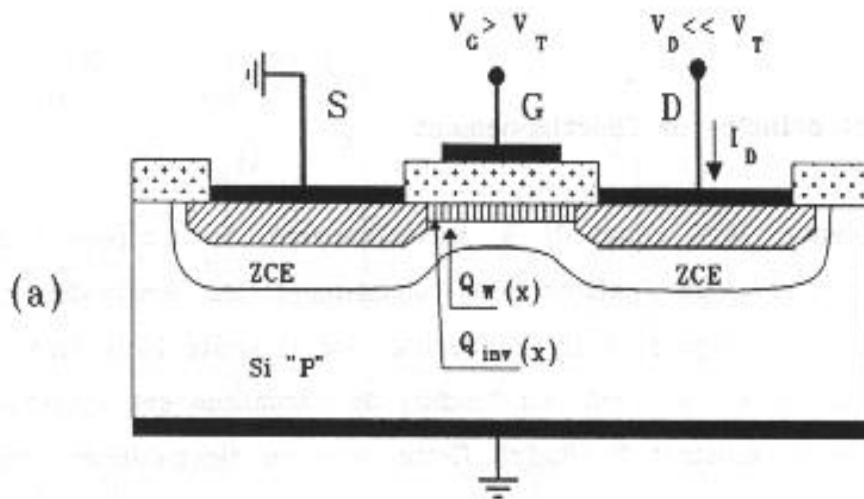


Fig I-4 : Principe d'un MOSFET à canal N : les zones hachurées sont de type N

La figure ci-dessus (fig I-4) illustre parfaitement le principe d'un transistor MOS à canal N. La source et le drain sont de type N+ (hachures obliques) et la grille est isolée du semiconducteur par une couche d'oxyde. Lorsque la grille est polarisée positivement elle crée à l'interface diélectrique semiconducteur une couche dite **d'inversion** (hachures verticales) comportant un grand nombre d'électrons (porteurs minoritaires de la zone P), dès que V_g est supérieure à une valeur de seuil V_T cette couche est suffisamment importante pour créer un canal conducteur entre les deux zones N+. Mais ceci suppose que le potentiel au drain soit très inférieur à ce seuil. La relation liant I_d à V_d est linéaire et le canal se comporte comme une simple résistance. .

effet de pincement analogue à celui constaté dans le JFET, fait du potentiel positif appliqué sur le drain est moins polarisée de ce côté. Ce qui en d'autres termes revient à dire que la couche d'inversion présente une épaisseur non uniforme et décroissante de la source vers le drain. Pour une valeur de $V_d = V_{dsat}$ on atteint la limite du pincement.

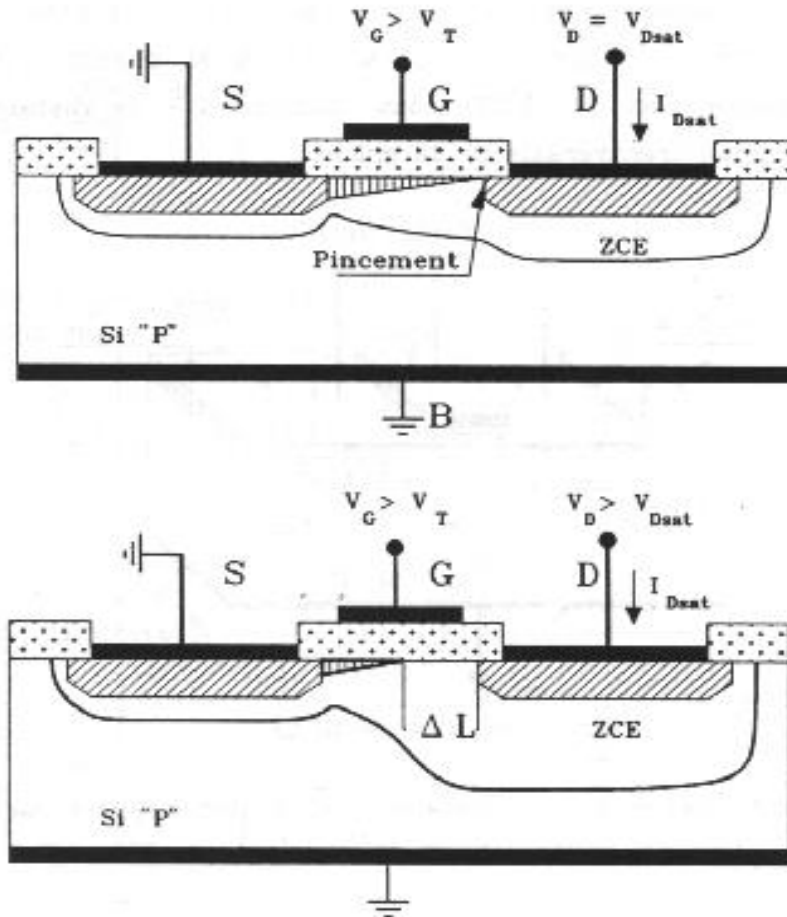


Fig I-5 : pincement du canal en fonction de V_d

II-3-4 : Contraintes et domaines d'utilisation

La grille étant isolée, la résistance d'entrée du transistor MOS est très élevée (de 10^{11} à 10^{15}), et la capacité grille-source étant très faible, [8] ces transistors sont extrêmement sensibles aux charges électrostatiques qui peuvent provoquer le claquage de la couche de silice. Il faut donc intégrer des dispositifs de protection contre les surtensions (le plus souvent, deux diodes tête-bêche placées entre grille et source). En raison de leurs très petites dimensions, de leur faible consommation et de leur facilité d'intégration, le domaine privilégié d'emploi des transistors MOS est celui des circuits intégrés (mémoires, microprocesseurs, circuits logiques).

moins rapides [9], Malgré que des progrès spectaculaires
sation des transistors MOS et plus particulièrement la
diminution de la longueur du canal , ce qui a permis d'augmenter la densité d'intégration et la
vitesse de fonctionnement des circuits mais cette réduction de dimensions à engendrer des
phénomènes parasites (modification de la tension de seuil, augmentation du phénomène des
porteurs chauds, τ) qui détériorent les caractéristiques courant-tension. Toutefois, les technologues
ont imaginé des procédés de fabrication particuliers en vue de conserver ces caractéristiques
(Technologie SOI, NMOS, CMOS, VMOS, τ) , par exemple les transistors de type VMOS
(à grille particulière en forme de V) permettent des applications de puissance (plusieurs dizaines de
watts) jusqu'à des fréquences très élevées (plusieurs milliers de mégahertz).

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

II-4-1 : Historique.[1]

Le **MESFET** (**ME**tal Semi-conducteur **F**ield **E**ffect **T**ransistor) fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. En 1966 **Carver Mead** [10] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semi-conducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs), puis réalisé par **Hoop** [11]. Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des **MESFET** aux fréquences micro-ondes, et depuis cette date de nombreux travaux ont été effectués pour réaliser des transistors de plus en plus performants à base de matériau à grand gap . Les premiers résultats obtenus avec un **MESFET** au carbure de silicium (4H-SiC) datent de 1994 .

II-4-2 :Description[2]

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

La figure I-6 présente une coupe schématique d'un **MESFET**. La structure présentée met en évidence les différentes couches utilisées pour sa réalisation. La couche active est généralement une couche du type N qui repose sur un substrat semi-isolant. Les contacts de **source** et de **drain** sont des contacts ohmiques contrairement au contact Schottky de grille.

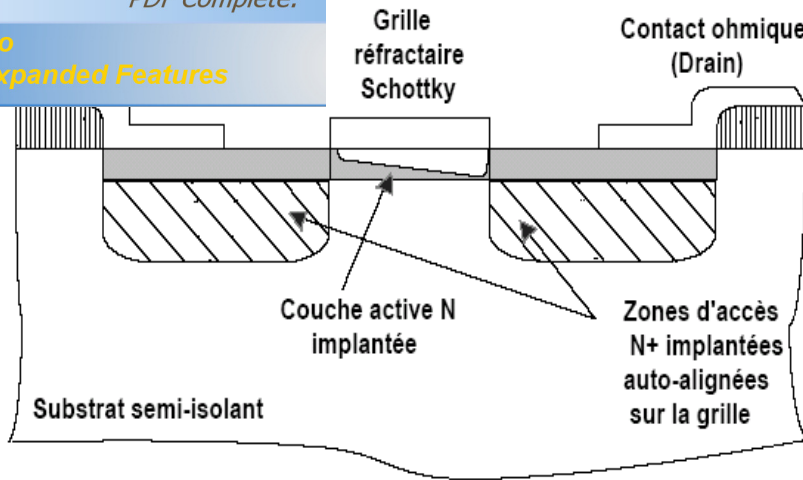


Figure I-6: Vue en coupe du MESFET GaAs implanté auto-aligné

II-4-3 :Principe de fonctionnement [1]

La base du fonctionnement d'un *MESFET* est la possibilité de moduler l'épaisseur du canal sous la grille (figure I-7). 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.

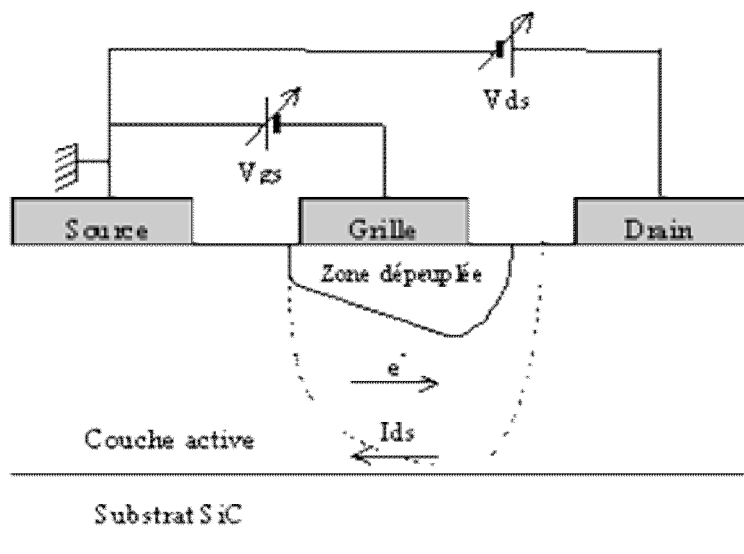


Figure I-7 : Vue en coupe et polarisation d'un MESFET

risation négative de la grille a pour effet d'augmenter la l'espace dans la couche active, diminuant ainsi le passage du courant. Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal (en pointillé sur la figure I-7), ne laissant plus passer le courant. Le transistor est alors dit « pincé » et la tension appliquée sur la grille est alors appelée tension de pincement (V_p).

- **A tension de grille fixée**, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers la grille, établissant ainsi un courant I_{ds} (drain-source).
- **Avec l'accroissement de la tension de drain**, la section de la zone dépeuplée (zone de charge d'espace) commence à se déformer en devenant beaucoup plus importante côté drain que côté source. Ce resserrement du canal provoque un ralentissement de la croissance du courant de drain. Arrivé à un certain stade, l'augmentation de la tension V_{ds} n'a quasiment plus aucune influence sur le courant. On nomme le courant de saturation (I_{dsat}), lorsque le courant de drain (I_{ds}) du transistor commence à rentrer dans la zone de saturation pour une tension de polarisation de grille V_{gs} nulle.

II-4-4 : Contraintes et domaines d'utilisation[1]

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

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

composants avec des tensions très élevées, de plusieurs centaines de volts. Compte tenu de ces performances, le domaine d'utilisation privilégié de ces composants est l'amplification de très forte puissance (Objectif > 100W) pour l'émission en station de base par exemple.

II-5 : LE TRANSISTOR HEMT

II-5-1 : Historique [12]

Les premiers transistors **HEMT** (High Electron Mobility Transistor) sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson) . En 1985, le **HEMT** est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit au monde. Initialement, ce transistor était utilisé dans un radiotélescope à Nobeyama, Japon, qui présente un diamètre de 45 mètres. En refroidissant le composant à la température de l'hélium liquide, il est possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années lumières de la Terre. Plus tard, le **HEMT** sera implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant se fera une place dans notre quotidien.

Le **HEMT** constitue une évolution majeure du MESFET (Fet à jonction métal/semiconducteur) et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990.

II-5-2 :Description

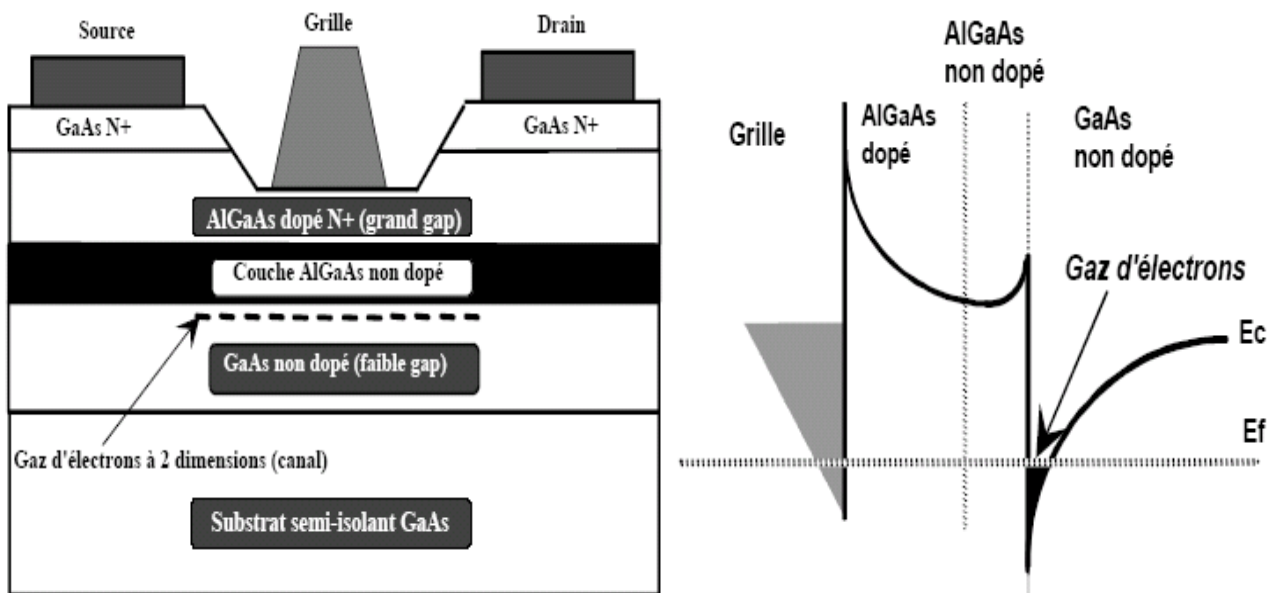


Figure I-8: Structure de principe d'un HEMT classique associée à son diagramme de bande d'énergie

de couches ainsi que le diagramme de bande d'énergie d'un **HEMT** classique utilisant le GaAs et l'AlGaAs comme couches actives. La couche de surface utilise l'AlGaAs fortement dopé N avec un grand gap se comportant ainsi comme un isolant. En revanche, le canal, non dopé, est composé d'un matériau à faible gap (GaAs). De ce fait, des électrons libres diffusent de l'AlGaAs vers la couche GaAs laissant la zone N de grand gap dépeuplée et donc chargée positivement. Ces électrons s'accumulent à l'hétérointerface (grand gap / petit gap) formant ainsi un gaz d'électrons à deux dimensions plus ou moins profond suivant la polarisation de la tension de grille. Les propriétés de transport de ce gaz d'électrons sont considérablement supérieures à celles des électrons libres dans un MESFET classique puisque le canal se situe dans une zone non dopée à très forte mobilité. De plus, les collisions entre électrons n'ont que rarement lieu en raison de défauts peu nombreux. Pour ces différentes raisons, le **HEMT** est un dispositif à très fort gain et à très faible bruit HF.

II-5-3 : Principe de fonctionnement

La structure des couches des **HEMTs** est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des donneurs ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition des impuretés ionisées. Ainsi la différence essentielle entre les MESFETs et les **HEMTs** se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section de canal disponible pour la conduction, dans le cas du **HEMT**, elle contrôle la densité d'un gaz d'électrons libres dans une zone non dopée située sous l'hétérointerface qui constitue le canal du transistor.

Le gaz d'électrons étant créé, il est possible de contrôler la densité de porteurs dans le canal par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. La figure I-9 présente les diagrammes de bande de la zone située sous la grille en fonction de la polarisation de grille appliquée. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le GaAs. Comme pour le MESFET, la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain-source). Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule dans le canal. Le **HEMT** est alors pincé. L'évolution du courant de drain en fonction de la tension de drain et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le **HEMT**. Il provient de la limite de vitesse des électrons.

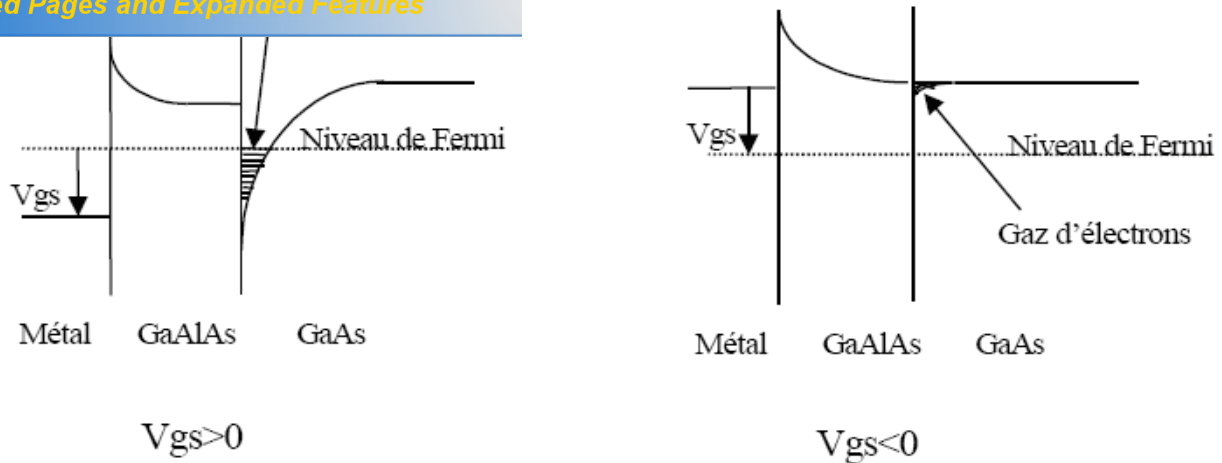


Figure I- 9 : Influence de la polarisation de grille sur le diagramme de bande.

II-5-4 : Contraintes et domaines d'utilisation[2]

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

Après avoir rappelé la structure physique et le principe de fonctionnement des différents transistors à effet de champ (JFET, MOSFET, MESFET et des HEMT), et à travers une analyse de leurs performances pour des applications hautes fréquences et hautes puissance , nous nous sommes particulièrement intéressés au MESFET GaAs qui est longtemps resté le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde [13]. En effet, les propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium permettent d'obtenir des densités de porteurs dont la vitesse moyenne dans le canal est bien supérieure à celle du Silicium. ceci va permettre de réduire le temps de transit dans la grille ainsi que dans les résistances de contact. Avantage supplémentaire, le GaAs permet le dépôt de contacts ohmiques de bonne qualité par rapport à la plupart des autres composés III-V . Cela indique que pour des composants tels que les MESFETs, les performances fréquentielles seront supérieures à celles des composants réalisés sur silicium.

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

II : ARSENIURE DE GALLIUM

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

II-1: PROPRIETES ELECTRONIQUES DU GaAs [18]

La structure de bande directe du **GaAs**, lui confère des propriétés électroniques intéressantes:

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

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

3) Les propriétés de transport électronique du **GaAs** sont remarquables : mobilité très élevée ($8000 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour un matériau peu dopé), vitesse de saturation élevée ($2 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$) obtenue pour un champ électrique trois fois plus faible que pour le silicium. Ces propriétés garantissent l'obtention de vitesses de commutation élevées sous de faibles consommations.

4) De par sa grande largeur de bande interdite, le **GaAs** peut être obtenu sous forme d'un semi-isolant de haute résistivité (10^7 à 10^9 .cm). L'épitaxie ou l'implantation de la couche active

l'isolation interdispositif et, ainsi, d'offrir des capacités
masse extrêmement faibles.

Données numériques de l'arséniure de gallium (GaAs : 300 K)

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

ÉLECTRONIQUE

Toutes les études menées 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.

II-2-1: 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 II-1, est un domaine parabolique.

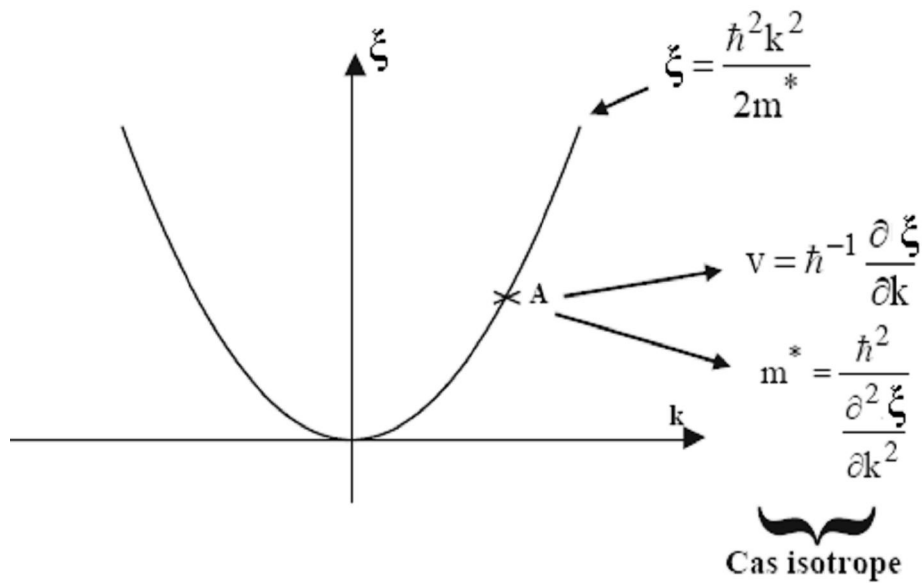


Figure II – 1 : Variation de l'énergie en fonction de k.

