

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
UNIVERSITE ABOU BEKR BELKAID TLEMCCEN
FACULTE DE TECHNOLOGIE

DEPARTEMENT DE TELECOMMUNICATIONS



MEMOIRE

Pour l'obtention du diplôme de
MASTER

Réseaux Mobiles et Services de Télécommunications

THEME

Etude de l'effet d'auto-échauffement dans le transistor MOS-HEMT

Réalisé par :

BENMANSOUR Fatima Zahra

BENOSMAN Sana

Soutenu en Juin 2015 devant le Jury composé de :

Mme BENMANSOUR Fatima zahra

Mr MERZOUGUI Rachid

Melle DJELTI Hamida

M.C à l'Université de Tlemcen

M.C à l'Université de Tlemcen

M.C à l'Université de Tlemcen

Présidente

Examineur

Encadreur

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, nous remercions **ALLAH**, le tout puissant d'avoir nous donner le courage, la volonté et la patience de mener à terme le présent travail.

Nous tenons à exprimer nos vives et sincères gratitudee et nos remerciements à **Melle DJELTI HAMIDA**, Maitre de conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen pour ces conseils, son encadrement et pour la confiance qu'elle nous a accordée pour mener a bien ce travail.

On exprime notre profonde reconnaissance à **Mme BENMANSOUR Fatima Zohra** Maitre de conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, pour l'honneur qu'elle nous fait de bien vouloir assurer la présidence de jury de ce travail de mémoire.

Nous sommes très honorés de la présence dans ce jury de mémoire **Mr MERZOUGUI Rachid**, Maitre de conférences au Département de Télécommunication de la Faculté de Technologie de l'Université de Tlemcen, qu'il trouve ici le témoignage de nos sincères remerciements.

DÉDICACE

*C'EST UN GRAND PLAISIR JE DÉDIE CE MODESTE TRAVAIL EN
GUISE DE RESPECTE ET RECONNAISSANCES*

*À :MON TRÈS CHER PAPA, POUR SON SOUTIEN PERMANENT
DURANT TOUTES MES ANNÉES D'ÉTUDES, SON SACRIFICE ILLIMITÉS,
SON RÉCONFORT MORAL ET TOUS LES EFFORTS QU'IL A FAIT POUR MON
INSTRUCTION POUR ME VOIR RÉUSSIR UN JOUR... QUE DIEU LE GARDE ...*

A LA MÉMOIRE DE MA CHÈRE MAMAN

A MON FIANÇAI.

MES FRÈRES ET MES SCEURS.

MA NIÈCE ET MES NEVEUX.

A TOUT MA BELLE FAMILLE

TOUTE LA FAMILLE ET TOUTES MES AMIES.

BENMANSOUR FATIMA ZAHRA

DÉDICACE

C'est un grand plaisir je dédie ce modeste travail en guise de respecte et reconnaissances à :

Ma très chère maman, pour son soutien permanent durant toutes mes années d'études, son sacrifice illimités, son réconfort moral et tous les efforts qu'elle a fait pour mon instruction pour me voir réussir un jour... Que dieu la garde ...

A la mémoire de mon très cher père.

A mon cher mari.

Mes frères et mes sœurs.

Mes nièces et mes neveux.

Toute la famille et toutes mes amies.

Benosman sana

Table des matières

Tables des matières	i
Listes des figures	iv
Listes des tableaux	v
Introduction générale	1
Chapitre I: Matériaux III-N et évolution du HEMT vers une structure à base de GaN	
I-1 Introduction	4
I-2 Principales propriétés des matériaux III-N	4
I-2-1 Structure cristalline	4
I-2-2 Structure de bande	5
I-2-3 Propriétés thermiques du GaN.....	7
I.2.4 Propriétés optique du GaN	8
I-2-5 Effets de polarisation dans le cristal	8
I-2-5-1 Polarisation spontanée	8
I-2-5-2 Polarisation piézoélectrique.....	11
I-2-5-3 La polarisation résultante.....	12
I-3 L'hétérojonction AlGaIn/GaN	13
I-3-1 Principe physique de base.....	13
I-4 Evolution du transistor à effet de champ	14
I-4-1 Transistor MOSFET.....	15
I-4-1-2 Exemples d'applications du MOSFET	16
I-4-2 Le HEMT: HIGH ELECTRON MOBILITY TRANSISTOR	18
I-4-2-1 Historique du transistor HEMT.....	18
I-4-2-2 Les limitations de la technologie à base d'Arséniure de Gallium appliqués à la fabrication de transistor HEMT	19
I-4-2-3 Le Transistor HEMT en technologie GaN	19
I-4-2-4 Définition de la structure par couche du transistor HEMT GaN.....	20
I-4-2-5 Etat de l'art du transistor HEMT en GaN d'après l'ITRS.....	22
I-4-3 Transistor MOS-HEMT	25
I-4-3-1 Topologie de la structure étudiée	25

I-5 Conclusion	26
----------------------	----

Chapitre II : Etude et modélisation physico-thermique du MOS-HEMT en GaN

II-1 Introduction	27
II-2 Présentation du MOS-HEMT en GaN et principe de fonctionnement [39]	28
II-2-1 Définition de la structure par couche du transistor MOS-HEMT GaN.....	29
II-2-2 Rappels de base sur le fonctionnement du MOSFET	31
II-2-3 Polarisation dans les HEMT AlGa _N /Ga _N	33
II-2-3-1 Polarisation piézoélectrique.....	33
II-2-3-2 Polarisation spontanée	35
II-3 Détermination de la qualité de charge a l'interface AlGa _N /Ga _N	36
II-4 Détermination de la quantité de charge a l'interface AlGa _N /Ga _N en Ga _N contraint en tension	39
II-5 Modèle physico-thermique du Mos-HEMT	40
II-5-1 Modèle physico-électrique du MOS-HEMT.....	40
II-5-2 Modèle thermique du MOS-HEMT	44
II-6 Résolution numérique par la méthode des éléments finis	45
II-6-1 Couplage physico-thermique	45
II-6-2 Paramètres d'entrée du modèle numérique.....	46
II-6-3 Configuration de la densité de charges qui constitue le 2DEG.....	46
II-6-4 Définition de la mobilité en fort champ.....	48
II-7 Conclusion.....	50

Chapitre III: Résultats et Interprétations

III-1 Introduction.....	51
III-2 Description du logiciel SILVACO.....	51
III-3 Topologie de la structure étudiée	53
III-3-1 Maillage	54
III-3-2 Diagramme de bandes d'énergie	56
III-4 Résultats et interprétation	57
III-4-1 Résultats statiques.....	57
III-4-1-1 Caractéristiques de sortie Id _s -V _{ds}	57

III-4-1-2 Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs}	59
III-4-1-3 Effet de l'épaisseur d'oxyde.....	60
III-4-1-4 Impact du substrat	61
III-4-1-5 Effet de la température du socle	63
III-4-2 Distribution des grandeurs électriques dans $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}/\text{saphir}$	64
III-4-2-1 Carte du potentiel	64
III-4-2-2 Carte de la température de réseau	67
III-5 Conclusion.....	69
Conclusion générale	70

Annexe

A-1 Type d'information qui circulent en entrée et en sortie d'atlas.....	72
A-2 Commandes dans script du programme ATLAS	74
A-2-1 Spécification de la structure.....	75
A-2-2 Spécification des modèles physiques.....	75
A-2-3 Sélection de la méthode numérique	76
A-2-4 Spécification des solutions.....	76
A-2-5 Analyse des résultats.....	76
Bibliographie	79

Introduction générale

Cette dernière décennie a vu apparaître de grandes innovations dans le domaine des télécommunications numériques qui comprend notamment la téléphonie mobile, les communications par satellites, les applications Radars, les transmissions de données sans fils... Cet essor technologique ne cesse de progresser et de gagner du terrain. Ainsi, le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique hyperfréquence.

Cette évolution est essentiellement dirigée vers le choix de nouvelles technologies autorisant en particulier des densités de puissance importantes et l'optimisation des composants actifs, intégrés dans de nombreux systèmes. Les transistors High Electron Mobility Transistors AlGa_N/Ga_N ont attiré une attention considérable pour les applications haute puissance, haute vitesse et haute température, malheureusement, un courant contact Schottky de la grille est relativement important. Afin d'améliorer les caractéristiques de blocage inverse, des progrès significatifs ont été réalisés sur MOS-HEMT utilisant divers matériaux d'isolation tels que le SiO₂, Al₂O₃, HfO₂,...

Ces dernières années, le transistor MOS-HEMT à base d'hétéro structure AlGa_N/Ga_N fait l'objet d'intenses recherches et investigations. En effet, celles-ci ont montré l'efficacité de ce composant qui est un très bon candidat pour les applications haute puissance nécessitant des tensions et des puissances élevées. De part ses mobilités électroniques élevées et un fonctionnement aux hautes températures exigé pour certains dispositifs, les transistors MOS-HEMTs laissent espérer des applications aussi diverses tels que l'émetteurs-récepteurs radar HF, télécommunications terrestres, communications par satellite. Les performances de ce composant dépendent entre autre de la bonne qualité de sa couche active constituée d'une phase hexagonale de type wurtzite qui présente un champ électrique interne important résultant des propriétés de polarisations spontanée et piézoélectrique du matériau. Aussi, le transistor MOS-HEMT est un composant approprié pour la suppression de courant de fuite et l'augmentation de

la tension de claquage en raison de la large bande interdite de l'isolant et la grande bande de conduction à l'interface SiO_2/GaN

Les travaux développés dans ce mémoire portent sur l'étude de l'effet thermique sur les performances statiques du transistor MOS-HEMT à hétéro structure $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$. En effet, L'élévation de la température dans la zone active a un impact non négligeable dans la dégradation de nombreux paramètres physiques du transistor et en particulier la dégradation de leurs propriétés de transport comme par exemple la mobilité des électrons ou encore leurs vitesse de saturation.