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

$$m^* \cdot \frac{dv}{dt} = qE - m^* \cdot \frac{v}{\tau_m} \quad (\text{Équation de conservation de la vitesse}) \quad (\text{II.1})$$

$$\frac{d\xi}{dt} = -\frac{(\xi - \xi_0)}{\tau_E} + q.E.v \quad (\text{Équation de conservation de l'énergie}) \quad (\text{II.2})$$

τ_m : temps de relaxation du moment

τ_E : temps de relaxation de l'énergie

$$\frac{\xi}{lt} = 0 ;$$

la vitesse de l'électron est donc :
$$v = \frac{q \tau_m}{m^*} E \tag{II.3}$$

On appelle mobilité :
$$\mu(\xi) = \frac{q \tau_m}{m^*} ; \tag{II.4}$$

cette mobilité dépend de l'énergie (via τ_m) et de la masse effective : m^*

$$\xi - \xi_0 = qv\tau_E E = q^2 \frac{q \tau_m \tau_E}{m^*} E^2 \tag{II.5}$$

II-2-2: Equation de transport cas du GaAs

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

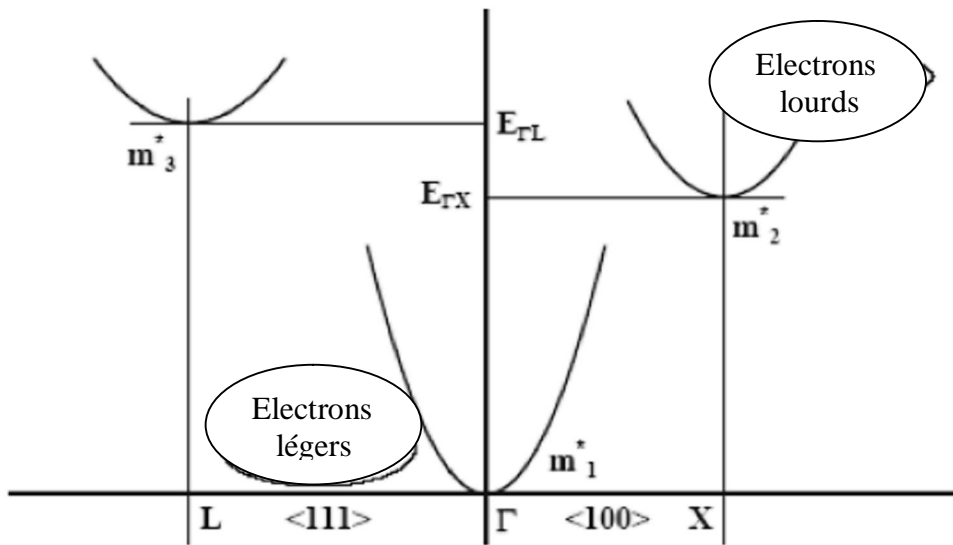


Figure II – 2 : Semi-conducteur GaAs à multi- vallées.

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 vitesse en fonction du champ E et la figure II- 4 la mobilité en fonction de l'énergie.

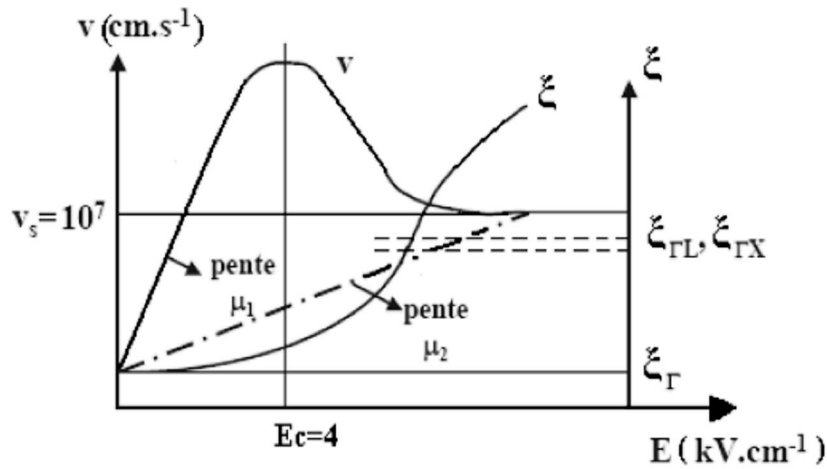


Figure II – 3 : Variation de la vitesse en fonction de l'énergie.

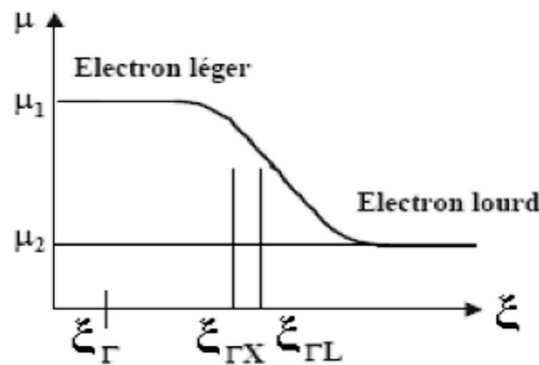


Figure II – 4 : Variation de la mobilité en fonction de l'énergie.

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

Les phénomènes en régime non stationnaire sont obtenus en utilisant les équations (II.1) et (II.2) qui ne seront plus valables dans certains cas, notamment s'il y a des variations significatives dans le temps ou dans l'espace :

- $\frac{dv}{dt} \neq 0$ et $\frac{d\xi}{dt} \neq 0$; Lorsque la fréquence de la tension ou du champ électrique dépasse quelques dizaines de GHz.
- $\frac{dE}{dx} = \frac{1}{v} \left(\frac{dE}{dt} \right)$; Lorsque l'on travaille sur des composants de dimensions submicroniques ($< 0.5 \mu\text{m}$).

On peut alors obtenir des effets de survitesse; 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.

EMI-ISOLANT GaAs [18]

L'introduction de techniques de purification très poussées a rendu possible la fabrication de matériau **GaAs** intrinsèque présentant un niveau de dopage résiduel très faible (de l'ordre de 10^{14} cm^{-3}) et dont la qualité semi-isolante ne nécessite qu'une très faible teneur 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 5 kg), présentant de faibles dislocations (10^4 cm^{-3}), 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.

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 photocourant, de photoabsorption et de courant d'obscurité, permettent de juger de la quantité des impuretés, de défauts et de dislocations du cristal élaboré.

III: LE CONTACT METAL-SEMICONDUCTEUR

La hétérojonction **METAL-SEMICONDUCTEUR** est fondamentale pour la réalisation des composants semi-conducteurs [17]. Elle se présente sur tous les dispositifs sous forme de contact ohmique pour assurer la connexion entre la "puce" et le boîtier. Elle peut également se comporter comme un contact redresseur de l'électrode de grille d'un transistor à effet de champ.

III-1: DIAGRAMME DES BANDES D'ENERGIE

Pour étudier la jonction métal-semiconducteur, il faut connaître [17] :

1. **le travail de sortie du métal** ($e\phi_m$) : C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du niveau de Fermi d'un métal et l'amener au niveau du vide.
2. **l'affinité électronique du semi-conducteur** ($e\chi$) : C'est l'énergie nécessaire pour libérer un électron du bas de la bande de conduction d'un semi-conducteur et l'amener au niveau du vide.

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

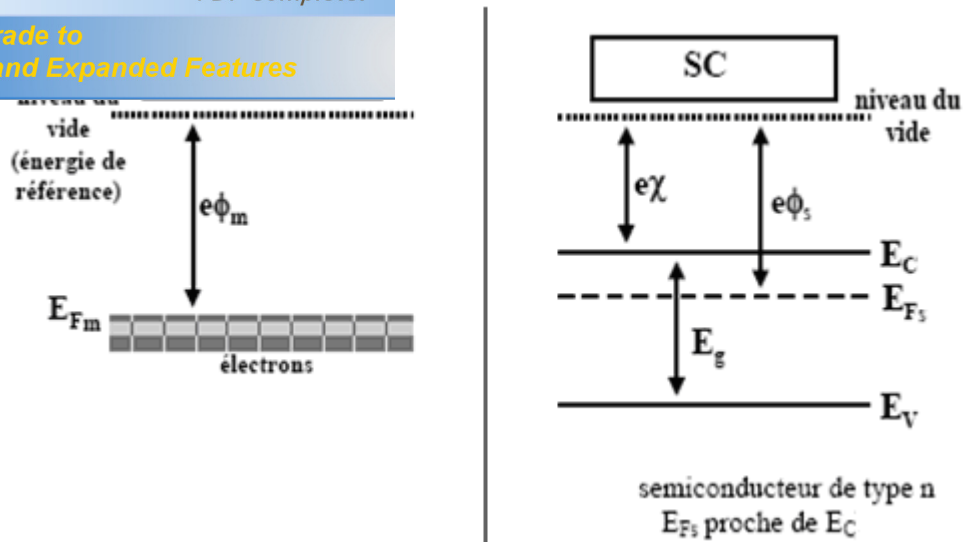


Figure II -5 : Les niveaux d'énergie du métal et du semi-conducteur.

Lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont en contact, il existe à l'interface une barrière de potentiel donnée par [3]:

$$E_b = e\phi_m - e\chi \quad (\text{II.6})$$

Il va falloir discerner deux cas possibles (pour un semi-conducteur de type n) :

Ésoit $\phi_m \geq \phi_s$

Ésoit $\phi_m < \phi_s$

III-1-1: Contact Ohmique [15] : Cas qui correspond à $\phi_m < \phi_s$

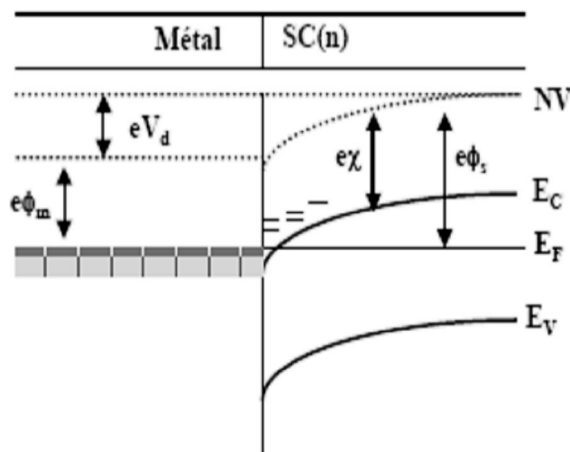


Figure II ó 6 : Niveau d'énergie lorsque $\phi_m < \phi_s$. (Vd : tension de diffusion)

l et semi-conducteur) sont mis en contact, le travail de semi-conducteur, les électrons sortent du métal pour entrer dans le semi conducteur et font apparaître ainsi dans le métal un déficit d'électrons, localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas, des bandes de valence et de conduction (figure: II-6).

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

III-1-2: Contact redresseur [15] : Cas qui correspond à $\phi_m \geq \phi_s$

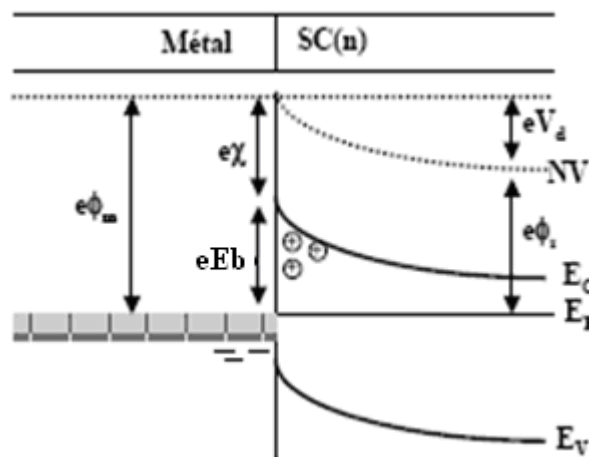


Figure II – 7 : Les niveaux d'énergie de la jonction métal-semi-conducteur $\phi_m \geq \phi_s$.

Lorsque les deux matériaux sont en contact et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a donc des états d'énergie plus faibles vides dans le métal. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal d'où le phénomène d'accumulation et désert le semi-conducteur loin de l'interface métallurgique pour créer **la zone de charge d'espace**. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène va s'arrêter. On aboutit alors à l'équilibre schématisé par la figure II-7 .

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

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

ZONE DE CHARGE D'ESPACE [15]

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

$$0 < y < h \quad \rho(y) = qNd \quad (\text{II.7-a})$$

$$y > h \quad \rho(y) = 0 \quad (\text{II.7-b})$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\frac{d^2 V(y)}{dy^2} = -\frac{qNd}{\epsilon} \quad \text{avec } \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_{GaAs} \quad (\text{II.8})$$

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

$$\frac{dV(y)}{dy} = -E(y) = -\frac{qNd}{\epsilon}(y-h) \quad (\text{II.9})$$

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

$$E_s = -\frac{qNd}{\epsilon} h \quad (\text{II.10})$$

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

$$V(y) = -\frac{qNd}{\epsilon} \left(\frac{y^2}{2} - hy \right) \quad (\text{II.11})$$

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

$$qV_{bi} = q\phi_m - q\phi_s \quad (\text{II.12})$$

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

$$V_{bi} = V(y=h) - V(y=0) = -\frac{qNd}{\epsilon} \left(\frac{h^2}{2} - h^2 \right) = \frac{qNd}{2\epsilon} h^2 \quad (\text{II.13})$$

ce à l'équilibre:

$$h = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} V_{bi} \right] = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (\phi_m - \phi_s) \right]^{1/2} \quad (\text{II.14})$$

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

$$h(V) = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V) \right]^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

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

Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du coté drain que du coté source, on exprime les épaisseurs h_s et h_d **compte tenu de la polarisation du transistor $V=V_{gs}$ coté source et $V=V_{gs}-V_{ds}$ coté drain** [3]: l'expression (II.15). permet de décrire

(Jonction abrupte)
$$h_s = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad h_d = \left[\frac{2\epsilon}{qN_d} (V_{bi} - V_{gs} + V_{ds}) \right]^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

Or
$$V_{gd} = V_{gs} - V_{ds} \quad (\text{II.17})$$

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

III-3: COURANTS DANS LA DIODE SCHOTTKY

III-3-1: En polarisation directe

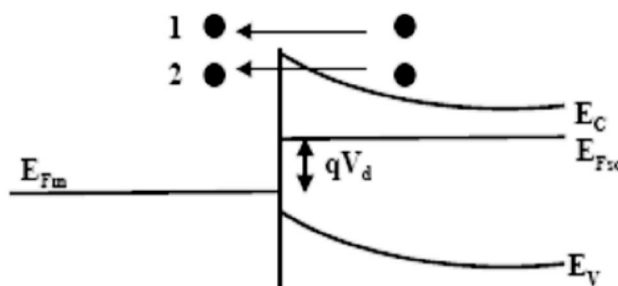


Figure II – 8 : Schéma de déplacement des porteurs à l'interface.

Les deux phénomènes principaux d'une polarisation en direct:

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

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 qEb).

Ainsi, la composante principale correspond au courant thermoionique.

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

$$J_{sc \rightarrow M} = J_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (\text{II.18})$$

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

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

$$J_{M \rightarrow sc} = -J_s \quad (\text{II.19})$$

Le courant total est donc, pour des tensions raisonnables supérieures à la tension d'avalanche V_{br} :

$$J = J_s \left(\exp\frac{qV}{kT} - 1 \right) \quad (\text{II.20})$$

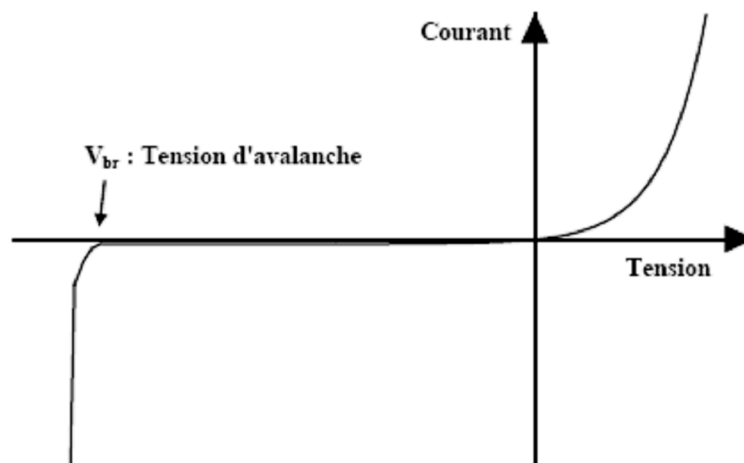


Figure II – 9 : Relevé de la caractéristique d'une diode Schottky.

III-3-3: Le claquage par avalanche

En inverse, pour des polarisations très importantes, le champ électrique devient très grand dans le semiconducteur, 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**.

, il existe un certain nombre de composantes parasites 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 :

$$J = J_s \left(\exp \frac{qV}{\eta kT} - 1 \right) \tag{II.21}$$

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 $\Phi_m < \Phi_s$

III-4: CAPACITE D'ENTREE [15]

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

La charge d'espace est donnée par:

$$Q_{sc} = -Q_m = q \cdot Nd \cdot h = [2\epsilon \cdot q \cdot Nd \cdot (Vd - V)]^{1/2} \tag{II.22}$$

La capacité différentielle est donnée par:

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left(\frac{\epsilon \cdot q \cdot Nd}{2} \right)^{1/2} \cdot (Vd - V)^{-1/2} = \frac{\epsilon}{h} \tag{II.23}$$

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

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

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\epsilon \cdot q \cdot Nd} (Vd - V). \tag{II.24}$$

IV-1: STRUCTURE DU MESFET GaAs [1]

La structure d'un transistor à effet de champ à l'arséniure de gallium à grille Schottky (*MESFET GaAs*) sous sa forme classique est représentée sur la figure II-10.

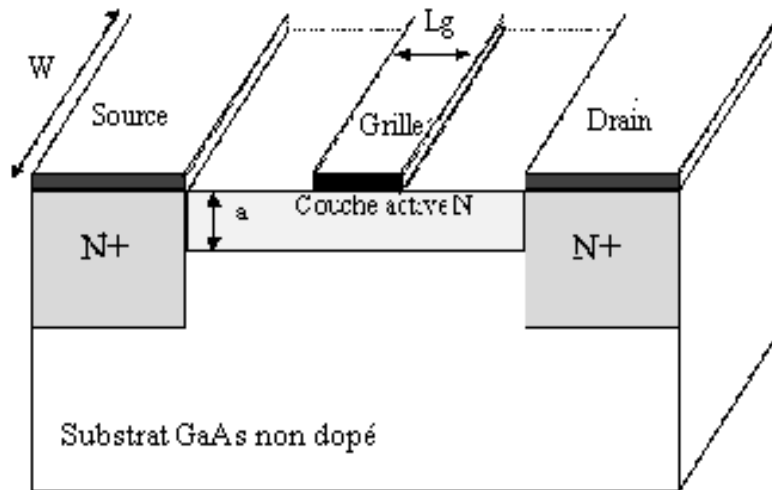


Figure II-10 : Vue en coupe d'un MESFET

En partant du bas de la figure II-10, il apparaît tout d'abord un substrat semi-isolant en *GaAs* qui doit être le moins conducteur possible. Il ne joue aucun rôle électrique mais constitue essentiellement un support mécanique pour le reste du composant. Sur ce substrat, une fine couche active dopée *N* est insérée, soit par épitaxie, soit par implantation ionique.

Deux zones fortement dopées N^+ , l'une sous l'électrode de drain, l'autre sous l'électrode de source sont habituellement rajoutées à la structure par une nouvelle implantation ou par un procédé de diffusion. Elles permettent de réduire les résistances de contact, néfastes pour les performances du composant. Les propriétés électriques de la structure sont généralement améliorées par la présence d'une couche tampon faiblement dopée entre la couche active et le substrat. Son épaisseur est de quelques microns. Elle évite la migration d'ions au niveau de l'interface et préserve la valeur de la mobilité des porteurs dans cette région. Enfin, trois contacts par dépôt de film métallique sous vide sont réalisés. Les deux extrêmes forment les électrodes de source et de drain. Le contact est de nature ohmique. Celui de l'électrode de grille est de type Schottky.

Le transistor à effet de champ MESFET GaAs

Les principales dimensions géométriques sont représentées. La longueur de grille est appelée par convention longueur de grille du transistor. La fréquence maximale d'utilisation du transistor. Pour les composants hyperfréquences elle est souvent inférieure à **1 µm**. La deuxième dimension est la largeur de grille **W** et elle rend compte de la taille du transistor. Sa dimension typique est de l'ordre de 50 à 1000 fois celle de L_g . L'épaisseur « **a** » de la couche active est généralement de 0.2 µm à 0.4 µm.