Ce mémoire se divise en trois chapitres :

Le premier chapitre est destiné à la description générale des semi-conducteurs III-N, les transistors à effet de champ à grille Schottky et au principe de fonctionnement des transistors MOSFET, HEMT conventionel et MOS-HEMT. Il établie un état de l'art de la filière HEMT en termes de performances dynamique et électriques pour différentes longueurs de grille.

Le second chapitre, est consacré à l'étude du transistor MOS- HEMT $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ en termes d'hétérojonction $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ et polarisations ainsi qu'à la description de l'approche bidimensionnelle physico-thermique utilisée, basée sur la méthode des éléments finis. Dans cette optique, nous présentons les équations différentielles utilisées, le couplage du modèle physique avec le modèle thermique.

Le troisième chapitre, expose les résultats de simulation obtenus concernant les performances électriques et thermiques du MOS- HEMT. Cette modélisation permet une caractérisation DC fournissant des informations sur le comportement statique du MOS-HEMT $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}-\text{GaIn}$ sur substrat saphir telles que les caractéristiques courant-tension, les distributions du potentiel, la concentration en électrons et la température du réseau, ainsi que l'influence de certains paramètres technologiques tel que l'épaisseur du diélectrique, la température du socle sur le fonctionnement des transistors.

Enfin, une conclusion et des orientations pour des travaux futurs sont établies à la fin de ce mémoire.

I-1 Introduction

Les performances du transistor HEMT AlGa_N/Ga_N pour les applications hautes puissance, RF et haute température sont fortement limitées par le courant de fuite de la grille. Les progrès technologiques accomplis récemment permettent de supprimer cet effet indésirable par l'utilisation de l'approche du transistor MOSFET. Autrement dit, ils ont conçu un transistor **HEMT** à grille **Métal Oxyde Semiconducteur**.

Ce chapitre présente les principales caractéristiques physiques et thermiques des matériaux III-N ainsi que les polarisations dans ces matériaux. Il discute dans le paragraphe I-2 les atouts de ces différents matériaux pour la conception des composants à effet de champ aux applications hyperfréquences.

Ensuite, les différents types des composants à effet de champ c'est-à-dire le MOSFET et le HEMT sont présentés dans le paragraphe I-4. En fait, ce paragraphe présente ces composants du point de vue structure et principe physique. Puis, il détaille leur fonctionnement physique et électrique et précise leur performance actuelle.

I-2 Principales propriétés des matériaux III-N

Les matériaux semi-conducteurs III-N sont des bons candidats pour la fabrication de transistors HEMTs. Les matériaux semi-conducteurs III-N présentent plusieurs avantages tels que le large bande interdite, une grande stabilité chimique [1], des propriétés mécaniques exceptionnelles ainsi que d'autres propriétés physiques remarquables. Ces semi-conducteurs possèdent les qualités indispensables pour fabriquer des composants de puissance.

I-2-1 Structure cristalline

Le nitrure de gallium cristallise sous deux formes différentes intéressantes pour la microélectronique, mais également pour l'optoélectronique. La première forme cristalline correspond à la structure hexagonale (structure **wurtzite**) [2]. La seconde est la forme cubique (structure **zinc-blende**) [3]. Nous nous intéresserons principalement à la structure wurtzite qui reste la plus stable et donc la plus utilisable. La structure wurtzite a une maille élémentaire hexagonale de paramètres de maille $a = 0,3188$ nm et $c = 0,5185$ nm [2] à température ambiante (figure I.1). La maille élémentaire contient

six atomes de chaque type. Elle est composée de deux sous réseaux hexagonaux imbriqués l'un dans l'autre, où chaque type d'atome est décalé suivant l'axe c de 62 % de la maille élémentaire.

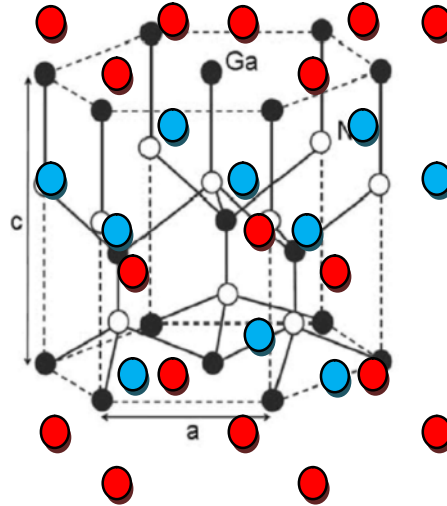
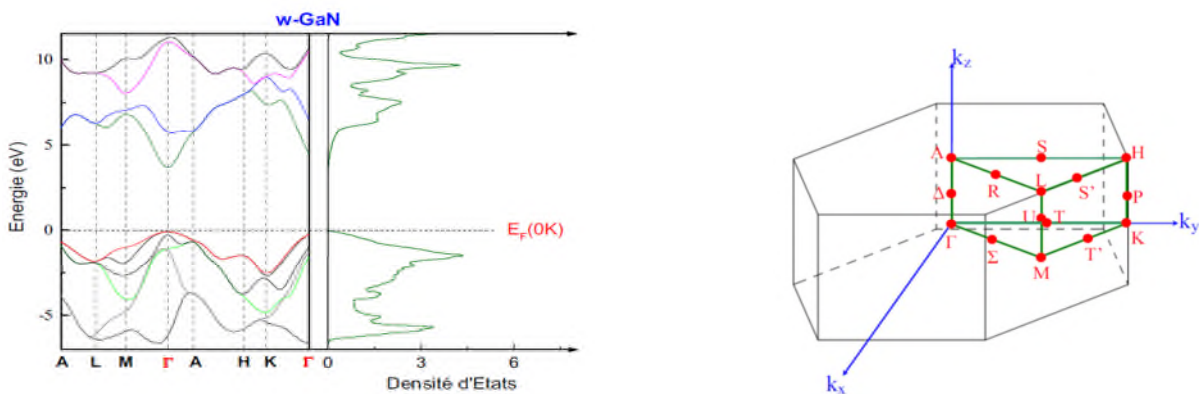