IV-2 : LE PRINCIPE DE BASE DU MESFET

Le principe de base du MESFET repose sur les caractéristiques d'une jonction Schottky. Notons qu'en régime de fonctionnement normal, la grille est généralement polarisée négativement par rapport à la source tandis que le drain est polarisé positivement par rapport à la source également (voir figure II-11).

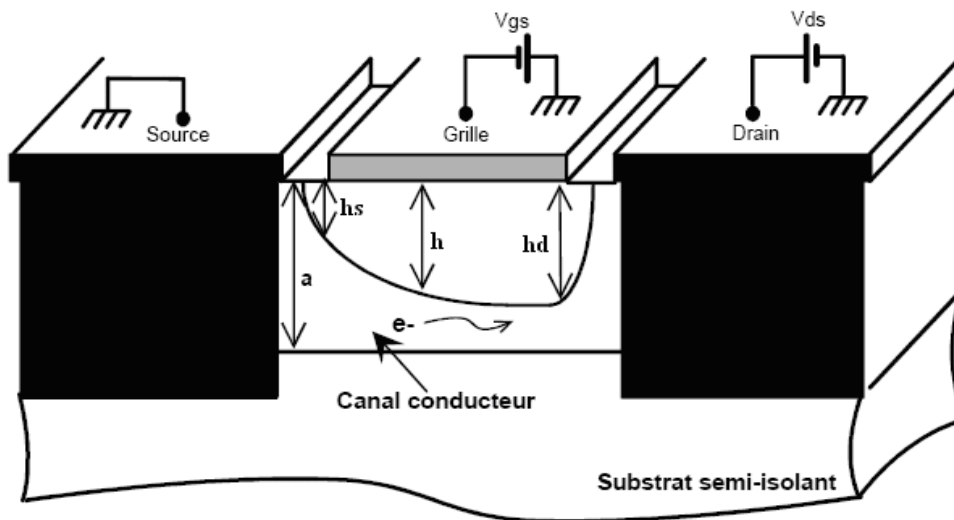


Figure II-11 : Vue en coupe de la structure du MESFET et emplacement des sources de polarisation

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

pour différents niveaux de commande V_{gs} , on génère un réseau de caractéristiques de courant de sortie. Ce réseau de caractéristiques est constitué de deux parties : la zone linéaire et la zone de fonctionnement saturé[15] (figure II-12).

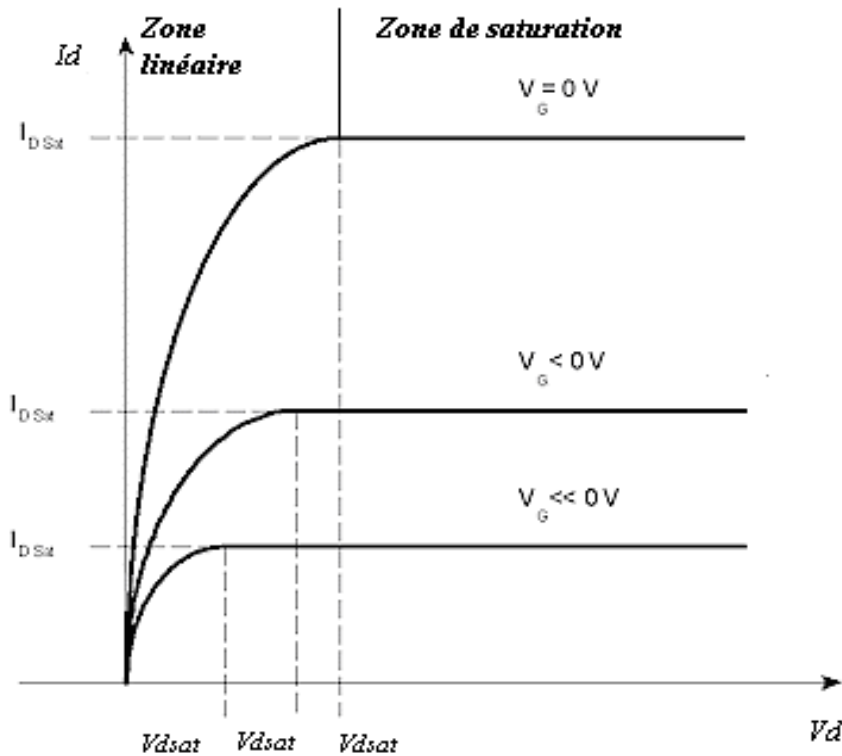


Figure II-12 : Réseau de caractéristiques de sortie d'un MESFET

a) 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 II-13-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.

b) Zone de fonctionnement saturé :

Selon la valeur de la tension drain source, deux régimes de polarisation se présentent (figure II-13-b et figure II-13-c) :

at) [16]:

igmente, le canal ne peut plus être considéré comme équipotentiel. L'extension de la zone de charge d'espace évolue tout au long du canal, elle est plus importante sous la grille du côté drain que du côté source, ce qui entraîne une augmentation de la résistance du canal et une faible variation du courant de drain avec la tension drain-source appliquée. Lorsque la largeur conductrice du canal devient nulle côté drain: le régime de pincement est ainsi atteint, la tension drain-source correspondante est appelée tension de saturation V_{dsat} , le courant correspondant est appelé courant de saturation. Notons que pour les **MESFET** à canal court le champ électrique longitudinal a une valeur très importante, ce qui conduit à une dépendance entre celui-ci et la mobilité des porteurs. Lorsque ce champ électrique atteint une certaine valeur critique $E_c = 5.10^4 \text{ v.cm}^{-1}$, la vitesse des porteurs atteint sa valeur de saturation V_s qui est de l'ordre de 2.10^7 cm/s .

On conclut que la saturation du courant de drain est modulée par deux facteurs suivant la longueur du canal: La saturation de la vitesse des porteurs avec le champ électrique pour les **MESFETs** à canal court, et le pincement du canal pour les **MESFETs** à canal long. En effet, si la longueur du canal est courte, la valeur du champ électrique longitudinal peut atteindre sa valeur critique E_c et amorce la saturation du **MESFET**. Ainsi, lorsque le canal est suffisamment long le champ électrique longitudinal ne peut plus atteindre sa valeur critique E_c avant le pincement du canal, et on dit que c'est le pincement qui assure la saturation.

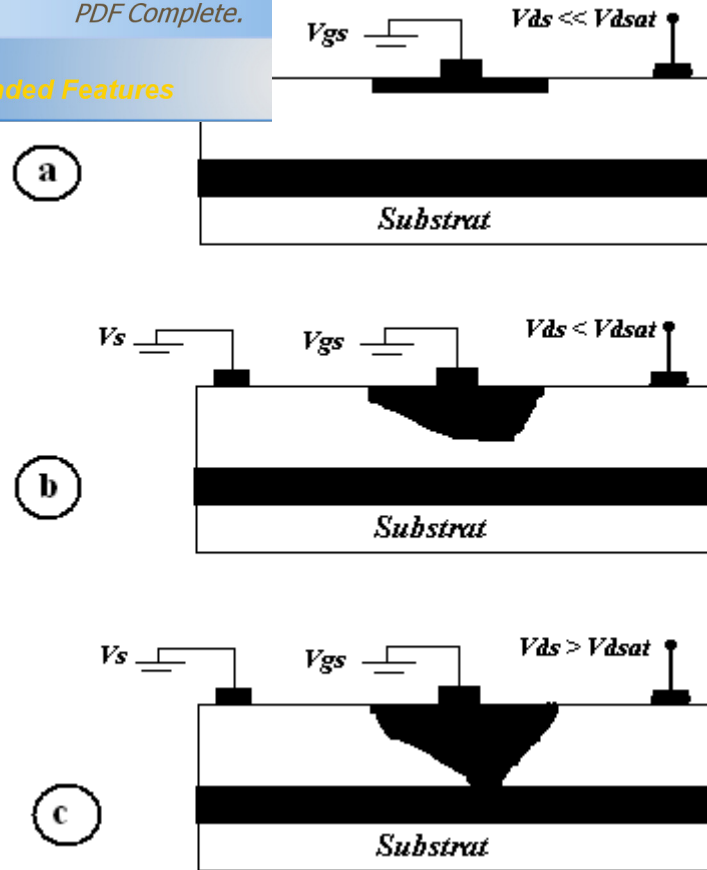


Figure II-13: Principe de fonctionnement du MESFET

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

• Régime de blocage ($V_{ds} > V_{dsat}$)[15]:

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

Dans la mesure où la variation relative de la longueur du canal est faible la conductance du canal reste constante et par suite le courant de drain reste constant et égal au courant de saturation I_{dsat} . La faible diminution de la longueur du canal entraîne une faible augmentation de la conductance du canal et par suite une faible augmentation du courant de drain. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ favorable qui les propulse vers l'électrode de drain. Lorsque la tension drain-source varie,

nt plus rapidement que la zone de charge d'espace est est important. Lorsque la tension de polarisation grille-source augmente, la largeur conductrice du canal à $V_{ds}=0$ diminue. A partir d'une certaine valeur de V_{gs} , le canal est obturé quelque soit la valeur de V_{ds} . Le transistor est bloqué, la tension grille correspondante est la tension de seuil. Dans l'autre sens , lorsque la tension de grille devient positive, le courant de drain n'est plus égal au courant de source; on est alors en régime de grille en direct.

IV-3 : PROCÉDES TECHNOLOGIQUES DE REALISATION DU MESFET SUR GaAs

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

Les coupes schématiques d'un MESFET et d'une diode Schottky relatives aux quatre processus de fabrication des circuits intégrés GaAs principalement employés, sont présentées sur la figure II -14.

L'essentiel de ces différentes technologies est le suivant :

La technique d'isolation par MESA fréquemment employée pour les dispositifs GaAs discrets micro-ondes, elle fut la première approche utilisée pour la réalisation des circuits intégrés numériques. La couche active est élaborée par croissance épitaxiale (épitaxie phase vapeur , dépôt organométallique CVD basse pression ou par implantation ionique) .

Afin de minimiser les problèmes d'interface substrat-couche active (effet substrat, courant de fuite, sensibilité à la lumière...) une couche épitaxiée non dopée servant d'interface d'épaisseur comprise entre 2 et 5 nm, est déposée sur le semi-isolant avant la réalisation de la couche active. La technique de creusement localisée sous la grille (recessed-gate), 500 à 1 000 Å de profondeur, permet d'améliorer les caractéristiques des *MESFET* en réduisant les résistances parasites d'accès au drain et à la source et les effets de surface. Simultanément, ce processus permet un ajustement précis de la tension de seuil des *MESFET*.

entée sur les figures II-14 suit les étapes:

ée.

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

c) Procédé par implantation localisée des couches actives

d) Procédé de grille auto-alignée :

- 1) Couche active de type N (épitaxiée ou implantée)
- 2) Interface non dopée optionnelle
- 3) Substrat semi-isolant.
- 4) Isolation par implantation localisée de bore.
- 5) Couche active de type N implantée sélectivement.
- 6) Surdopage par implantation localisée N-

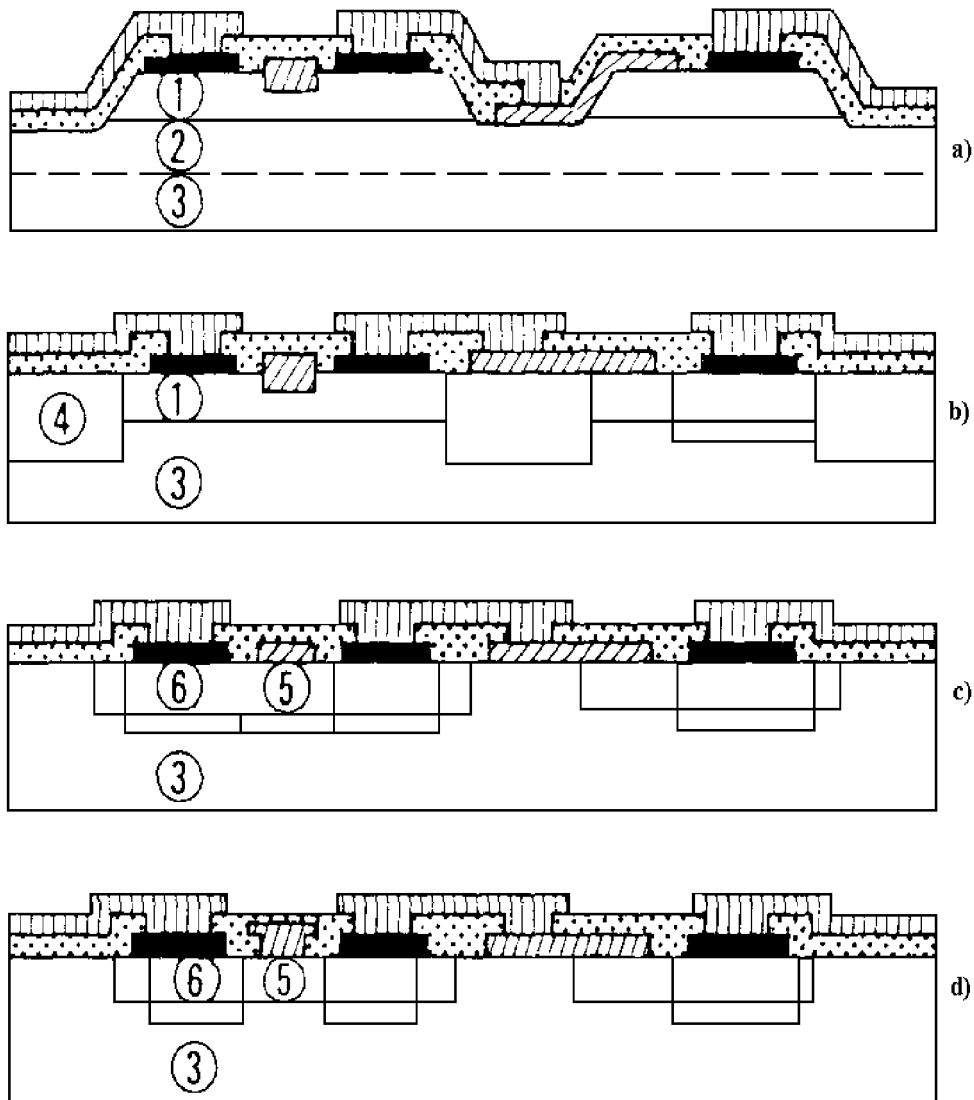


Figure II – 14 : Technologies planar.



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

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

Dans ce chapitre, les principaux critères technologiques (physiques et électriques) de l'arséniure de gallium pour les applications haute fréquence ont été abordés. Et nous avons pu démontrer tout l'intérêt de ce matériau pour ce genre d'application .

Ensuite, une étude du principe de l'hétérojonction métal-semiconducteur est établie , en effet l'ensemble des phénomènes physiques et géométriques qui la définissent, ont été étudiés et formulés.

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

I: INTRODUCTION

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

II: EQUATIONS FONDAMENTALES DU MESFET GaAs

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

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

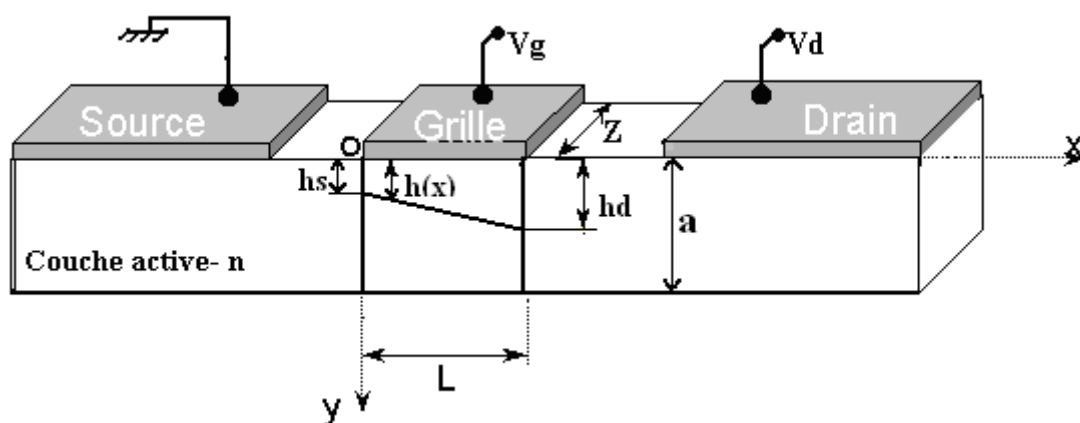


Figure III-1 : Zone active du transistor MESFET

L'ensemble des équations (III.1) à (III.3) régissant les phénomènes de transport de charges à l'intérieur d'un transistor MESFET intrinsèque à canal non uniformément dopé sont établies .

Equation de Poisson :

$$\nabla^2 \psi(x, y, z) = -\frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III-1})$$

Potentiel électrique :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}(\psi) \quad (\text{III-2})$$

Densité du courant :

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x \quad (\text{III-3})$$

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

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

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

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

premier temps à déterminer l'équation analytique de la voir la source de courant de drain I_d commandée par les deux tensions V_g et V_d . Plusieurs étapes intermédiaires de calculs sont alors nécessaires :

- résolution de l'équation de Poisson **(III-1)** afin d'extraire les expressions analytiques du potentiel électrostatique $\psi(x, y)$,
- détermination à partir de l'équation **(III-2)** les expressions analytiques des composantes, suivant les axes $o\vec{x}$ et $o\vec{y}$, $E_x(x, y)$ et $E_y(x, y)$ du champ électrique $E(x, y)$ dans le canal,
- puis intégration de la composante, suivant l'axe $o\vec{x}$, de la densité de courant $J_x(x, y)$ au niveau des électrodes de source et de drain, afin d'établir l'expression analytique du courant de drain I_d .

III-1 : CALCUL DU POTENTIEL ET DU CHAMPS ELECTRIQUE

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

$$\nabla^2 \psi = \frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{d^2 \psi}{dy^2} + \frac{d^2 \psi}{dz^2} = - \frac{\rho(x, y, z)}{\epsilon} \quad (\text{III-4})$$

Le dopage de la couche active est homogène dans le plan de la structure, mais peut varier dans la direction perpendiculaire avec la profondeur y de sorte qu'on a $Nd = Nd(y)$.

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

$$\rho(x, y) = q.(Nd(y) - n(x, y)) \quad (\text{III-5})$$

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

L'étude du dispositif interne se fait en général sous deux hypothèses que nous adopterons :

- La frontière séparant le canal de la zone de charge d'espace située sous la grille est abrupte
- Pour des raison de symétrie le potentiel est constant suivant la direction Z , de sorte que $\frac{d^2 \psi}{dz^2} = 0$. D'autre part ,dans tout le canal les équipotentielles sont des plans perpendiculaires à l'axe $o\vec{x}$ (figure III-1) alors que c'est l'inverse dans la zone de charge d'espace : c'est l'hypothèse dite du « **canal graduel** ». Elle revient à négliger la composante E_y , du champ dans le canal

de charge d'espace. Cette hypothèse est bien vérifiée lorsque le dopage est uniforme, ce qui permet de ramener l'équation de Poisson à une

dimension :

$$\frac{d^2\psi(x, y)}{dy^2} = -\frac{q}{\epsilon} Nd(x, y) \quad (\text{III-6})$$

En intégrant l'équation (III-6) De $h(x)$ à y , limite de la zone de charge d'espace, avec la condition $\frac{d\psi(x, y)}{dy} = 0$ en $y=h$; on obtient :

$$\frac{d\psi(x, y)}{dy} = -\frac{1}{\epsilon} \int_{h(x)}^y q \cdot Nd(x, y) dy = \frac{1}{\epsilon} \left(\int_0^{h(x)} qNd(x, y) dy - \int_0^y qNd(x, y) dy \right) \quad (\text{III-7})$$

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

$$E_y(x, y) = -\frac{d\psi(x, y)}{dy} \quad (\text{III-8})$$

ainsi l'expression du champ électrique de la zone de charge d'espace reliée au dopage et à la pénétration $h(x)$ est donnée par :

$$E_y(x, y) = \frac{1}{\epsilon} \left(\int_0^y q \cdot Nd(x, y) dy - \int_0^{h(x)} qNd(x, y) dy \right) \quad (\text{III-9})$$

Nous introduirons pour traiter les problèmes de charge de canal et de charge d'espace la fonction intégrale du dopage [5].

$$Q(y) = \int_0^y \rho(x, y) dy = q \cdot \int_0^y N_d(x, y) dy \quad (\text{III-10})$$

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

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

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

$$\left[\int_0^{h(x)} \rho(y) dy \right] \quad (III-13)$$

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

$$\psi(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy \quad (III-14)$$

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

$$V_p = \psi(L, a) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^a y N_d(x, y) dy \quad (III-15)$$

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

$$V(x, y) = \psi(x, y) + V_g - V_{bi} \quad (III-16)$$

Et par conséquent :

$$\boxed{V(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N_d(x, y) dy + V_g - V_{bi}} \quad (III-17)$$

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

$$E_x(x) = -\frac{dV(x, y)}{dx} \quad (III-18)$$

En développant $\frac{dV(x, y)}{dx}$ sous la forme $\frac{dV(x, y)}{dh(x)} \cdot \frac{dh(x)}{dx}$, telle que la dérivée de l'expression (III-17)

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

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

$$\boxed{E_x(x) = -\frac{q}{\epsilon} h(x) \cdot N_d(h(x)) \frac{dh(x)}{dx}} \quad (III-19)$$

ue et le potentiel, il faut connaître l'expression de $h(x)$.

èse du canal graduel, qui nous permettra de calculer en

utilisant les propriétés des triangles semblables l'expression de $h(x)$ en fonction de h_s et h_d , ses valeurs coté source et coté drain respectivement :

$$h(x) = \frac{h_d - h_s}{L} x + h_s \quad (\text{III-20})$$

III-2 : COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL

La densité du courant de drain en un point de coordonnées x, y, z du canal est simplement donnée par **la loi d'Ohm** (équation III-3) :

$$J_x = \sigma(x, y, z).E_x$$

Dans la mesure où $\rho(x, y)$ représente la densité de charges fixes dans la région dépeuplée (c-à-d $qN_d(x, y)$), la densité de charges mobiles dans la région conductrice du canal en un point (x, y, z) pour un transistor à canal **n** est donnée par $-\rho(x, y)$ [5].

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

$$\sigma(x, y, z) = \sigma(x, y) = \rho(x, y).\mu(E_x) \quad (\text{III-21})$$

$$J_x = \rho(x, y)\mu(E_x).E_x \quad (\text{III-22})$$

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

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

$$I_d = -\int_s J_x ds = -\int_0^z \int_h^a J_x dz dy = -Z\mu(E_x).E_x(x) \int_h^a \rho(x, y) dy \quad (\text{III-23})$$

$$I_d = -z\mu(E_x).E_x [Q(a) - Q(h)] \quad (\text{III-24})$$

$$I_d \cdot dx = \frac{qZ}{\epsilon} \mu(E_x) h(x) N_d(h) [Q(a) - Q(h)] \frac{dh(x)}{dx} \quad (III-25)$$

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

$$I_d = \frac{q \cdot Z}{\epsilon \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} \mu(E_x) h(x) N_d(h) [Q(a) - Q(h)] dh(x) \quad (III-26)$$

III-3 : COURANT DE SATURATION ET TENSION DE SATURATION

III-3-1 : Saturation par pincement du canal pour des grilles longues

Le pincement apparaît en tout premier lieu au niveau du drain pour la tension

$$V_{dsat} = V(L, a) = V_p + V_g - V_{bi} \quad (III-27)$$

Le courant I_d , atteint sa valeur de saturation avec :

$$I_{dsat} = \frac{q \cdot Z}{\epsilon \cdot L} \int_{h_s}^a \mu(E_x) h(x) N_d(h) [Q(a) - Q(h)] dh(x) \quad (III-28)$$

III-3-2 : Saturation pour des grilles microniques

Cette saturation est dite quasi statique, la longueur du canal L est environ 1 μ m.

La vitesse des électrons atteint sa limite V_{sat} au niveau du drain lorsque le champ est à sa valeur critique E_c . Le courant est donné par :

$$I_{dsat} = Z \cdot \mu(E_c) \cdot E_c \int_{h_d}^a q \cdot N_d(x, y) dy \quad (III-28)$$

Dans le cas général d'un profil de dopage non uniforme, les calculs précédents ne peuvent déboucher sur des expressions analytiques simples. On doit faire appel au calcul numérique sur ordinateur pour extraire les paramètres du schéma équivalent. L'hypothèse d'un dopage uniforme permet de simplifier les calculs.

ENT DOPE

le zone de charge d'espace vide de porteurs ,on a

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

Les expressions précédentes se calculent aisément :

IV-1 : POTENTIEL ET CHAMPS ELECTRIQUES

On remplaçant $N_d(x, y)$ par N_d dans les expressions (III-9), (III-17), (III-19) on obtient :

$$E_y(x) = \frac{q \cdot N_d}{\epsilon} (y - h(x)) \quad (III-30)$$

$$V(x) = \frac{q N_d}{2\epsilon} h^2(x) + V_g - V_{bi} \quad (III-31)$$

$$E_x(x) = -\frac{q \cdot N_d}{\epsilon} h(x) \cdot \frac{dh(x)}{dx} \quad (III-32)$$

IV-2 : COURANT DE DRAIN DANS LE CANAL

On supposant une mobilité constante μ_n , l'expression (III-26) de I_d donne :

$$I_d = \frac{q^2 \cdot Z \cdot \mu_n \cdot N_d^2}{\epsilon \cdot L} \int_{h_s}^{h_d} h(x) \cdot (a - h(x)) dh(x) \quad (III-33)$$

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

$$I_d = \frac{(q \cdot N_d)^2 \cdot Z \cdot \mu_n}{\epsilon \cdot L} \left[\frac{a}{2} (h_d^2 - h_s^2) - \frac{1}{3} (h_d^3 - h_s^3) \right] \quad (III-34)$$

h_s et h_d sont données par l'expression II-16 :

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

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

En définissant le courant de pincement par :

$$I_p = \frac{(q N_d)^2 Z \mu_n a^3}{2\epsilon L} \quad (III-35)$$

$$V_p = \frac{q \cdot V_d}{2\epsilon} a^2 \quad (\text{III-36})$$

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

$$I_d(V_d, V_g) = I_p \left[\frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-37})$$

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

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

Dans ce qui suit, nous allons à partir de l'équation (III-37), déterminer les équations correspondantes aux deux régimes :

✓ **Régime linéaire**

La tension de drain dans ce régime obéit à la condition suivante : $V_d \ll V_{bi} - V_g$

Un développement limité permet la linéarisation de l'expression (III-37), soit :

$$I_d(V_d, V_g) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_g}{V_p}} \right\} \cdot V_d \quad (\text{III-38})$$

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

✓ **Régime de saturation**

Le courant dans ce cas peut être évalué à partir de l'équation (III-37), en évaluant le courant de drain au point de pincement, soit en posant :

$$V_d = V_{dsat} = V_p - V_{bi} + V_g \quad (\text{III-39})$$

$$I_{dsat} = I_p \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-40})$$

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

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

La transconductance est donnée par :

$$g_m = \frac{\partial I_d}{\partial V_g} \quad / \quad V_d = \text{constante} \quad (III-41)$$

Dans la région linéaire, g_m est obtenue à partir de l'équation (III-38) :

$$g_m = \frac{Z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[(V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (III-42)$$

Dans la région de saturation une dérivation de l'équation (III-40) :

$$g_{m_s} = \frac{Z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[(V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g)^{1/2} \right] \quad (III-43)$$

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

Son expression est donnée par :

$$g_d = \frac{\partial I_d}{\partial V_d} \quad \text{à } V_g = \text{constante} \quad (III-44)$$

De l'équation (III-37) on trouve l'équation de la conductance dans la région linéaire :

$$g_d = \frac{Z\mu_n}{L} (2\epsilon q N_d)^{1/2} \left[(V_p)^{1/2} - (V_{bi} - V_g + V_d)^{1/2} \right] \quad (III-45)$$

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

$$g_d = 0 \quad (III-46)$$

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

Les caractéristiques que nous avons présentées sont celles des grandeurs internes ou intrinsèques (I_d, V_d, V_g). Pour obtenir les caractéristiques externes ou extrinsèques du composant (I_{ds}, V_{ds}, V_{gs}) il suffit de prendre en considération l'effet des résistances parasites d'accès de source R_s et de drain R_d , (figure III ó 2).

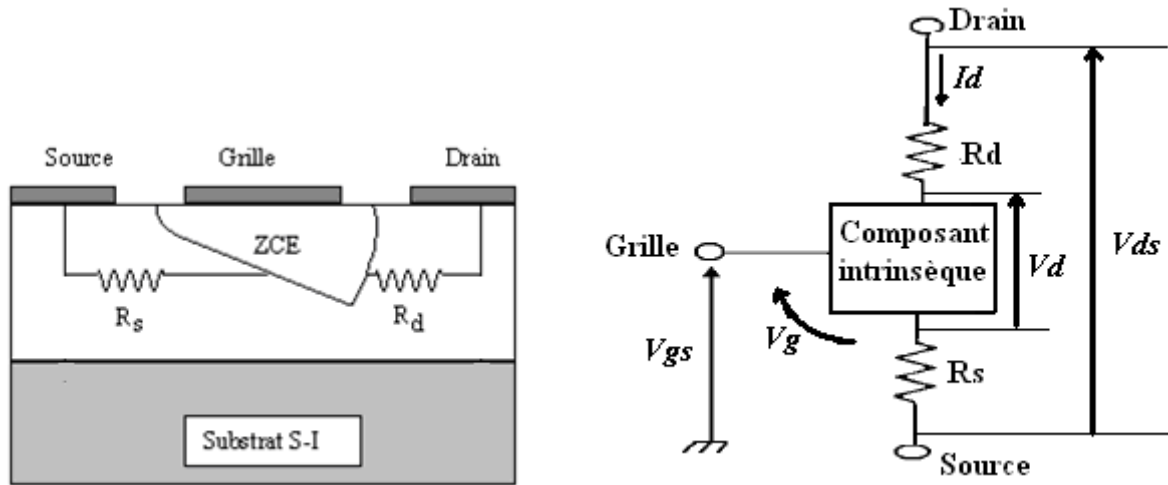


Figure III ó 2 : Résistances parasites dans le MESFET GaAs.

Les résistances de source R_s et de drain R_d traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques situées entre les électrodes externes de source ou de drain et la zone active du canal.

$$\begin{cases} I_{ds} = I_d \\ V_g = V_{gs} - R_s I_d \\ V_d = V_{ds} - (R_s + R_d) I_d \end{cases} \quad \text{(III-47)}$$

En introduisant ces expressions dans les relations approchées donnant I_d et en supposant que les chutes de tension dans les zones d'accès sont faibles devant les tensions de commande on obtient facilement [12] les expressions donnant le courant de drain en fonction des tensions extérieures V_{ds} et V_{gs} ,

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad \text{(III-48)}$$

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{1 - \frac{R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \left\{ V_{ds} - (R_s + R_d) I_{ds} \right\} \quad (\text{III-49})$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-50})$$

V-2 : EFFET DE LA LOI DE MOBILITE

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

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

$$v(E) = \mu_0 E \quad (\text{III-51})$$

Lorsque le champ électrique est élevé, le transfert intervallés 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 champs électrique et plusieurs expressions analytiques approchées ont été proposées pour cette fonction .

Notre choix s'est porté sur les Lois suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_1(E) = \mu_1(E)E = \frac{\mu_n E}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \quad [\text{I}] \end{array} \right. \quad (\text{III-52})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_2(E) = \mu_2(E)E = \frac{\mu_n E + v_s \left(\frac{E}{E_c}\right)^4}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad [\text{II}] \end{array} \right. \quad (\text{III-53})$$

$$\mu_1(E) = \frac{\mu_n}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)} \quad [1] \quad (III-54)$$

$$\mu_2(E) = \frac{\mu_n + v_s \left(\frac{E^3}{E_c^4}\right)}{1 + \left(\frac{E}{E_c}\right)^4} \quad [11] \quad (III-55)$$

$E_c = v_s / \mu_n$ où μ_n est la mobilité des électrons à faibles champs électrique, et v_s leur vitesse de saturation.

En portant successivement ces deux Lois dans les équations (III-37), (III-38), (III-40) on obtient:

Première Loi :

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p A \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-56)$$

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds} \} \quad (III-57)$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p A \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (III-58)$$

Avec :

$$A = \frac{\mu_1(E)}{\mu_n} = \frac{1}{1 + \frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_d}{L.E_c}}$$

L'équation générale :

$$I_{ds}(V_{ds}, V_{gs}) = I_p B \left[\frac{V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{ds} + V_{bi} - V_{gs} - R_d I_{ds}}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-59})$$

Régime linéaire :

$$I_{ds}(V_{sd}, V_{gs}) = \frac{I_p}{V_p} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{V_{bi} - v_{gs} + R_s I_{ds}}{V_p}} \right\} \{ V_{ds} - (R_s + R_d)I_{ds} \} \quad (\text{III-60})$$

Régime saturé :

$$I_{dsat} = I_p B \left[\frac{1}{3} - \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right) + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_{gs} + R_s I_d}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-61})$$

Avec :

$$B = \frac{\mu_2(E)}{\mu_n} = \frac{1 + \frac{v_s}{\mu_n} \left(\frac{(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)^3}{L^3 \cdot E_c^4} \right)}{1 + \left(\frac{(V_{ds} - (R_s + R_d)I_d)}{LE_c} \right)^4}$$

V-3 : EFFET DES TENSIONS DE BORDS

Pour calculer la tension sous la grille, la zone de charge d'espace est divisée en deux régions principales comme il montre dans la figure III - 3:

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

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

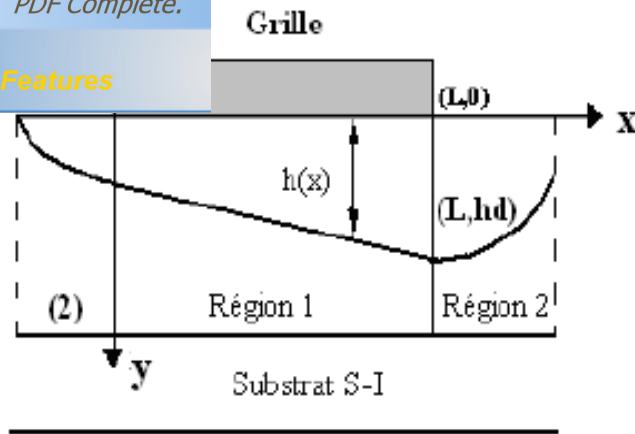


Figure III – 3: Les différentes régions de déplétion.

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

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

$$V_c(x, y) = V(x, y) + V_l(x, y) \quad \text{(III-62)}$$

Où : $V(x, y)$ est la tension dans le canal (**région 1**) définie précédemment équation (III-17)

$$V(x, y) = \frac{q}{\epsilon} \int_0^{h(x)} y N d(y) dy + V_g - V_{bi}$$

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

$$V_l(x, y) = \left[A_1^s \frac{\text{Sinh}(k_1(L-x))}{\text{Sinh}(k_1L)} + A_1^d \frac{\text{Sinh}(k_1x)}{\text{Sinh}(k_1L)} \right] \text{Sin}(k_1y) \quad \text{(III-63)}$$

$$\text{Avec : } A_1^s = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(0, y) - V_q(0, y)] \text{Sin}(k_1y) dy \quad \text{(III-64)}$$

$$\text{Et : } A_1^d = \frac{2}{a} \int_0^a [V_c(L, y) - V_q(L, y)] \text{Sin}(k_1y) dy \quad \text{(III-65)}$$

A_1^s et A_1^d Sont des coefficients de Fourier pour la tension supplémentaire de grille côtés source et drain respectivement.

$$\text{Et : } k_1 = \frac{\pi}{2a}$$

tion totale devient :

$$V_c(x, y) = \int_0^{h(x)} \frac{qN_d(x, y)}{\epsilon} y dy + V_l(x, y) - V_{bi} + v_g \quad (\text{III-66})$$

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

$$\begin{cases} V_d \rightarrow V_d + V_{ld} \\ V_g \rightarrow V_g + V_{ls} \end{cases}$$

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

$$V_{ls} = V_l(0, h_s) = A_1^s \text{Sin}\left(\frac{h_s \pi}{2a}\right) \quad (\text{III-67})$$

$$V_{ld} = V_l(L, h_d) = A_1^d \text{Sin}\left(\frac{h_d \pi}{2a}\right) \quad (\text{III-68})$$

Les expressions des coefficients A_1^s et A_1^d sont très complexes, Elles sont liées essentiellement aux tensions de polarisations V_d et V_g , et aux tensions V_{bi} et V_p .

$$A_1^s = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right]$$

$$A_1^d = V_p \left[a_1 + b_1 \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g - V_l}{V_p} - c_1 \right)^{1/2} \right]$$

Pour un dopage uniforme les coefficients a_1 , b_1 , c_1 et V_l sont constants.

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

Donc :

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

charge d'espace de la grille (effet de bord) conduit à un allongement du canal. comme le montre la figure III -4: Le canal est divisé en trois régions selon la valeur du champ électrique.

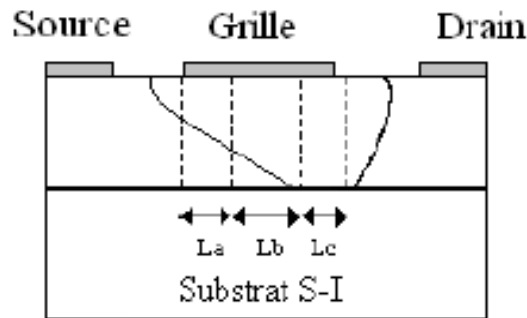


Figure III -4 : Répartition de la zone active selon la variation du champ électrique.

Les caractéristiques $I_d(V_d, V_g)$ du transistor **MESFET GaAs** correspondant à des régimes de fonctionnement différents, sont régies par les équations suivantes:

a) 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_n .

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

$$I_d(V_d, V_g) = I_{pl} \left[\frac{V_d}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad \text{(III-69)}$$

où : $I_{pl} = \frac{(qN_d)^2 Z \mu_n a^3}{2\epsilon L_a}$

b) Régime de pincement :

Quand la tension de drain augmente, le champ électrique dans le canal augmente au delà de E_0 . Le canal sous la grille présente alors deux régions : L'une de longueur « L_a » dans laquelle le champ est inférieur à E_0 et la mobilité des électrons est constante donnée par $\mu = \mu_n$. L'autre de longueur « L_b » ($L = L_a + L_b$) dans laquelle le champ est supérieur au champ E_0 mais inférieur au champ E_m , et la mobilité des électrons est donnée par l'expression:

$$\mu = \frac{\mu_n}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_s} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad [5] \quad \text{(III-70)}$$

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

E_m : le champ de seuil, correspondant au maximum du régime de survitesse.

E_s : le champ critique pour lequel la vitesse en régime linéaire est égal à la vitesse de saturation.

1^{ère} Région :

Pour $E < E_0$ et $0 < x < L_a$

$$\text{On a } L_a = I_{pl} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-71})$$

2^{ème} Région :

Pour $E_0 < E < E_m$ et $L_a < x < L$

$$\text{On a } L_b = I_{ps} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-72})$$

$$\text{Où : } I_{ps} = \frac{I_p}{\left[1 + \left(\frac{E - E_0}{E_s} \right)^2 \right]^{1/2}}$$

c) Régime de saturation :

Dans ce cas le canal sous la grille est divisé en trois régions L_a , L_b et L_c où :

$$L = L_a + L_b + L_c$$

1^{ère} Région :

Pour $E < E_0$ et $0 < x < L_a$

$$L_a = I_{pl} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-73})$$

Pour $E_0 < E < E_m$ et $L_a < x < L_a + L_b$

$$L_b = I_{ps} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_{dm} - V_{da}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dm} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{da} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-74})$$

3^{ème} Région :

Pour $E > E_m$ et $L_a + L_b < x < L$

$$L_c = I_{ps} \cdot \frac{L}{I_d} \left[\frac{V_d - V_{dm}}{V_p} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_d + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{2}{3} \left(\frac{V_{dm} + V_{bi} - V_g}{V_p} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \quad (\text{III-75})$$

Où : V_{da} et V_{dm} sont les tensions maximales des régimes linéaire et de pincement successivement.

La figure III - 5 donne l'évolution de la longueur effective L du canal avec la différence de potentiel grille-source pour différentes longueurs de grille L_g . On peut noter l'importance croissante de l'effet de bord à mesure que L_g est réduite.

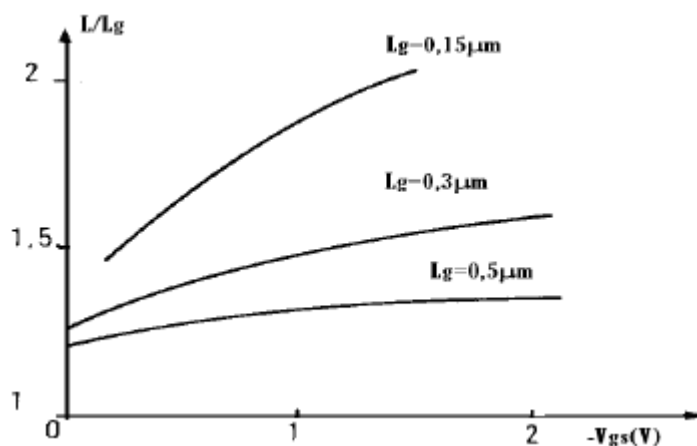


Figure III -5 : Longueur effective L du canal en fonction de la tension de polarisation grille V_g pour différentes longueurs de grille L_g .

La tension drain-source est $2V$.

La température de fonctionnement d'un transistor de puissance RF ou miro-ondes est un paramètre très important qui affecte aussi bien les performances, les limites de fonctionnement ou la durée de vie du composant.