Figure I.1 : Représentation du réseau cristallin du GaN dans sa structure hexagonale de type wurtzite [4].

I-2-2 Structure de bande

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons et les trous en fonction de leur vecteur d'onde. Elles se décomposent en bandes de valence et bandes de conduction (figure I.2) [5]. Nous les représentons dans l'espace réciproque et, pour simplifier suivant des directions de plus hautes symétries. La densité d'états est représentée au centre de la première zone de Brillouin.



(a)

(b)

Figure I.2 : (a) Structure de bandes et densité d'états du w-GaN et (b) Schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal de w-GaN.

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-N considérés. La structure de bandes est directe, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin ($k = 0$). Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons ayant une faible masse effective, donc très mobiles. Il existe par ailleurs des minima secondaires en bordure de la zone de Brillouin dans la direction L-M et K, ces minima sont beaucoup plus plats. Les électrons y ont une masse effective plus grande et donc une plus faible mobilité.

Les principales propriétés physiques des deux composés binaires c'est-à-dire le nitrure d'indium (InN) et le nitrure de gallium (GaN), sont regroupés dans le tableau I-1 et comparées à celles du silicium(Si) et de l'arséniure de gallium (GaAs).

Matériaux Semi-conducteurs	Semi-conducteurs classiques		Semi-conducteurs grand gap	
	Si	GaAs	GaN	InN
Bande interdite E_g (eV)	1,12	1,42	3,39	2,17
Mobilité des électrons μ_n (cm ² /V.s)	1450	8500	1350	3200
Mobilité des trous μ_p (cm ² /V.s)	450	400	130	250
Vitesse de saturation V_{sat} (cm/s)	$1 \cdot 10^7$	$0,9 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7$	$1,4 \cdot 10^7$
Champs électrique critique E_c (V/cm)	$3 \cdot 10^5$	$4 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^5$
Conductivité thermique λ (W/mk)	130	46	130	280
Permittivité realtive ϵ_r	11,8	11,5	10	15,3

Tableau I-1 : Récapitulatif de quelques propriétés physiques importantes de quelques semiconducteurs classiques et à grand gap à température ambiante [6,7].

Les matériaux InN et GaN sont donc des matériaux très prometteurs compte tenu de leurs excellentes propriétés, adéquates pour les applications de télécommunications. À titre indicatif, il semble intéressant de comparer les propriétés électriques de cette famille de matériaux III-N avec celles de la filière GaAs, qui constitue à l'heure actuelle, celle qui est la plus utilisée par les fonderies compte tenu de sa maturité pour le développement de composants et circuits de puissance hyperfréquence (tableau I.1). Il ressort de ces indications que les éléments nitrurés de par leurs gaps importants leurs conductivités thermiques satisfaisantes et leurs champs de claquages élevés, présentent de nombreux avantages pour ce type d'applications. Associées à une vitesse de saturation des porteurs deux fois supérieure à celle du GaAs, leurs potentialités en font des candidats de choix pour les applications de puissance hyperfréquence.

I.2.3 Propriétés thermiques du GaN

La conductivité thermique du GaN est proche de 1.3 W /cm/km, soit près de trois fois plus importante que celle de l'AsGa et quasi similaire à celle du silicium. Egalement à titre comparatif, cette valeur demeure deux fois plus faible que celle du sic. Les coefficients de dilatation thermique varient environ de $4,3 \cdot 10^{-6}$ à $5,310^{-6} \text{ k}^{-1}$ entre 300 et 1000 k dans la direction a et de $3,7 \cdot 10^{-6}$ à $4,6 \cdot 10^{-6} \text{ k}^{-1}$ dans la direction c [8]. A titre indicatif, la figure I.3 présente l'évolution de la largeur de bande interdite en fonction de la température de réseau. Il apparaît que le gap directement lié aux paramètres cristallins décroît lorsque la température augmente.

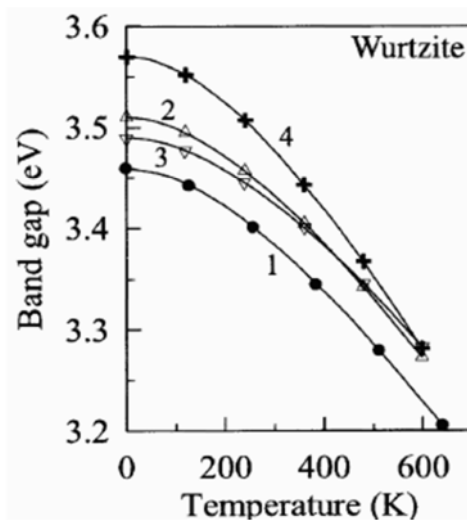


Figure I.3 : Evolutions de la largeur de la bande Interdite en fonction de la température sur 4 échantillons de GAN différents.

I.2.4 Propriétés optique du GaN

Comme attendu de la part d'un matériau à gap direct, le coefficient d'absorption se trouve être élevé, atteignant 8.10^4 cm^{-1} pour des énergies juste supérieures à celle du gap. L'indice optique du GaN a également pu être mesuré : Il vaut 2.45 pour des énergies incidentes se situe au niveau du gap. Cet indice se trouve être inférieur à celui du GaAs. Cette particularité du GaN, comparativement à d'autres matériaux, définit un coefficient de réflexion à l'interface air /matériau relativement faible ; ceci engendre des propriétés intéressantes [8].

I-2-5 Effets de polarisation dans le cristal

L'une des spécificités des composés d'éléments III-N, comparés aux autres composés III-V tels que l'arséniure (GaAs par exemple), est l'existence d'une polarisation spontanée et d'une polarisation piézoélectrique [9]. M. Asif Khan et al [10] ont été les premiers à mettre à profit cette propriété pour réaliser le premier transistor AlGaIn/GaN en 1993. Aussi, O. Am bacher et [10] Ont expliqué quantitativement les effets induits par les polarisations spontanée et piézoélectrique dans une hétéro structure AlGaIn/GaN (dopée ou non-dopée).

I-2-5-1 Polarisation spontanée

Dans une structure cristalline GaN de type wurtzite, les électrons de la bande de valence sont plus attirés par l'azote que par le gallium à cause de sa forte électronégativité, on peut constater en considérant la figure I.4. Cette attraction entraîne la déformation de la structure tétraédrique et le rapport des paramètres de maille (c/a) devient plus faible que la valeur attendue ($c/a = 1,633$). La non-concordance des barycentres des charges positives et négatives entraîne donc la création d'une polarisation appelée polarisation spontanée.

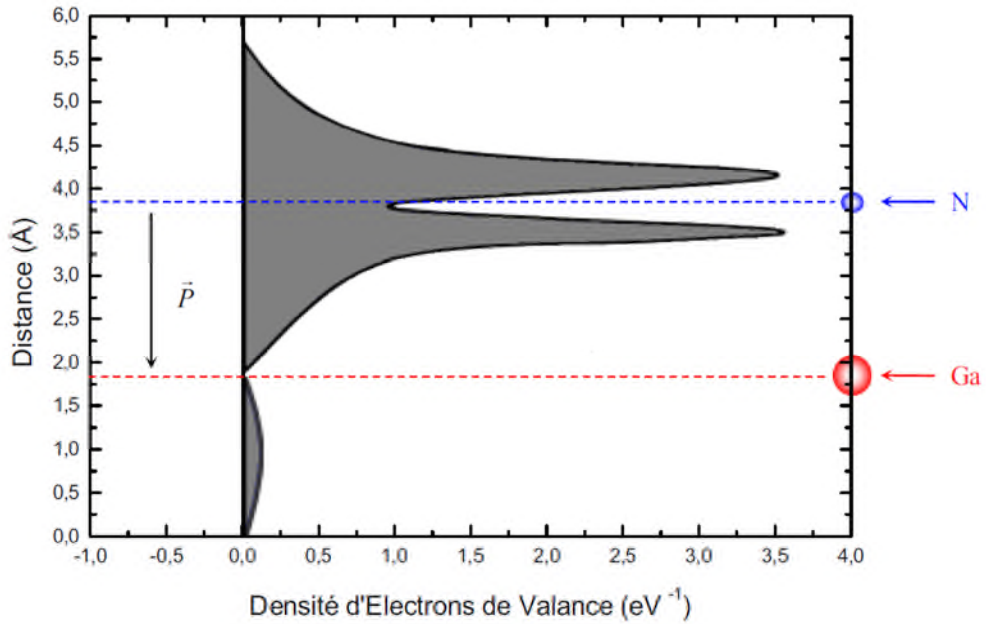


Figure I.4 : Distribution des électrons de la bande de valence d'un atome GaN.