En effet, une augmentation de la température de jonction entraîne une décroissance de la mobilité des électrons et par conséquent une diminution du courant de drain I_{DS} . L'équation (III.76) donne la loi de variation classique de la mobilité des électrons en fonction de la température pour l'Arséniure de Gallium.

$$\mu_{[T]} = \mu_{[T_0]} \cdot \left(\frac{T_0}{T} \right)^s \quad [15] \quad (III-76)$$

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

La vitesse de saturation varie avec la température comme :

$$v_s = \frac{2.410^5}{1 + \exp(T/600)} \text{ m/s} \quad (III-77)$$

Selon **Conger** la dépendance de la tension de seuil peut être approximativement donnée par :

$$V_{th} = V_{th}(300^\circ K) - \alpha_{vT} T \quad (III-78)$$

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

Résistance thermique

La largeur de la bande interdite du GaAs comparée à celle du Silicium fait du GaAs le plus utilisé dans une large gamme de température (de -50° à 125°) et le plus important pour les circuits digitaux. Notre modèle a pris en considération la différence entre la température du composant et la température ambiante sur les paramètres du composant.

qui permet assez simplement de calculer la température de jonction. Cette connaissance de température ambiante, des niveaux de polarisation et de la puissance RF.

$$R_{th} = \frac{T_j - T_a}{P} \quad [16] \quad (III-79)$$

Cette relation est connue sous le nom de loi d'Ohm thermique.

R_{th} est la résistance thermique jonction-ambiante.

T_j est la température de jonction.

T_a est la température ambiante.

P est la puissance dissipée dans la jonction.

Wachutka [17] a développé une théorie thermodynamique rigoureuse sur les propriétés thermiques dans les composants à semi-conducteur. Dans le cas des MESFETs la figure III-6 montre une estimation approximative de la répartition de la chaleur dans un MESFET de $L = 0.5 \mu m$, $I_d = 216 \text{ mA/mm}$ et $V_{ds} = 4 \text{ V}$. On remarque que le chauffage est généré sur une distance plus petite que la longueur de grille du côté du drain et il n'y a presque pas de dissipation de puissance sous les contacts de source et de drain.

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

Variation non significative de R_{TH} en fonction de la longueur de grille L ; exemple $R_{TH} = 55,48,38^\circ C / W / mm$ pour $L = 0.2, 0.5, \text{ et } 2 \mu m$ respectivement pour un doigt de grille (petit transistor), R_{TH} augmente légèrement en fonction de la longueur de grille Z , exemple $R_{TH} = 44 \text{ et } 64^\circ C / W / mm$ pour $Z = 50 \mu m$ et 1 mm respectivement. L'influence de l'épaisseur du substrat sur R_{TH} devient significative au fur et à mesure que l'on augmente le nombre de doigts.

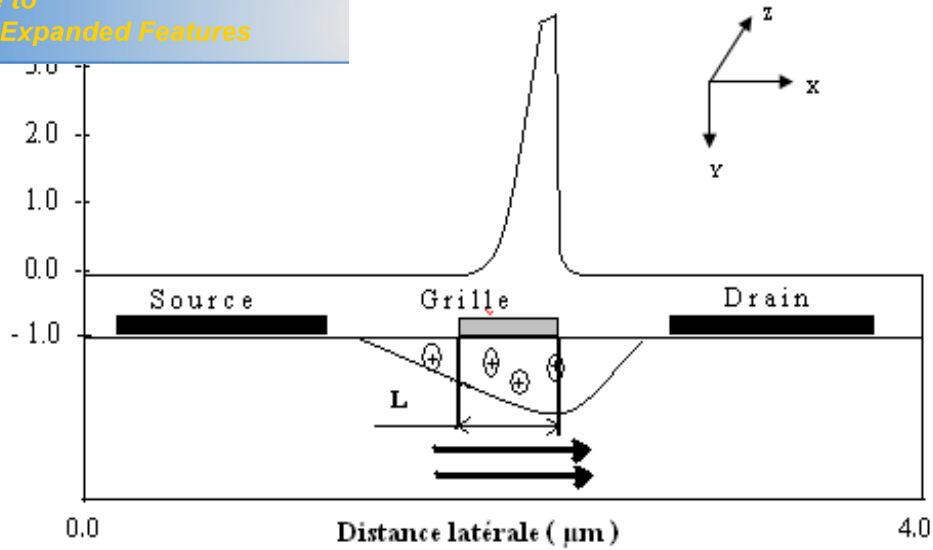


Figure III-6 Puissance dissipée selon la distance latérale dans un MESFET

VII-CONCLUSION

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

I- SIMULATION

Le logiciel de simulation est réalisé en langage **Matlab version 7** , à partir des expressions établies dans le 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 dans les différents régimes de fonctionnement.
- La vitesse et la mobilité des électrons en fonction du champ électrique.
- La conductance et la transconductance.
- L'effet des résistances parasites sur les caractéristiques I-V.
- L'effet des tensions V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V.
- 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- CARACTERISTIQUES DE COURANT DE DRAIN : I-V

Le calcul numérique du courant de drain en fonction des tensions de polarisations fait appel aux expressions (III-35), (III-36), (III-37), (III-38), (III-39) et (III-40) établies précédemment. L'algorithme de calcul est schématisé sur la figure (IV-1).

Introduction des paramètres

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

Introduction des paramètres $a, Z, L, N_d, \epsilon_0, \epsilon_{GaAs}, \mu_n, V_{bi}, V_s, R_s, R_d, a_1, b_1, c_1, V_l/V_p, V_g, V_d, i_{max}, j_{max}$

Introduction des expressions de V_p et I_p

$j=1$

$V_g = V_g(j)$

Introduction des expressions de V_{dsat}

$i=1$

$V_d = V_d(i)$

Calcul des expressions des tensions latérales V_l et V_{ld}

Calcul des lois de mobilité et de vitesse

Calcul de l'expression générale de I-V

OUI

NON

$V_d \leq V_{dsat}$

Calcul de l'expression I-V
En régime linéaire

Calcul de l'expression I-V
En régime saturé

$V_{ds} = V_d + (R_s + R_d)I_d$
 $I_{ds} = I_d$

$V_{ds} = V_d + (R_s + R_d)I_d$
 $I_{ds} = I_d$

Ecrire V_{gs}, V_{ds}, I_{ds}

Ecrire V_{gs}, V_{ds}, I_{ds}

$i = i + 1$

OUI $i \leq i_{max}$

NON

$j = j + 1$

NON

$j \leq j_{max}$

OUI

FIN

Figure IV-1: Organigramme de calcul des caractéristiques I-V.

, nous avons présenté dans le cas du transistor GAT1 les caractéristiques de courant de drain en fonction de la tension de drain pour une mobilité constante (expression (III-37)) ainsi que dans le cas de la mobilité variable avec le champs électrique (expressions (III-56) et (III-59)).

Le tableau suivant regroupe les paramètres du transistor utilisé.

Transistor GAT1	L (μm)	a (μm)	Z (μm)	V _{bi} (V)	N _d (m ⁻³)	μ _n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	V _s (ms ⁻¹)
	4	0.3	360	0.8	6.7 10 ²²	0.3740	0.97 10 ⁵

Tableau IV-1: paramètres du GAT1

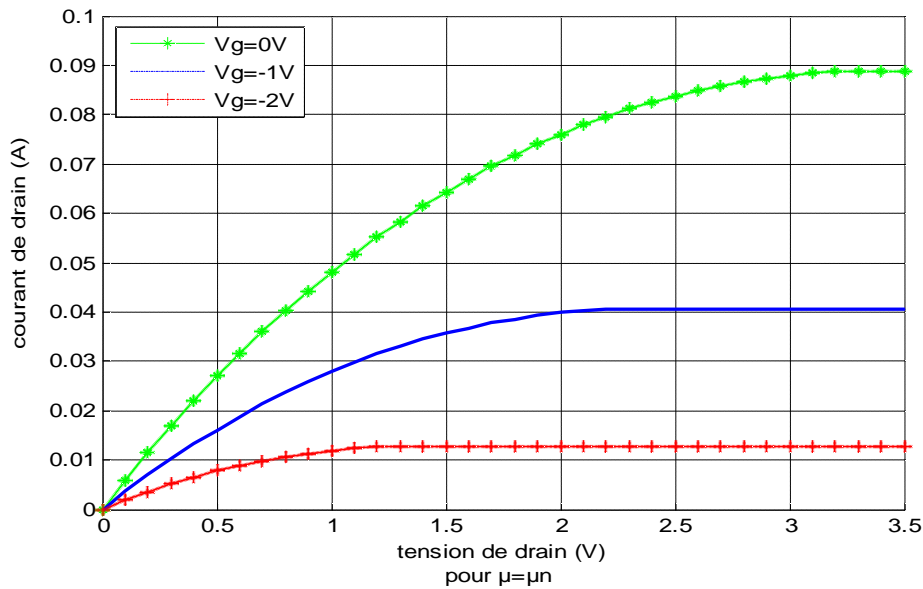


Fig IV-2 : Caractéristiques I-V à mobilité constante pour le GAT1

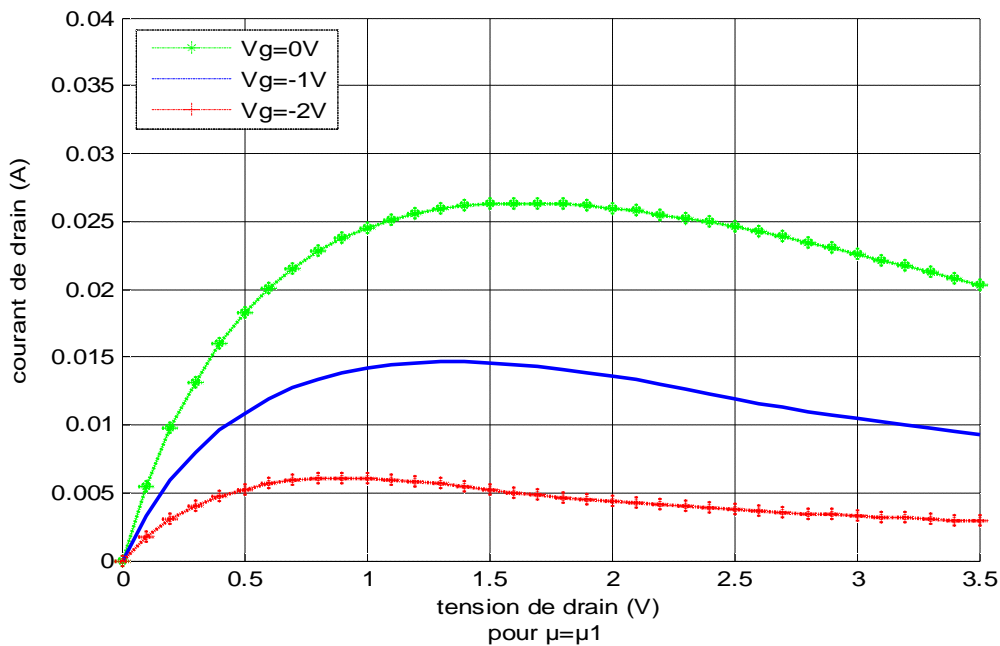


Fig IV-3 : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le GAT1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

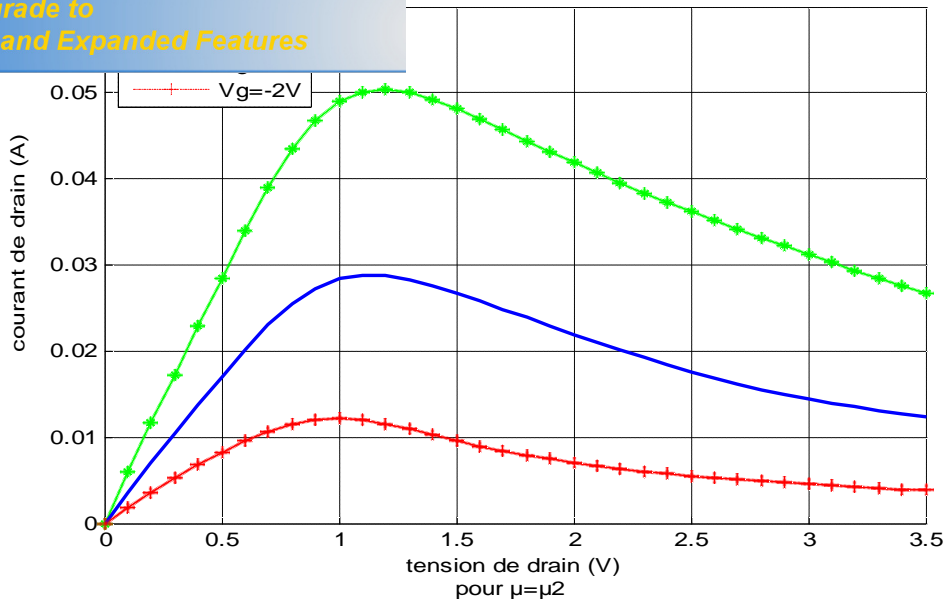


Fig IV-4 : Caractéristiques I-V à mobilité variable pour le GAT1

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

Les variations de la mobilité et de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique (E) à 300°K (expressions (III-52), (III-53), (III-54), (III-55)), sont représentées figures IV-5 et IV-6.

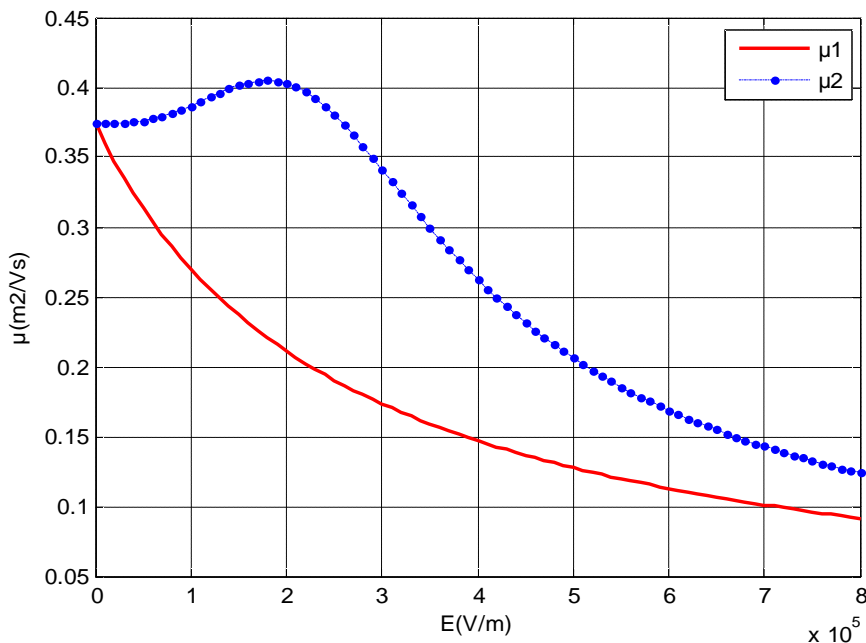


Fig IV-5 : Variation de la mobilité des électrons en fonction du champs électrique pour le GAT1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

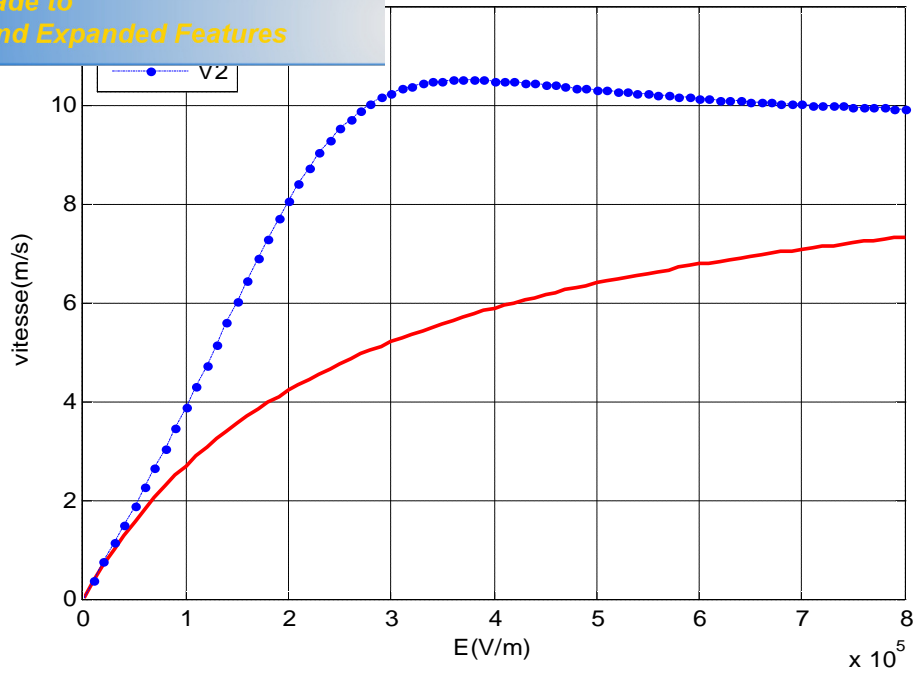


Fig IV-6 : Variation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour le GAT1

Afin de valider ces résultats théoriques, nous avons comparé la caractéristique $I-V$ pour les trois expressions de mobilité (μ_n , μ_1 , μ_2) avec les mesures expérimentales [18] du même transistor, aux tensions de grille suivantes: $V_g=0V$ (figure IV-7) et $V_g=-1V$ (figure IV-8).

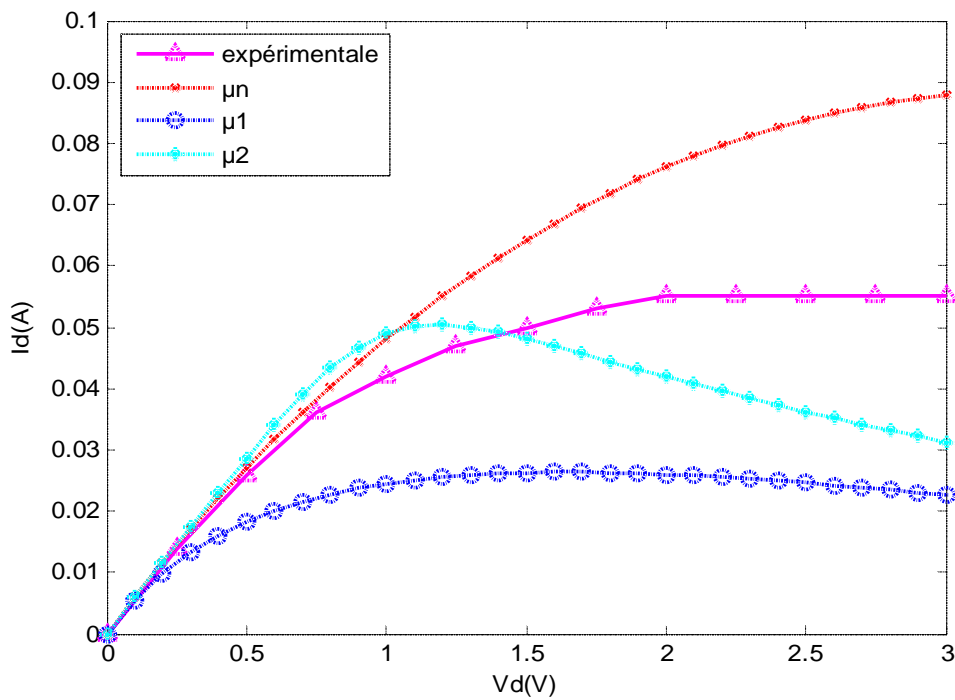


Fig IV-7 : Comparaison théorie-expérience pour le GAT1 ($V_g=0V$)

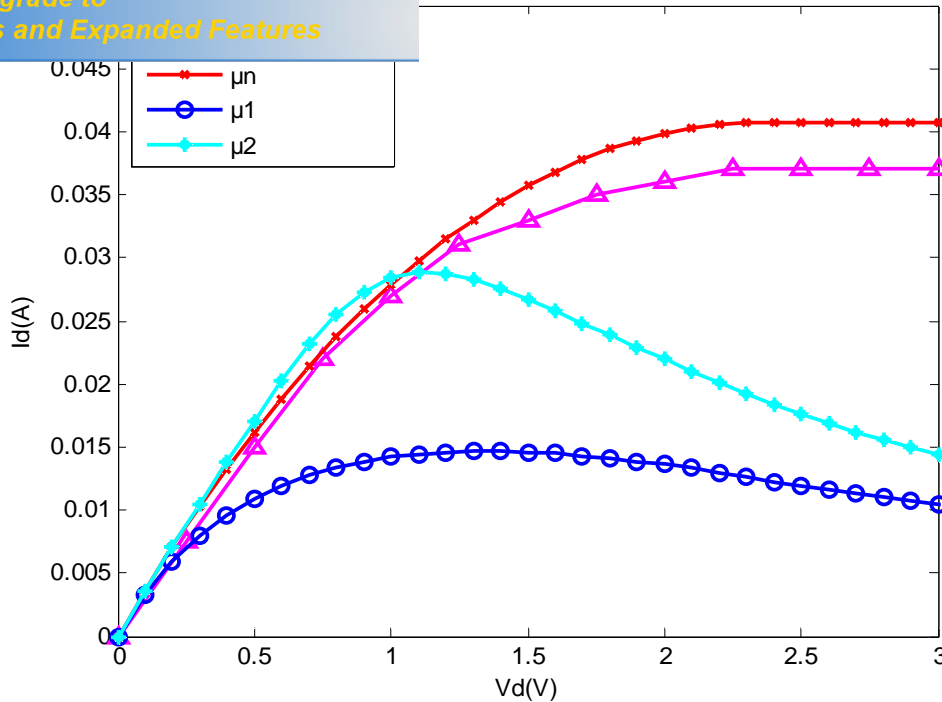


Fig IV-8 : Comparaison théorie-expérience pour le GAT1 ($V_g = -1V$)

En régime linéaire, c'est-à-dire à 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, Notamment 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 dû 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, c'est-à-dire que les valeurs des intensités 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 (IV-8) . Là encore, les valeurs obtenues restent sensiblement faibles par rapport aux valeurs expérimentales.

au calcul de l'expression du courant de drain, nous n'avons pas tenu compte du 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 devient responsable de la conduction du courant au régime de saturation et dont nous avons tenu compte ultérieurement.