Plus précisément, l'atome de gallium possède quatre atomes d'azote voisins. Parmi ces quatre atomes, trois se trouvent être dans le même plan cristallographique perpendiculaire à l'axe c et le quatrième se situe quant à lui, sur l'axe c . Un atome de gallium associé aux quatre atomes d'azote voisins forme un dipôle tel que :

$$\sum_{i=1}^4 \vec{P}_i = \vec{P}_{SP} \quad (I-1)$$

La figure I.5 (a) montre la contribution des moments dipolaires autour d'un atome de gallium. La somme vectorielle des moments dipolaires \vec{P}_2 , \vec{P}_3 et \vec{P}_4 , forme un moment dipolaire \vec{P}_R parallèle à l'axe c , c'est-à-dire, parallèle au moment dipolaire \vec{P}_1 mais de sens opposé (Fig.I.4 (b)). Pour une structure GaN wurzite relaxée, le moment dipolaire $|\vec{P}_1| > |\vec{P}_R|$ entraîne un vecteur de polarisation spontanée $|\vec{P}_{SP}| = |\vec{P}_1| - |\vec{P}_R|$ qui est non nul et dirigé suivant l'axe de croissance du matériau (0001).

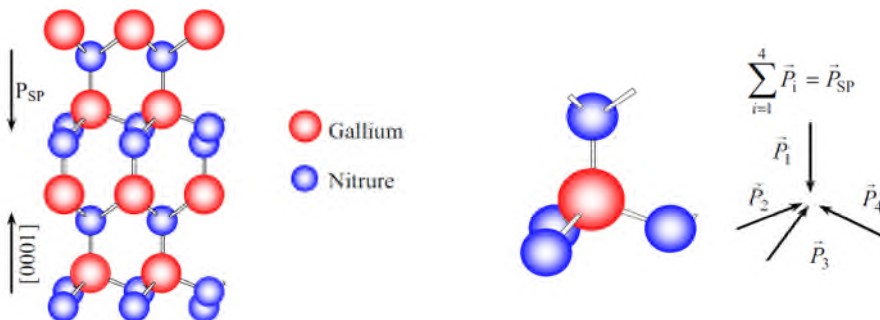


Figure I.5 : (a) Structure GaN wurzite et (b) Polarisation spontanée dans une structure GaN wurzite.

L'effet de cette polarisation spontanée dans le GaN de type wurtzite en volume se traduit par la création d'une succession de dipôles électriques qui sont à l'origine du champ électrique interne \vec{E} (figure I.6) orienté dans la direction opposée à l'axe de croissance (0001) et ceci sans excitation extérieure.

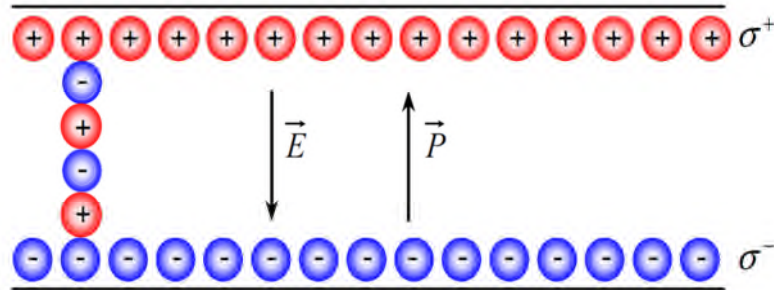


Figure I.6 : Charges en surface d'une couche GaN wurtzite. Structure GaN wurtzite.

Le GaN cristallin possède une symétrie suivant l'axe optique \mathbf{c} tel que le gradient de polarisation ($\nabla \vec{P} = -\rho = 0$) et la densité de charges en volume soient nuls. La densité de charges associée en surface est déterminée en écrivant l'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface, soit : $\vec{D}_{int} = \vec{D}_{ext}$ où \vec{D}_{int} et \vec{D}_{ext} sont respectivement le vecteur de déplacement dans le semi-conducteur et à l'extérieur de ce dernier à l'interface semiconducteur/air. Comme la densité de charge en volume est nulle, la relation de continuité s'écrit :

$$\sigma^+ = |\vec{P}| = \varepsilon_0 \varepsilon_r |\vec{E}_{int}| - \varepsilon_r |\vec{E}_{ext}| \quad (\text{I-2})$$

Si le champ extérieur appliqué et/ou ambiant est nul ($\vec{E}_{ext} = 0$), alors l'équation (I-2) se réduit à :

$$\sigma^+ = |\vec{P}| = \varepsilon_0 \varepsilon_r |\vec{E}_{int}| \quad (\text{I-3})$$

Les valeurs de la polarisation spontanée (\vec{P}_{SP}) pour le GaN, l'AlN et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sont regroupées dans le tableau I-2 [11].

Matériaux	w-GaN	w-AlN	Al _x Ga _{1-x} N
c_0 / a_0	1,6259	1,6010	-0,0249x-1,6259
$\vec{P}_{SP} \text{ (C/m}^2\text{)}$	-0,029	-0,081	-0,052x-0,029

Tableau I-2 : Valeurs de la polarisation spontanée dans le GaN, l'AlN et l'Al_xGa_{1-x}N.

En conclusion, un échantillon de GaN wurtzite épitaxie suivant l'axe **c**, présente sur chacune de ses deux faces, des densités de charge fixes identiques mais de signes opposés, valeur de polarisation spontanée dans le GaN, l'AlN et l'Al_xGa_{1-x}N.

I-2-5-2 Polarisation piézoélectrique

Tous les composés III-V non Centro-symétriques sont piézoélectriques. En ce qui concerne la filière nitrure de gallium, cette piézoélectricité est très importante car la liaison III-N est fortement polaire. Les électrons sont essentiellement localisés sur l'atome d'azote. La piézoélectricité est l'aptitude à produire une charge électrique proportionnelle à une contrainte élastique (en tension ou en compression). Ce phénomène est réversible. Son origine résulte de la brisure de la symétrie du cristal. En effet, l'existence de dipôles électriques internes provient de la séparation à l'échelle de la maille, du centre de gravité des charges positives et négatives sous l'action d'une contrainte extérieure.

Le tableau I-3 présente les paramètres de polarisation piézoélectrique pour les matériaux à base de semi-conducteur III-N à large bande interdite [12].

Matériaux	AlN	GaN	Al _x Ga _{1-x} N
$e_{31} \text{ (C/m}^2\text{)}$	-0,60	-0,49	-0,11x - 0,49
$e_{33} \text{ (C/m}^2\text{)}$	1,46	0,73	0,73x + 0,73
$c_{11} \text{ (C/m}^2\text{)}$	396	367	29x + 367

$c_{12} (C/m^2)$	137	135	$2x + 135$
$c_{13} (C/m^2)$	108	103	$5x + 103$
$c_{33} (C/m^2)$	373	405	$-32x + 405$

Tableau I-3 : Coefficients piézoélectriques et élastiques d'AlN, de GaN et d' $Al_xGa_{1-x}N$.

Dans le cas où la couche de GaN est soumise à une contrainte biaxiale en tension ($a > a_0$). Le rapport c/a décroît créant une polarisation piézoélectrique dans le même sens que la polarisation spontanée (figure I.7 (a)). Au contraire, si elle est soumise à une contrainte compressive ($a < a_0$): le rapport c/a augmente créant une polarisation opposée à la polarisation spontanée (figure I.7 (b)).

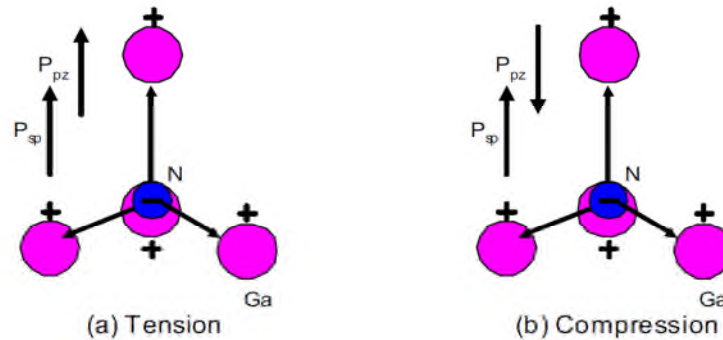


Figure I.7 : Sens de la polarisation piézoélectrique dans le GaN pour deux contraintes données : (a) en tension et (b) en compression.

I-2-5-3 La polarisation résultante

Pour la détermination des propriétés électriques macroscopiques d'un cristal de GaN, la contribution spontanée s'avère comparable à celle de la polarisation piézoélectrique. Elle ne peut donc être négligée en aucun cas. Le vecteur de polarisation général s'exprime très simplement par la résultante, ou la somme des deux types de polarisation précités. Il s'écrit donc $p = p^{sp} + p^{pz}$

Ces composantes sont toutes deux, orientés suivant l'axe de croissance du matériau. Il convient à présent de signaler que pour accroître encore la densité surfacique de charge (cations générés par l'existence de la polarisation spontanée), il est préférable que le GaN soit contraint par rapport à l'équilibre mécanique. Mais cette opération risque de s'effectuer au détriment de la qualité cristallographique du matériau. Nous reviendrons

en partie sur ces effets d'accumulations de charges, structurellement optimisés, lors du paragraphe consacré à l'étude de l'hétéro structure AlGa_N/Ga_N.

I-3 L'hétérojonction AlGa_N/Ga_N

I-3-1 Principe physique de base

Le principe des transistors à haute mobilité électronique repose sur les propriétés relatives aux hétérojonctions. Celles-ci consistent à mettre à profit les caractéristiques singulières des diagrammes de bandes obtenus en permettant la création de gaz électroniques bidimensionnels : l'objectif restant naturellement de séparer spatialement les électrons libres des donneurs ionisés. Dans le cas des HEMTs AlGa_N/Ga_N, la structure typique d'une couche hétéroépitaxiée par la technique MOCVD peut être observée sur figure I.8. La couche d'AlGa_N (III), dont le gap est supérieur à celui du Ga_N (V), peut être de type N. la proximité du puit de potentiel, créé à l'interface, induit un déplacement vertical des électrons qui tendent à désert leur atome donneurs. Ceux-ci se localisent donc naturellement à l'hétérojonction (coté Ga_N) et forment un gaz bidimensionnel, constitutif du canal du transistor. Cette absence d'ions donneurs et de dopants dans le Ga_N confère sur les performances statiques et dynamiques des composants [8,13]. Une augmentation irréfléchie de ce paramètre conduirait à une détérioration systématique de la qualité cristalline de l'alliage. Notons finalement que les épitaxies munies d'une barrière dopée le sont généralement à raison de $1 \text{ à } 5.10^{18} \text{ cm}^{-3}$; ces valeurs permettent d'obtenir les typiques en termes de courant de saturation ou de fréquence de transition.