III- EFFET DES RESISTANCES PARASITES SUR LES CARACTERISTIQUES I-V:

Dans le but de 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 IV-9, et dans le cas du transistor GAT1 précédent, les variations du courant de drain en fonction de la tension de drain avec et sans les résistances parasites.

On voit clairement que 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.

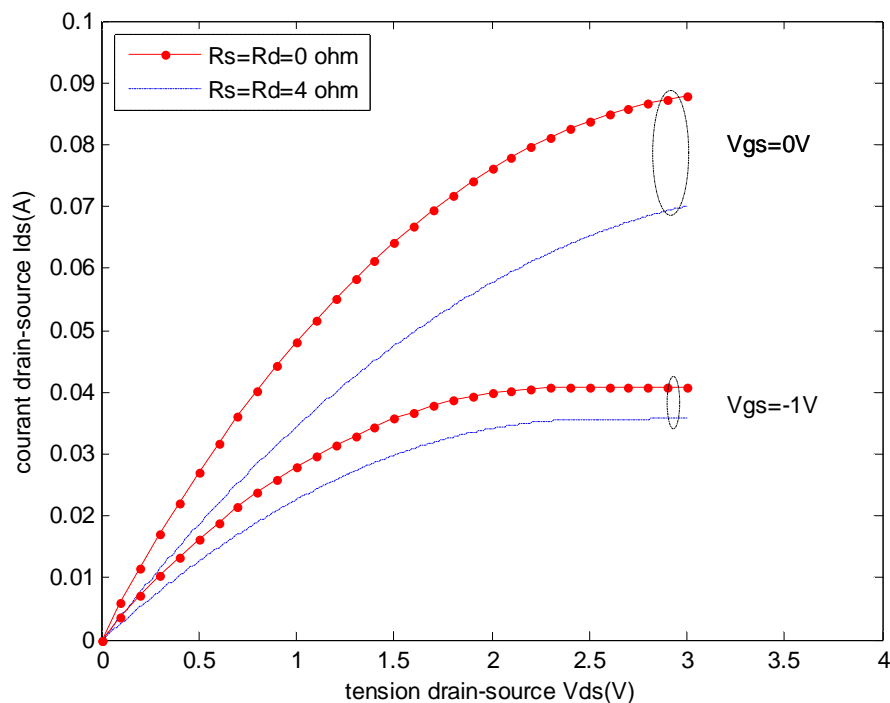


Fig IV-9 : Influence des résistances parasites sur les caractéristiques I-V pour le MESFET1

Il doit prendre en considération deux tensions existant aux bords du canal conducteur V_{ls} côté source et V_{ld} côté drain. Ces tensions malgré leurs valeurs très faibles influencent sur les caractéristiques statiques I-V du transistor..

L'étude a été effectuée sur deux transistors le MESFET N°1 et le MESFET N°2 [18] dont les paramètres sont regroupés dans le tableau suivant :

Paramètres transistor	L (µm)	a (µm)	Z (µm)	V_{bi} (V)	N_d (m ⁻³)	μ_n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)	V_s (ms ⁻¹)	V_p (V)
MESFET1	1	0.153	300	0.85	$1.17 \cdot 10^{23}$	0.4000	$3.6 \cdot 10^5$	1.93
MESFET2	0.5	0.1435	300	0.85	$1.31 \cdot 10^{23}$	0.4000	$7.3 \cdot 10^5$	1.95

Tableau IV- 2 : Les paramètres géométriques et physiques des transistors MESFET1 et MESFET2

Pour calculer les tensions V_{ld} et V_{ls} (expressions III-67 et III-68), les valeurs des paramètres a_1 , b_1 , c_1 et V_l/V_p utilisés sont regroupés dans le tableau IV - 3.

Paramètres transistor	a_1	b_1	c_1	V_l/V_p
MESFET1	-0.10	0.10	0.04	0.01
MESFET2	-0.14	0.10	0.03	0.01

Tableau IV – 3 : Les paramètres a_1 , b_1 , c_1 et V_l/V_p des transistors 1 et 2

Sur les figures IV -10 et IV-11 nous présentons l'effet de ces tensions de bord pour les deux structures que nous avons étudiées

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

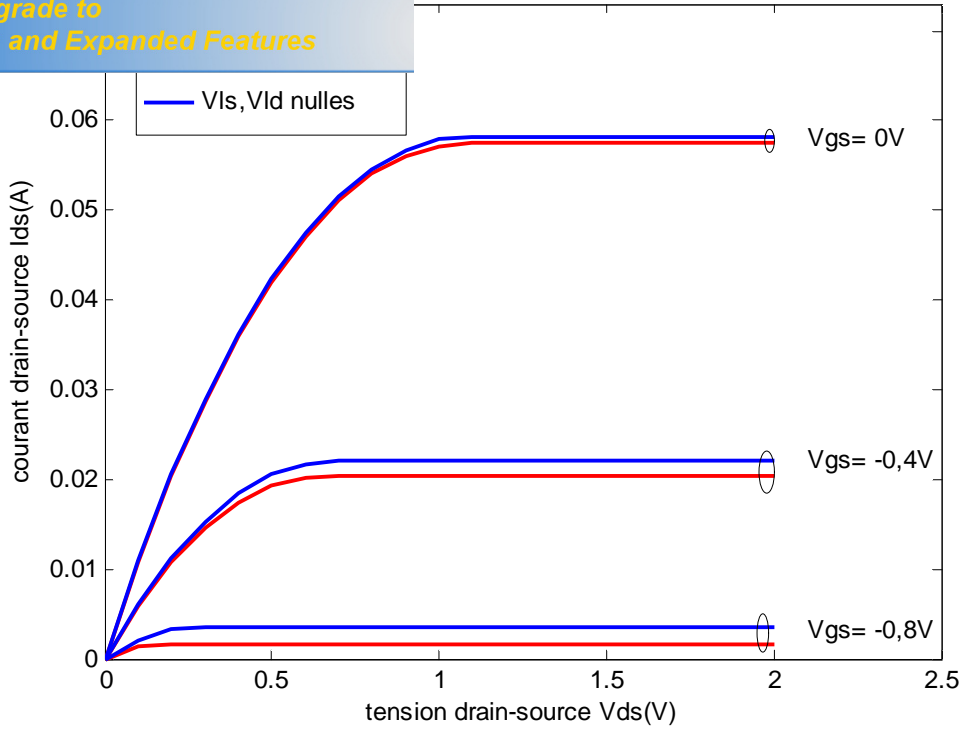


Fig IV-10: Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET1

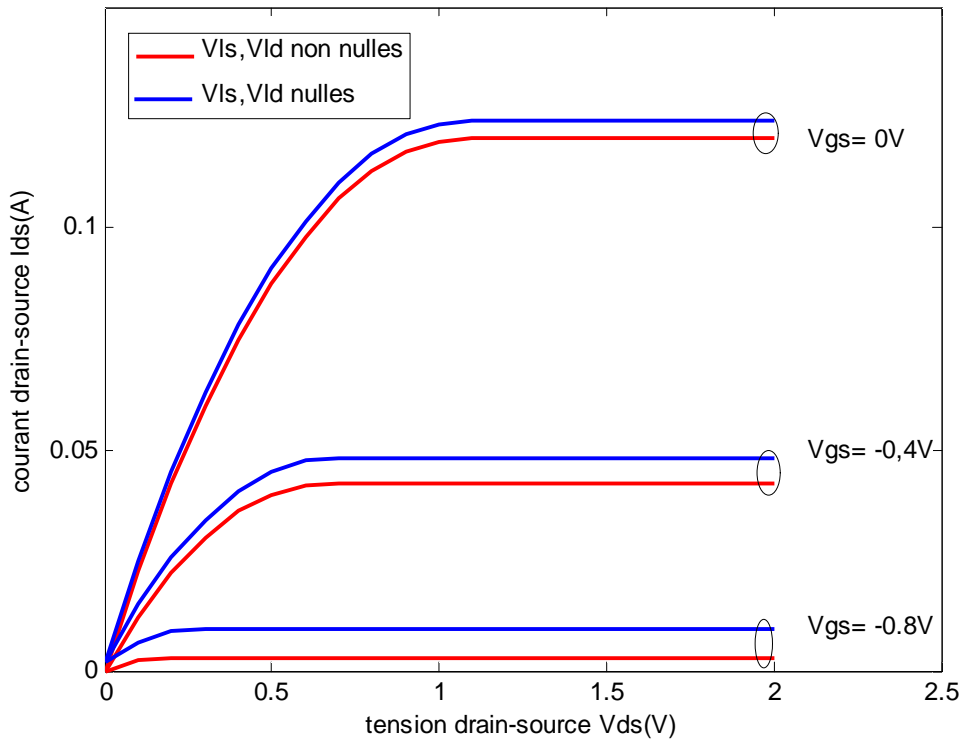


Fig IV-11: Effet des tensions de bord V_{ls} et V_{ld} sur les caractéristiques I-V du MESFET2

ible tension de polarisation de drain, nous remarquons un et celles de la simulation pour les deux transistors.

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 ne nous n'avons pas pris en considération (négligence du courant dans la zone de charge d'espace).

V- TRANSCONDUCTANCE G_m et CONDUCTANCE DE DRAIN G_d

a) Transconductance G_m :

Sur la figure (IV-12) nous avons remarqué 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 .

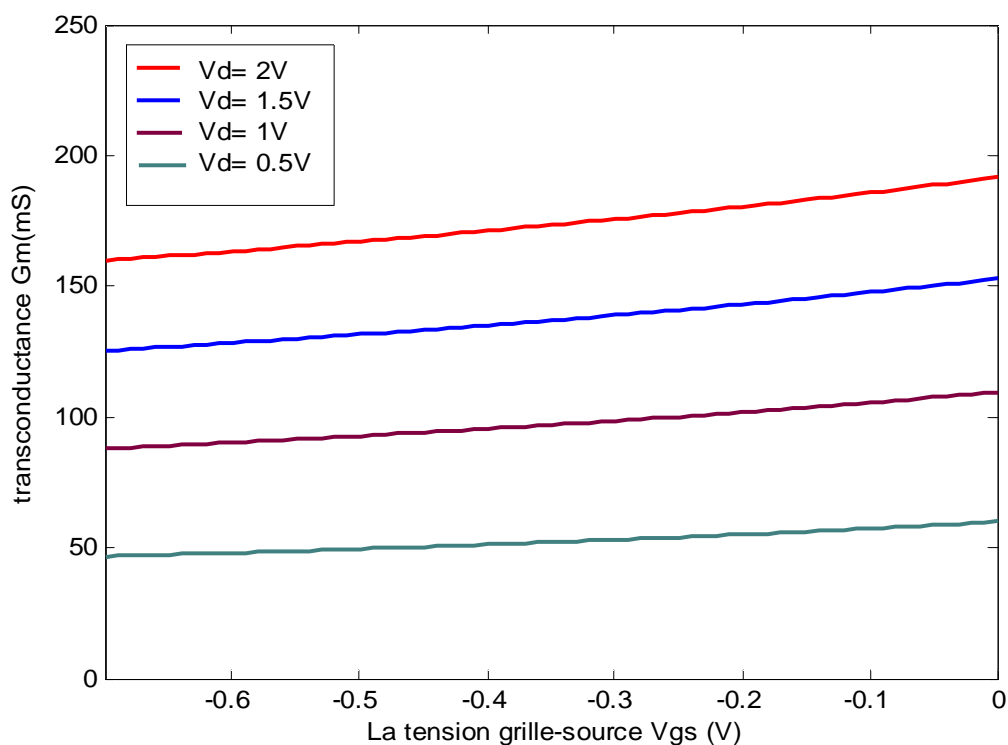


Fig IV-12 : Variation de la transconductance en fonction de la tension de grille pour le MESFET1

du canal conducteur . la variation de la conductance de drain en fonction de la tension de drain est représentée sur la figure (IV-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 .

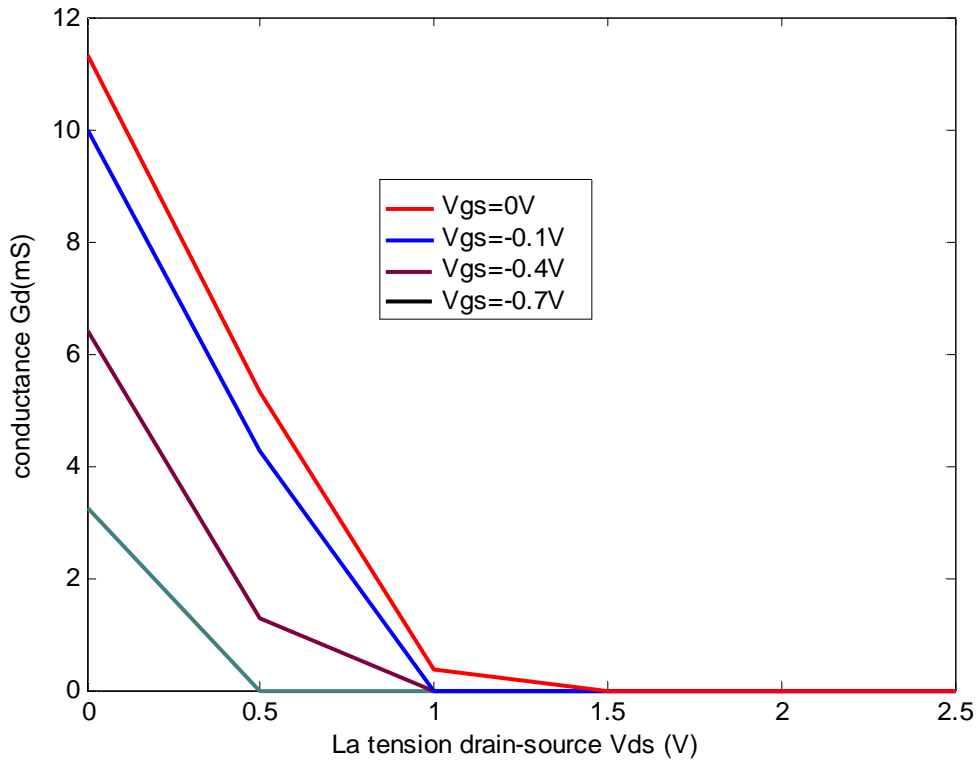


Fig IV-13 : Variation de la conductance en fonction de la tension de drain pour le MESFET1

VI- EFFETS DES PARAMETRES PHYSIQUES ET GEOMETRIQUES

Dans notre simulation numérique nous avons étudié l'influence des différents paramètres physiques et géométriques L (longueur de la grille), a (épaisseur de la couche 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 (IV-1). La figure IV-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.

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

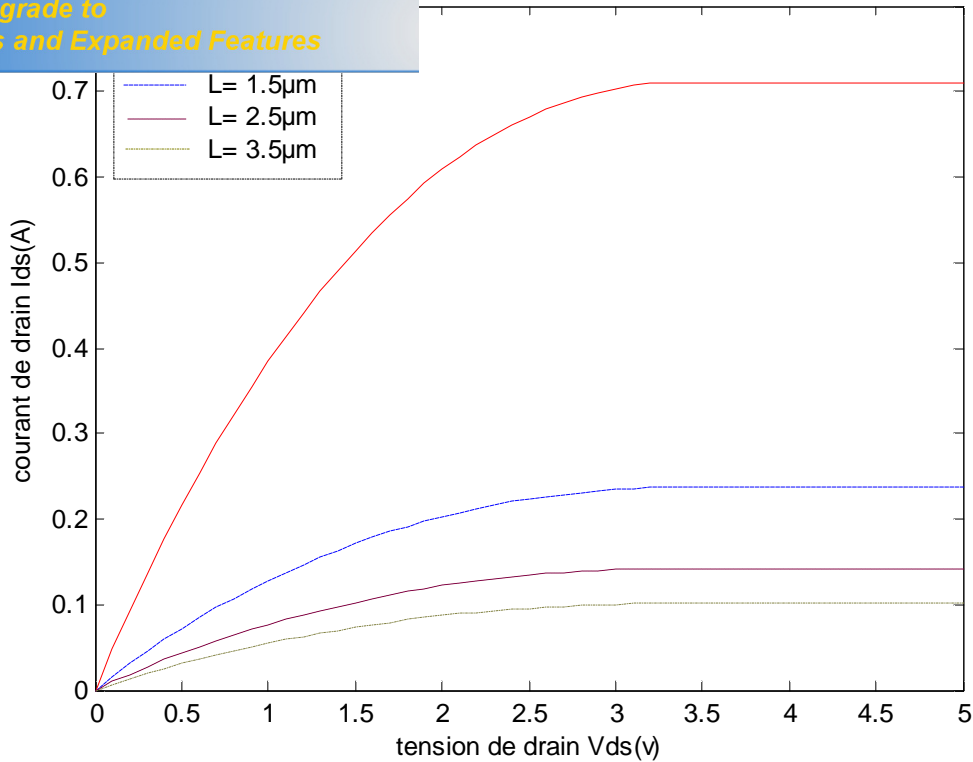


Fig IV-14 : Caractéristique I-V pour différentes valeurs de L pour le MESFET GAT1

Les figures (IV-15), (IV-16) , (IV-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 .

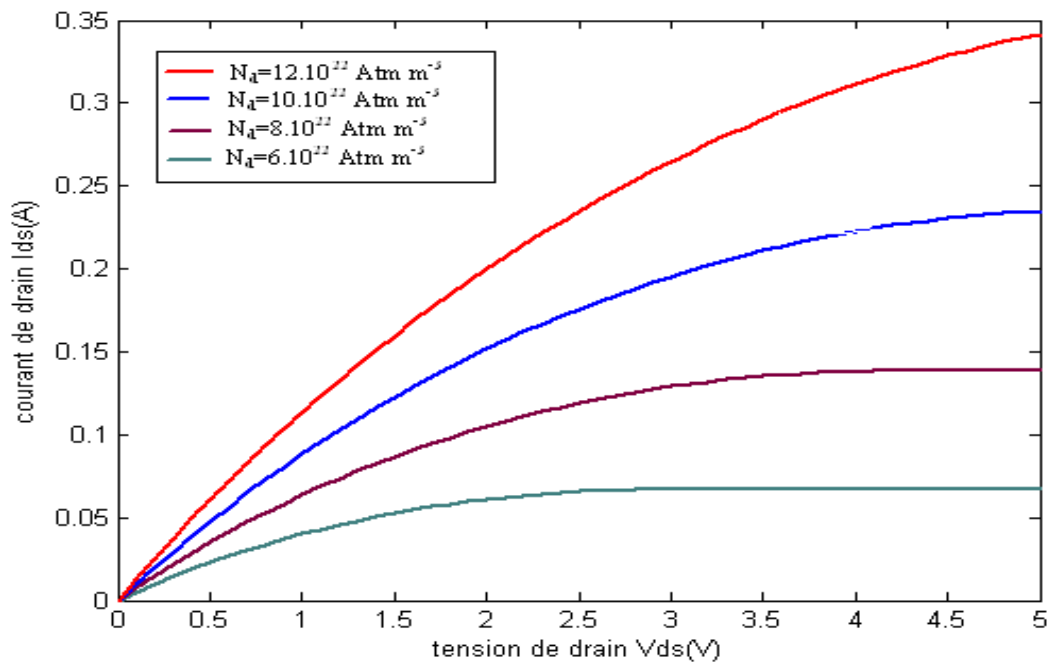


Fig IV-15: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de N_d pour le MESFET GAT1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

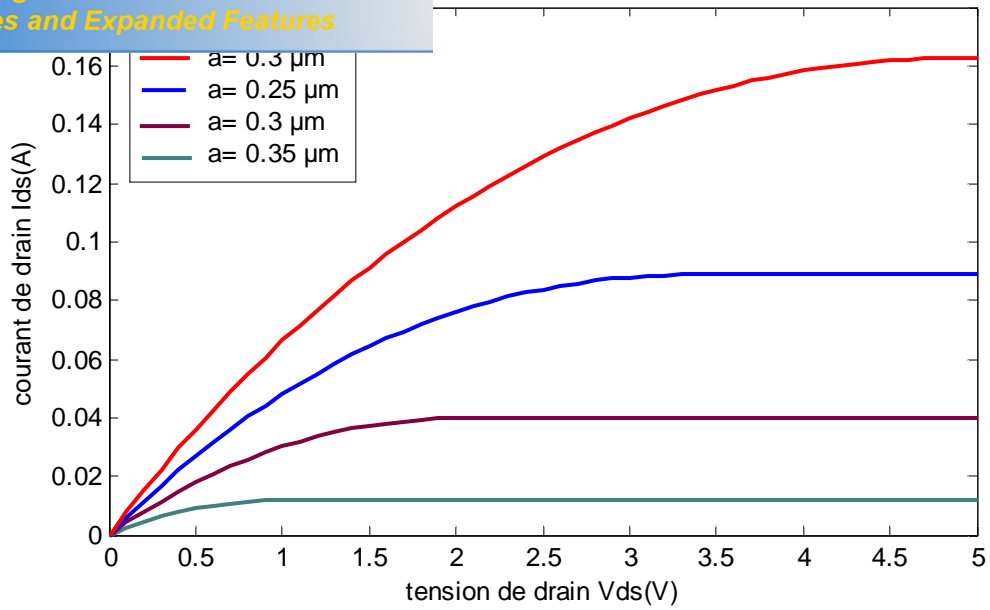


Fig IV-16: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de a pour le MESFET GAT1

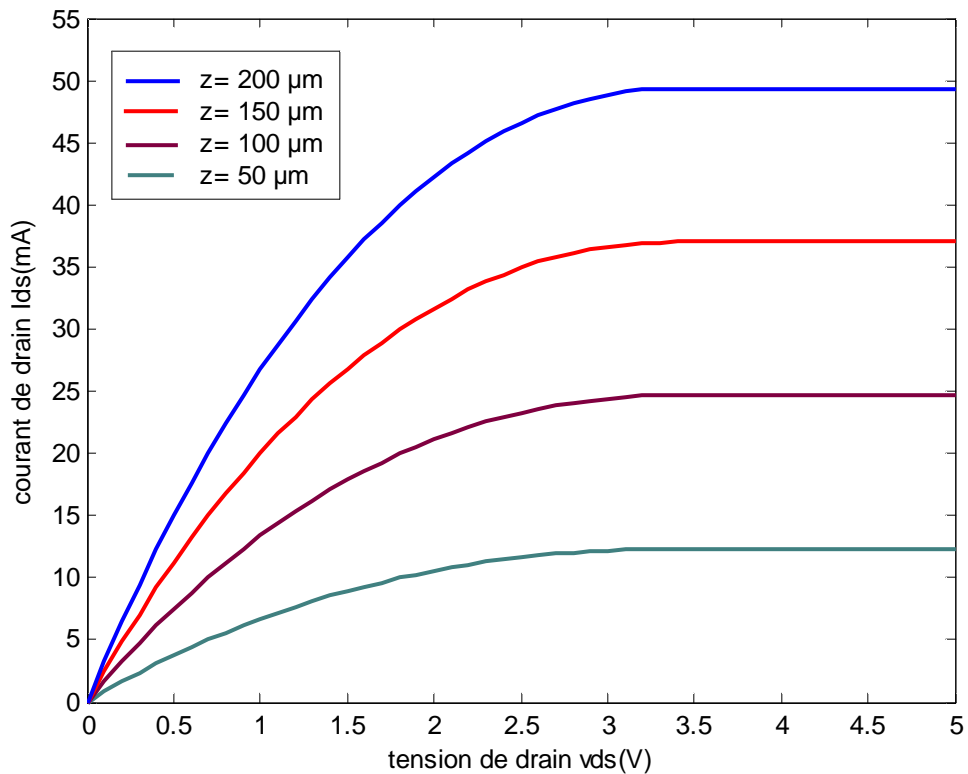


Fig IV-17: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de Z pour le MESFET GAT1

Du fait de sa structure, le MESFET permet des performances optimales, lorsqu'on le fait fonctionner à basse températures. En effet la mobilité des électrons dans les 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 et de la tension de seuil en fonction de la température (expressions (III-76), (III-77), (III-78)),

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

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

Paramètres transistor	L (µm)	a (µm)	Z (µm)	V _{bi} (v)	N _d (m ⁻³)	μ _n (m ² V ⁻¹ s ⁻¹)
MESFET	1	0.1	800	0.8	2 .10 ²³	0.2060

Tableau IV – 4 : Les paramètres des transistors MESFET.

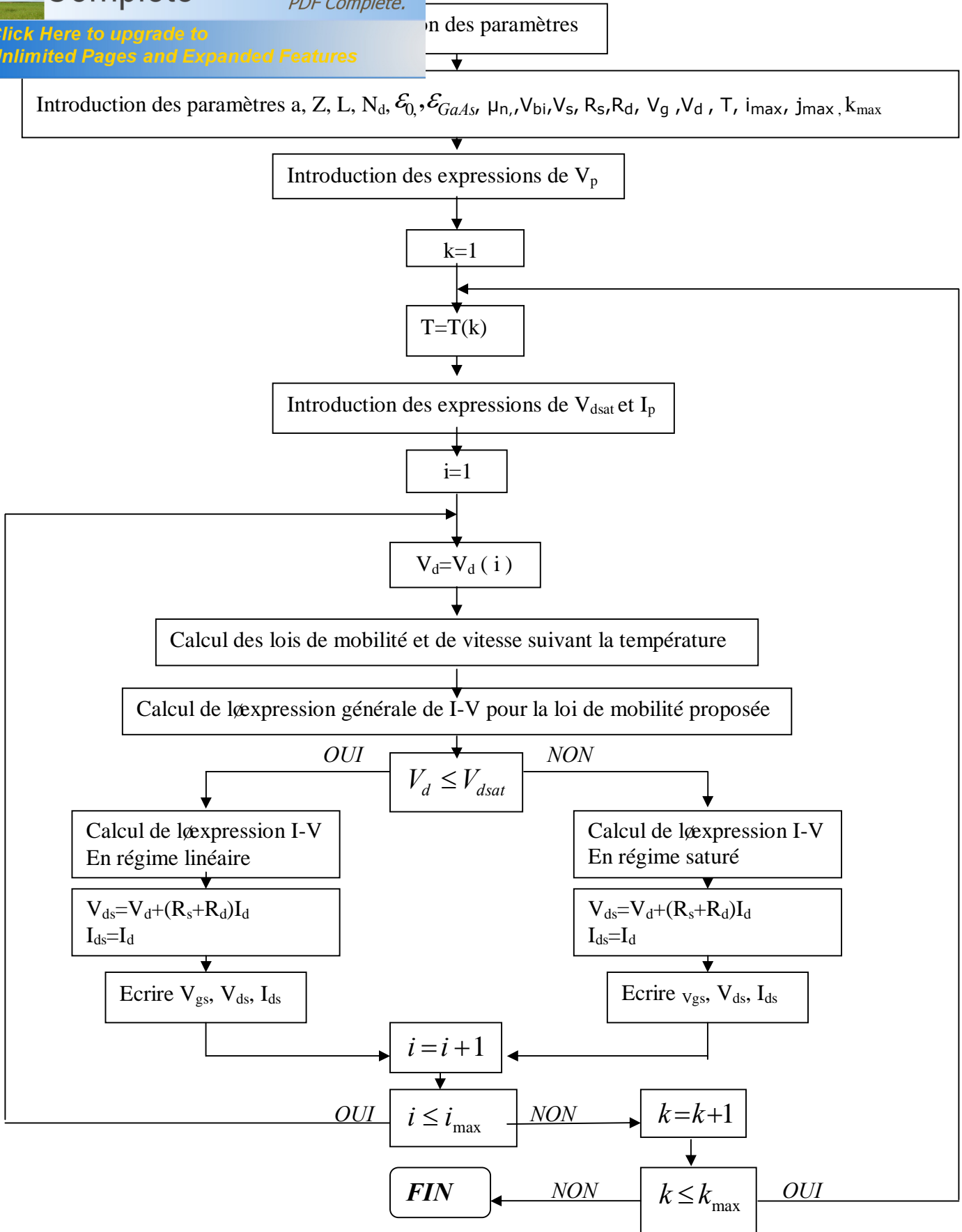


Figure IV – 18: Organigramme de calcul des caractéristiques I-V suivant différentes Températures pour $V_g=0V$.

augmenter lorsque la température diminue.

que en fonction du champ électrique (E) à 300°K et de la 19 et IV-20. Nous constatons que cette mobilité tend à

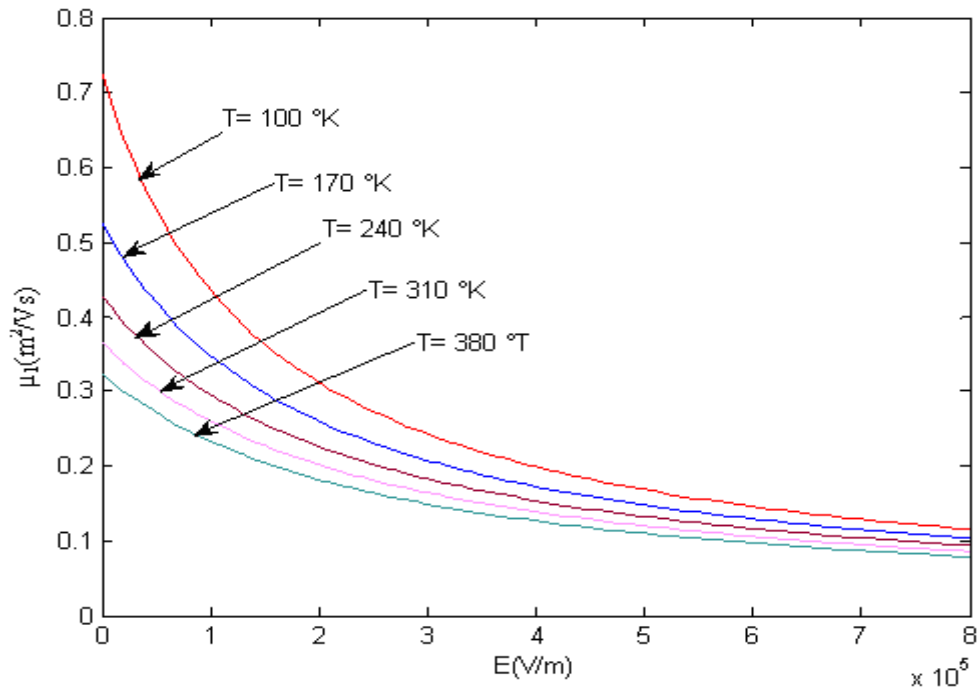


Fig IV-19: Variation de la mobilité μ_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GATI

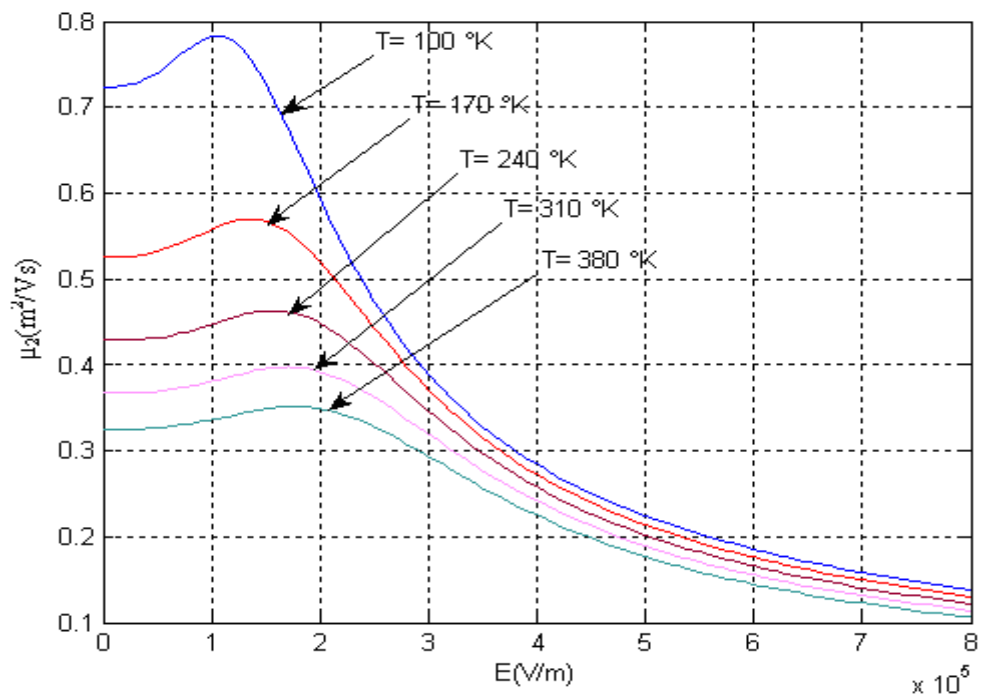


Fig IV-20: Variation de la mobilité μ_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GATI

température sur la mobilité des électrons qui décroît

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

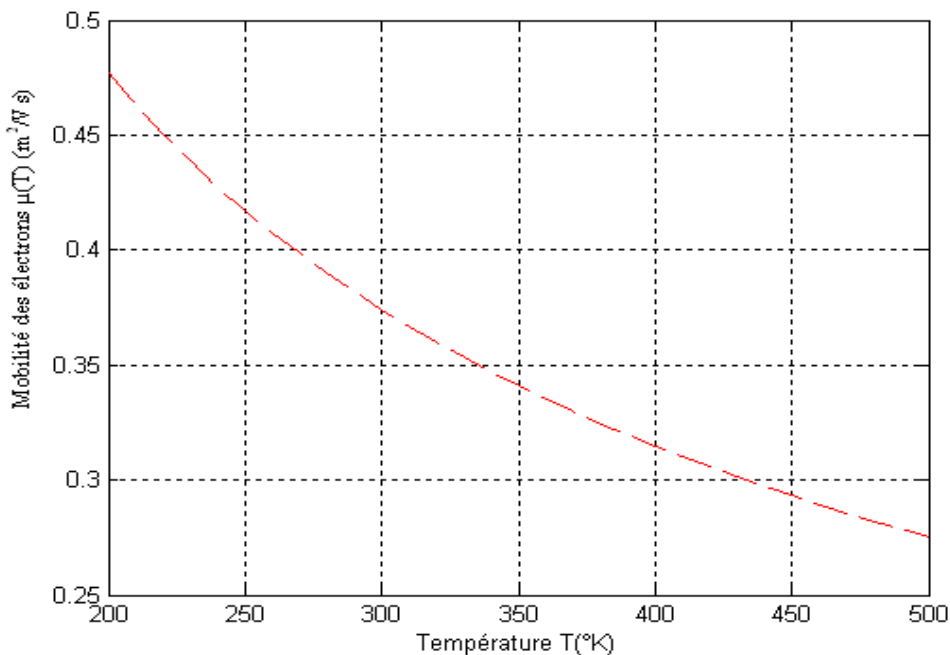


Figure IV-21 : Mobilité électronique en fonction de la température

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

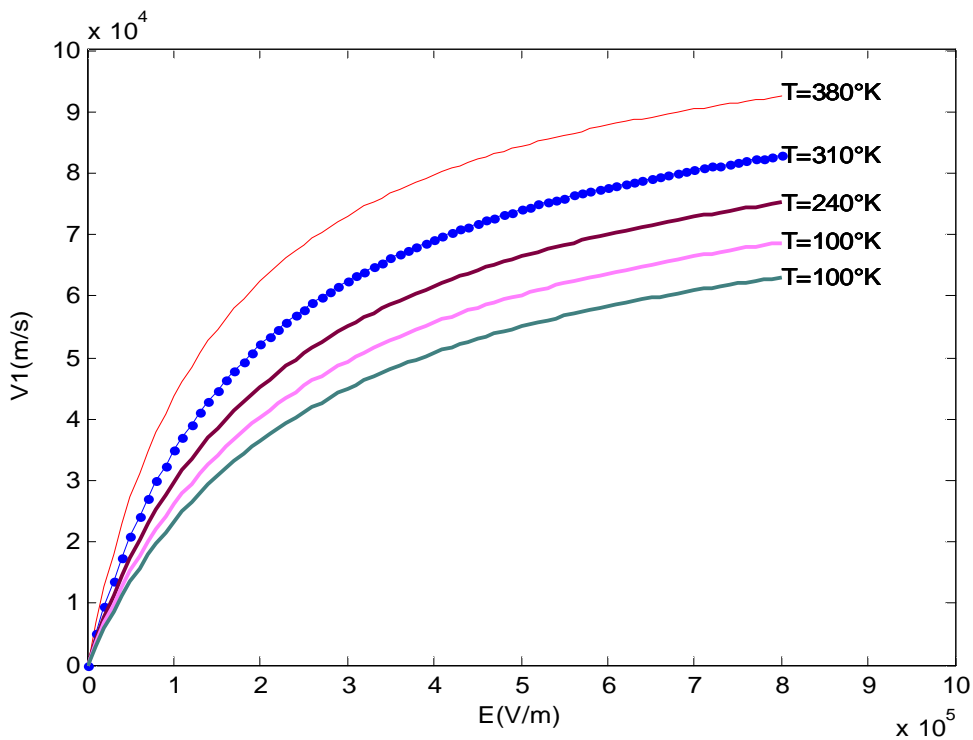


Fig IV-22: Variation de la vitesse v_1 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GAT1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

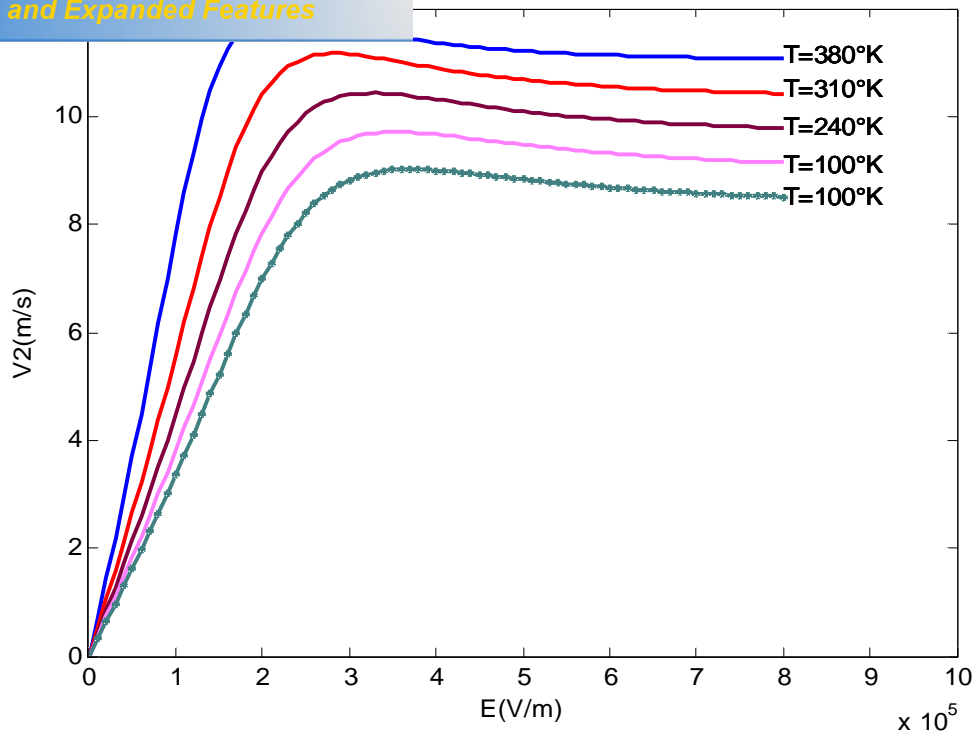


Fig IV-23: Variation de la vitesse v_2 en fonction du champ électrique pour différentes valeurs de Température pour le MESFET GAT1

Les figures (IV-24) et (IV-25) montrent qu'une augmentation de température provoque une diminution de la vitesse des électrons et de même pour la tension de seuil V_{Th} .

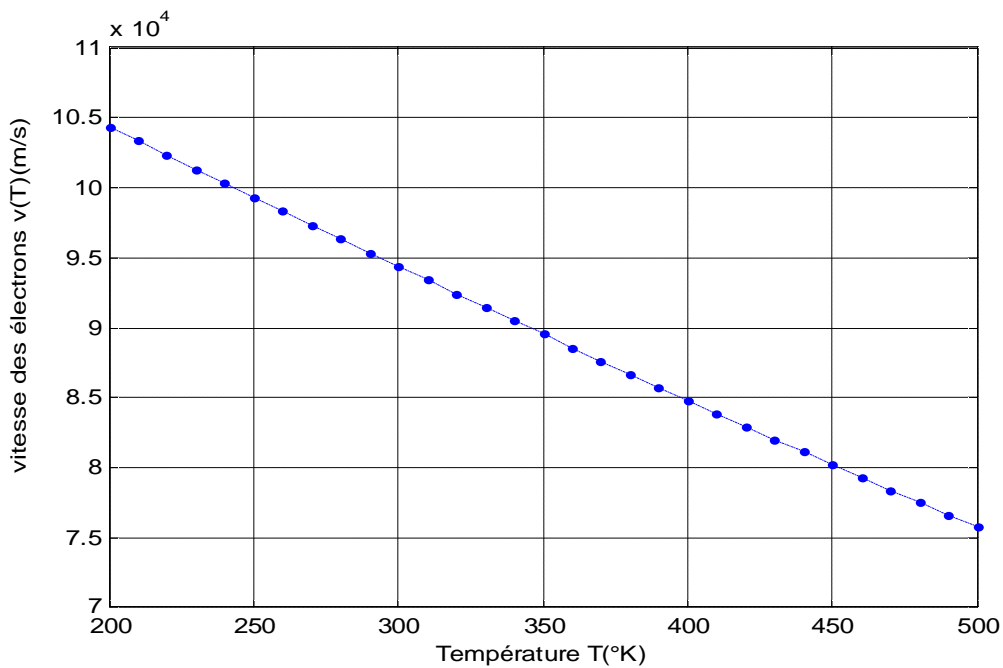


Figure IV-24 : Vitesse des électrons en fonction de la température

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

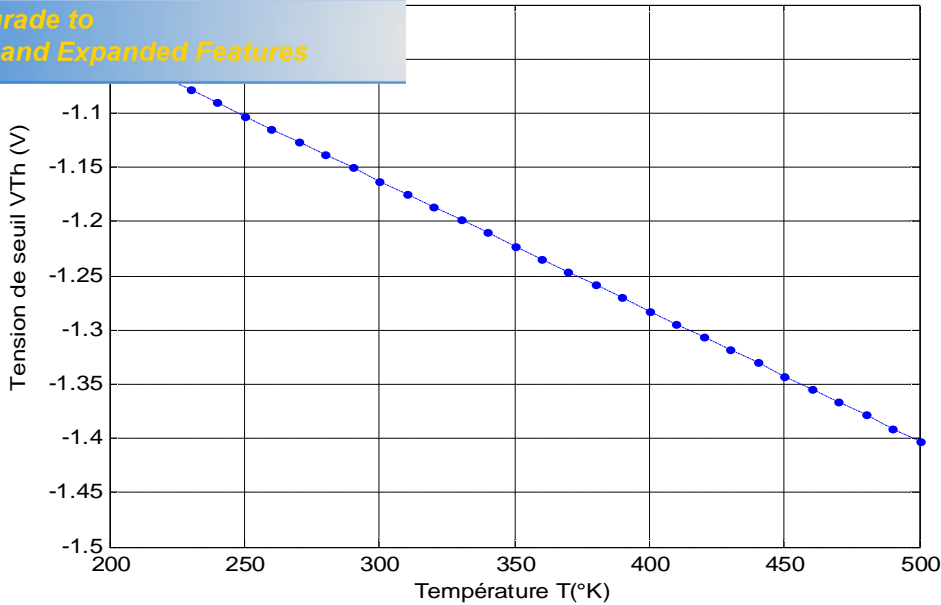


Figure IV-25 : Tension de seuil en fonction de la température

Dans un transistor, le courant de conduction est directement lié à cette mobilité comme le montre l'équation (III-21).

$$\vec{J}_c = q.n.\mu.\vec{E}$$

Les figures (IV-26), (IV-27), (IV-28) 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 .

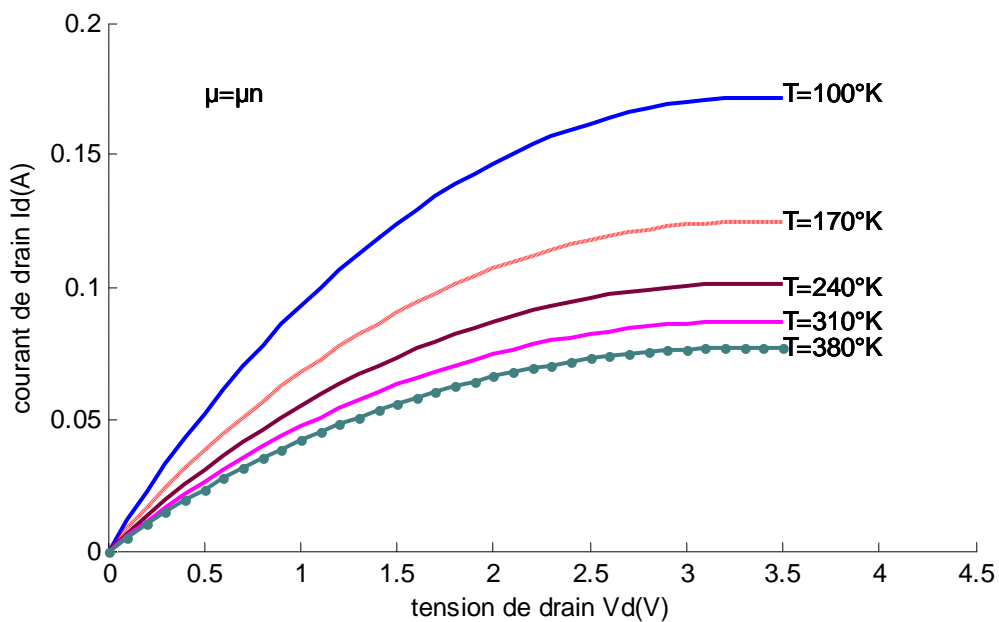


Fig IV-26: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET GAT1

Click Here to upgrade to Unlimited Pages and Expanded Features

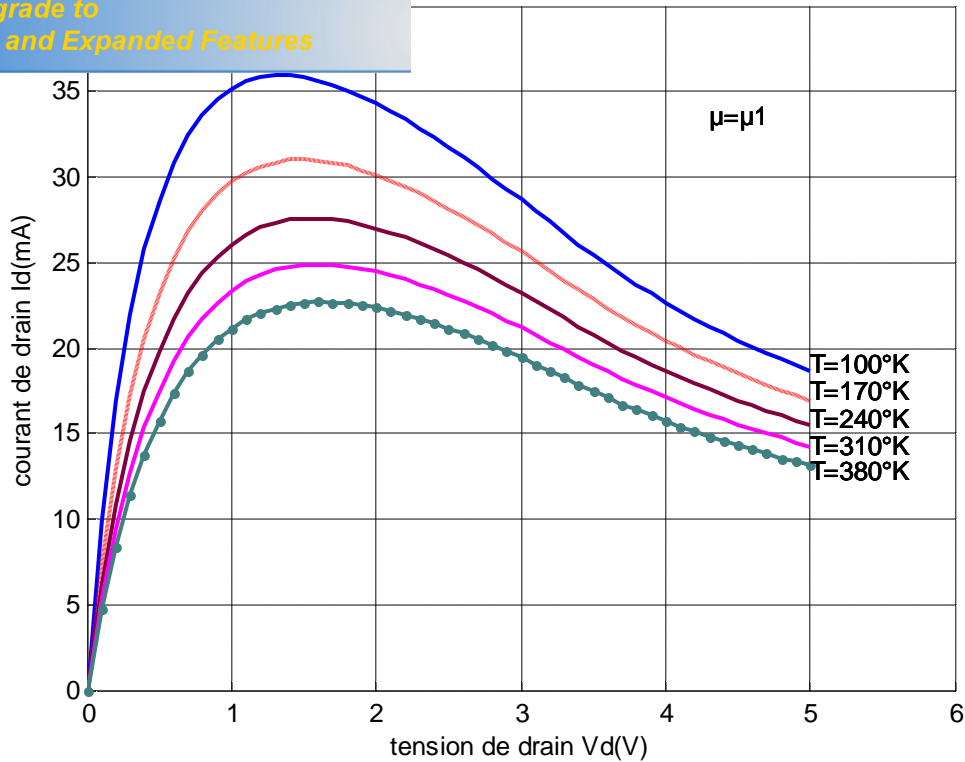


Fig IV-27: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET GAT1 en utilisant l'expression de la mobilité μ_1 .

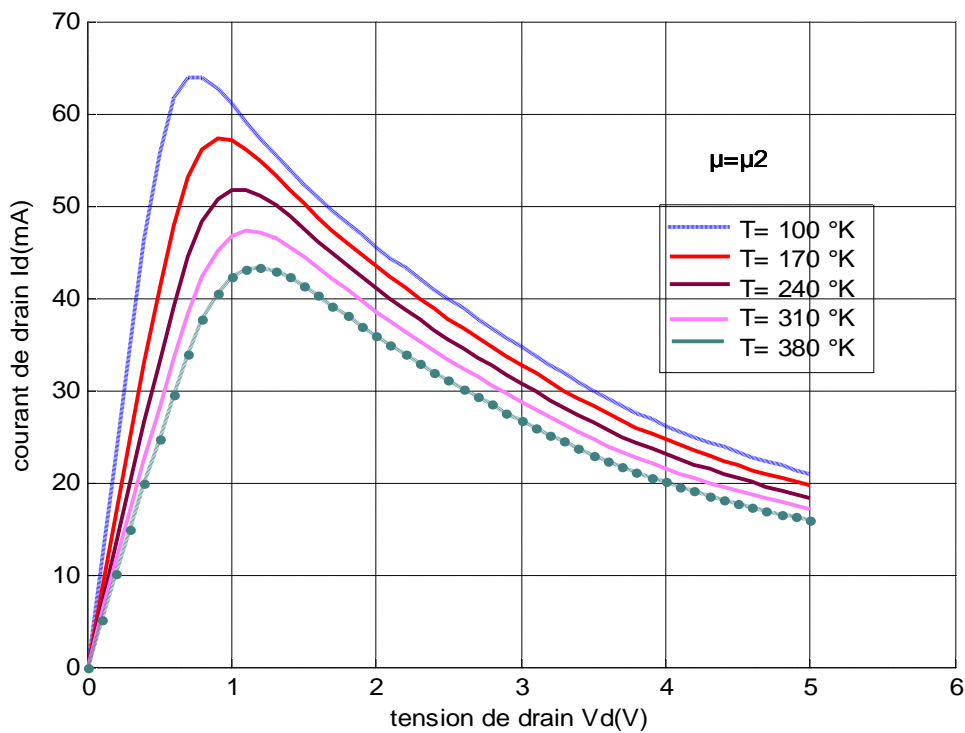


Fig IV-28: Caractéristique I-V pour différentes valeurs de T pour le MESFET GAT1 en utilisant l'expression de la mobilité μ_2 .



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

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

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

Conclusion Generale

Nous ne reviendrons pas sur les résultats obtenus qui ont été rappelés dans les conclusions partielles des quatre chapitres du mémoire. Néanmoins, dans un premier temps il est utile de rappeler les plus importants d'entre eux. Ainsi nous avons fait une analyse des performances des composants à effet de champ pour des applications hautes fréquences et hautes puissance qui a montré que le MESFET GaAs est le composant à effet de champ prépondérant pour l'amplification de puissance micro-onde. En effet, l'étude des propriétés de transport électronique de l'Arséniure de Gallium a prouvé que la mobilité et la vitesse des électrons du GaAs le qualifient comme matériau de haute fréquence. Ensuite, une étude du principe de l'hétérojonction métal-semiconducteur est établie pour introduire la structure et le principe de fonctionnement du transistor MESFET GaAs.

L'ensemble des équations qui définissent les phénomènes physiques liés au transistor MESFET GaAs sont définies, nous avons mis en évidence l'influence des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques de courant, de mobilité et de vitesse des électrons. Ainsi, tout au long de ce mémoire nous avons montré que la réduction des dimensions du MESFET GaAs avec une grille submicronique pouvait favoriser l'apparition de phénomènes parasites liés tels que : phénomènes de vitesse des électrons qui transitent dans des bandes d'énergie, résistances parasites, effet de la tension de bord qui provoquent des effets non négligeable sur les caractéristiques du composant.

Finalement, la possibilité de réduire encore dans le futur les dimensions des composants électroniques nous semble dépendre au moins autant de la maîtrise de la technologie de réalisation de ces composants que de la possibilité de bien contrôler l'ensemble des phénomènes associés aux propriétés du composant MESFET GaAs.

RESUME :

L'essor exceptionnel que connaît l'industrie des circuits intégrés repose actuellement sur la réduction des dimensions des dispositifs et des composants actifs tels que les transistors à effet de champ à grille Schottky à l'arséniure de gallium dits MESFET GaAs. Une amélioration des paramètres physiques et géométriques du composant va permettre d'obtenir des performances élevées . Ainsi l'influence des paramètres physiques tels que le profil de dopage de la zone active et de la loi de mobilité, et l'influence des dimensions géométriques seront déterminées sur les performances statiques des structures.

C'est dans ce cadre que nous avons présenté la famille des différents transistors à effet de champ et montré les avantages des MESFETs pour l'utilisation en Haute fréquences. Aussi nous avons étudié les propriétés physiques et électriques de l'Arséniure de Gallium et du contact Schottky de grille, pour finir avec la présentation du transistor MESFET et de son principe de fonctionnement.

Par la suite, l'étude des propriétés statiques du composant MESFET nous a conduit à définir le système d'équations générales régissant le comportement de la zone active. L'ensemble des paramètres physiques et géométriques qu'interviennent dans le fonctionnement du modèle proposé du transistor sont identifiés et caractérisés. En fin on a procédé à la vérification de la validité des différents résultats obtenus dans l'étude théorique. En effet les paramètres dominants qui caractérisent ce composant sont établis et simulés.

Mots clés :

- Diode Schottky
- Transistor à effet de champ
- MESFET GaAs

ABSTRACT

The exceptional flight that the industry of the integrated circuits knows based currently on the reduction of the measurements of the devices and the active components as the field effect transistors to grid Schottky to the gallium arsenide MESFET GaAs. The evolution of the physical and geometrical parameters of the component will allow to obtain high performances. Thus the influence of the physical parameters such as the profile of doping of the active zone and the law of mobility, and influence of geometrical dimensions will be deterministic on the static performances of the structures.

In the present of this work, we have introduced the family of the various field-effect-transistors and showed the advantages of MESFETs for us into high frequencies. Then we studied the physical and electric properties of the gallium arsenide and The Schottky contact of grid, to finish with the presentation of the MESFET GaAs transistor and its working.

Thereafter the study of the static properties of the MESFET component led us to define the system of general equations governing the behaviour of the active zone . The physical and geometrical parameters which intervenes in the working of the model of the transistor suggested are identified and characterized. Finally we carried out the checking of validity of different results obtained in the theatrical study. Indeed the dominant parameters that characterize this component are established and simulated

Keywords :

- Diode Schottky
- Field effect transistor
- MESFET GaAs

العنوان : تأثير الوسائط الفيزيائية و الهندسية ذو الأثر الحقلى المصنوع بزرن

الملخص:

إن التقدم الاستثنائي الذي تعرفه صناعة الدارات المدمجة حاليا يرتكز على تصغير قياسات الأجهزة و المركبات النشطة و خاصة العنصر الرئيسي المكون لها ألا و هو العبور للترانزيستور ذو الأثر الحقلى MESFET GaAs . و على هذا الأساس فإن دراستنا تركز على البحث عن تأثير وسائط الترانزيستور ذو الأثر الحقلى المصنوع بزرن نيكس الجاليوم .

في البداية قدمنا عرض عام لعائلة مختلف المركبات ذات الأثر الحقلى و بيننا مزايا الترانزيستور MESFET GaAs للاستعمال في النذبات العالية و كذا مراجعة للخصائص العامة لزرن نيكس الجاليوم GaAs ثم قدمنا مبدأ تشغيل صمام العبور المرتكز على تماس SCHOTTKY و مختلف الظواهر الفيزيائية الخاصة به .

بعد ذلك قمنا بصياغة نموذج تحليلى للوسائط الفيزيائية و الهندسية للمركب MESFET GaAs و وصف السلوك الستاتيكي للترانزستور باستخدام تقريب النفق التدريجي إضافة إلى ذلك عرضنا الطرق التحليلية و التجريبية التي تسمح بإيجاد عبارات كل العناصر الخطية و الغير خطية المؤلفة للمخطط الكهربائي السابق و إخراج جميع وسائطها الفيزيائية و تأثير عامل الحرارة عليها كما قمنا أيضا باستخراج علاقتي الناقلية و فوق الناقلية اعتمادا على اشتقاقات بسيطة لعلاقة طيار المصرف .

و تحت عنوان نتائج و تحاليل تم وضع جميع النتائج المتحصل عليها في السلوك الستاتيكي (I.V) و تأثير مختلف العوامل الفيزيائية و الهندسية عليه و التي حاولنا فيها الجمع بين التفصيل المقبول للظواهر الفيزيائية و بساطة العبارات الرياضية من جهة و من جهة أخرى تحقيق نتائج مقبولة مقرنة بالنتائج التجريبية .

الكلمات المفتاحية :

- تماس SCHOTTKY
- الترانزيستور ذو الأثر الحقلى
- MESFET GaAs

es Bibliographiques

- on 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
- [2]: **Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust** "Les composants actifs hyperfréquences"
www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc
- [3]: **Olivier VANBESIEN** "Modèles linéaires et non linéaires des composants actifs pour la
CAO hyperfréquences" , Cours DESS ,septembre 2003.
- [4]: **Renuka P. Jindal** "Compact Noise Models for MOSFETs"
IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 53, NO. 9, SEPTEMBER 2006 .
- [5]: **Henry MATHIEU** " physique des semiconducteurs et des composants électroniques"
Edition MASSON (2004).
- [6]: **Rachid KHLIL** "hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit
basses fréquences en température".
Thèse de doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2005.
- [7]: **Michel HUBIN** , <http://pagesperso-orange.fr/michel.hubin/index.htm>
- [8]: **JC.MICHEL** " COURS : Les transistors à effet de champ" <http://JC.MICHEL.free.fr>
- [9]: **FAYCAL DJEFFAL** "Modélisation et simulation prédictive du transistor MOSFET
fortement submicronique, Application à la conception des dispositifs Intégrés"
Thèse de doctorat ,Université de Batna, 2006.
- [10]: **C. A. Mead** "Schottky barrier gate field effect transistor".
Proceedings of the IEEE 54 (2): 3076308. (Feb. 1966).
- [11]: **W. Aliouat** " Etude des propriétés des transistors à effet de champs à grille Schottky
à l'Arséniure de Galium"
Thèse de Magistère ,université de Constantine, 2006



nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie
une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de
puissance à très large bande

Thèse de doctorat, Université De Limoges ,Année : 2005

[13]: **Francis HUIN** "Etude des formes d'ondes permettant une optimisation des performances des amplificateurs de puissance. Application à la conception d'amplificateurs, à faible tension de polarisation, pour les communications mobiles"

Thèse de doctorat , Université de LIMOGES, 2001.

[14]: **Boutahar Samir** "Caractérisation de transistors bipolaires à hétérojonctions pour télécommunications haut-débit"

Thèse de Diplôme d'Etudes Approfondies , 2004

[15]: **Christian Karl** "MESFET MODELS BASED ON GaAs". Edition 1996

[16]: **Dominique Chevallier** " Puissance et dissipation " .

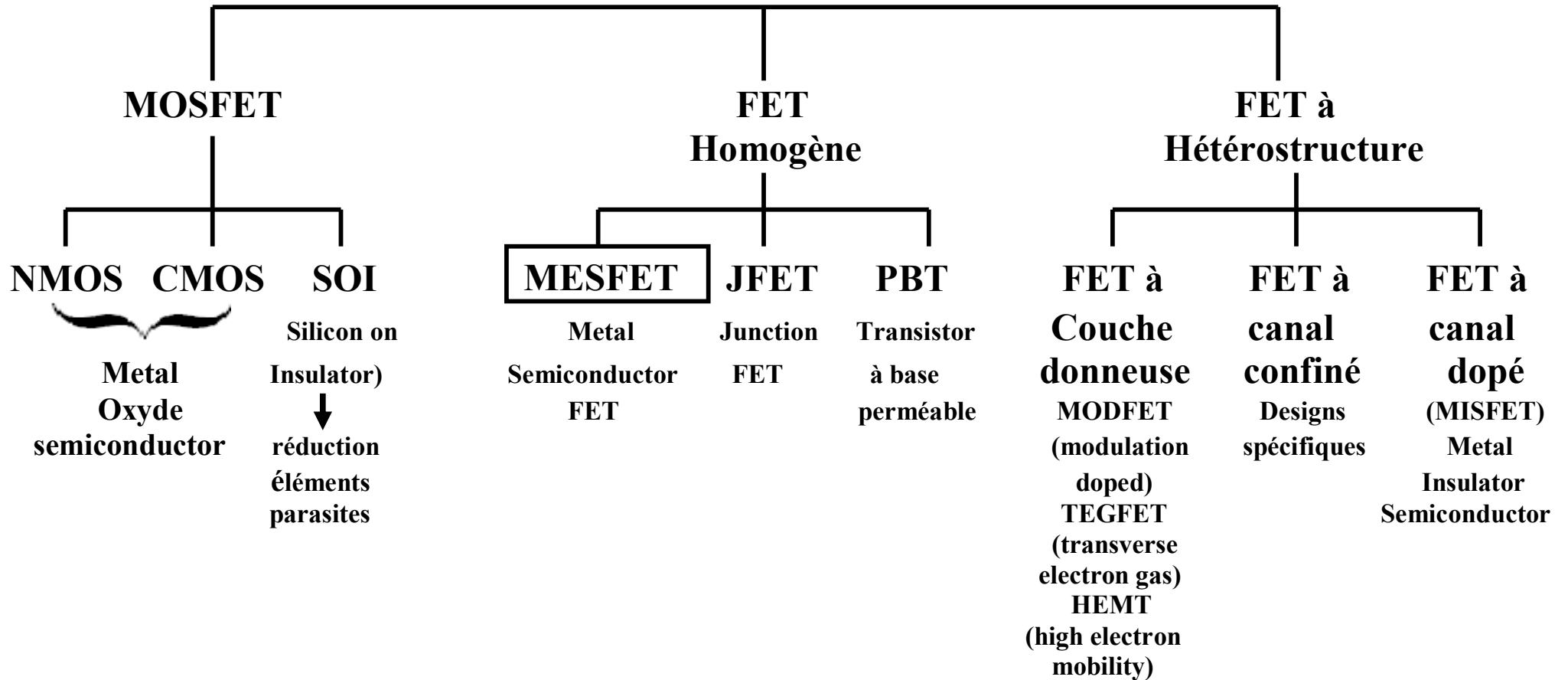
[17]: T Ytterdal , M Hurt , M Shur , H.Park , Tsai and W.C.B Peatman " High- temperature characteristics of two dimensional MESFETs"

IEEE Elect . Dev . Lett , vol 17n° 5 pp 214 -216 May 1996 .

[18]: C.Azizi, Benbouza, Khemissi, Merabtine " Influence des paramètres technologiques sur les caractéristiques I-V du transistor MESFET GaAs à grille courte"

Sciences et technologie B-N° 24 Décembre 2005.

TEC ou FET



La famille de composants à effet de champs [3]