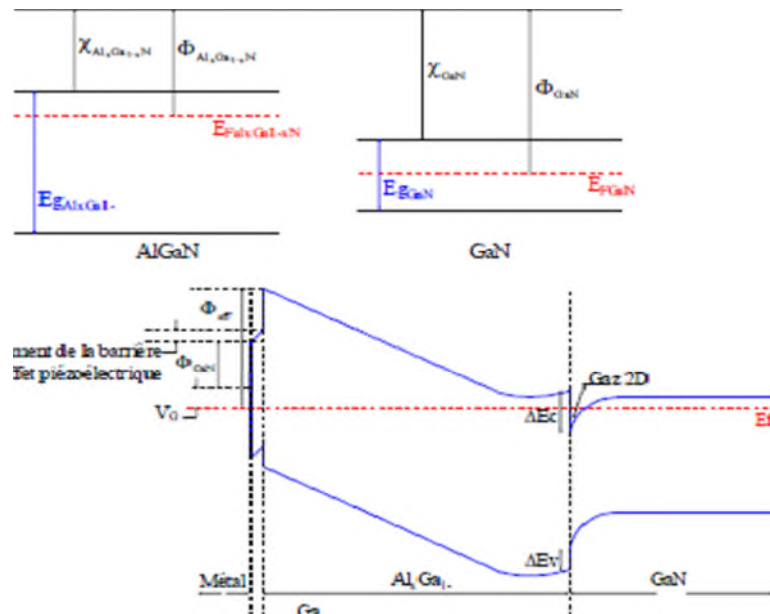


Figure I.8 : Diagrammes des bandes de l'hétérojonction AlGaN/GaN à l'équilibre thermodynamique.

I-4 Evolution du transistor à effet de champ

Le transistor à effet de champ dénommé FET (Field Effect Transistors) ou TEC a été inventé à la fin des années 1920 par **J. E. Lilienfeld** [12], mais n'a pu être réalisé avant la fin des années 1950, celui-ci repose sur le fonctionnement d'un dispositif semi-conducteur unipolaire c'est-à-dire qu'il y a un seul type de porteur qui intervient dans le fonctionnement du composant.

Donc pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur soit celui qui présente les meilleures propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion), les électrons ayant des propriétés plus intéressantes que les trous. Les FET sont essentiellement élaborés sur des matériaux de type N. Les divers types de transistors à effet de champ diffèrent par la nature du contact de grille élaboré, dont nous citons.

- J-FET : grille à jonction PN.
- MOSFET : grille métallique isolée de la couche active par un oxyde.
- MESFET : grille métallique Schottky.
- HEMT : grille métallique Schottky.

I-4-1 Transistor MOSFET

I-4-1-1 Structure et principe de fonctionnement

La figure I.9 représente la structure technologique du transistor MOS (Métal Oxyde Semiconducteur) standard, il est constitué d'un substrat semi-conducteur sur lequel repose une fine couche d'oxyde isolant (SiO_2). Une couche conductrice métal ou polysilicium fortement dopée, appelée électrode de grille, est aussi déposée sur l'oxyde. Deux régions fortement dopées appelées source et drain, sont formées dans le substrat de part et d'autre de la grille [14].

La zone active du transistor MOSFET est la région semi-conductrice (substrat) située entre la source et le drain près de l'interface oxyde-semi-conducteur [15].

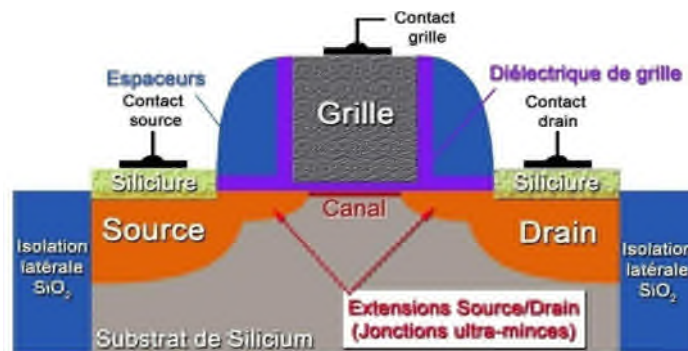


Figure I.9 : Schéma de principe du transistor MOSFET.

Le transistor MOS (pour Metal-Oxyde-Semi-conducteur) à effet de champ ou transistor MOSFET (Field Effect Transistor) est le composant phare de la technologie CMOS. Il atteint aujourd'hui des dimensions nanométriques. Les premiers travaux sur le concept du transistor MOS datent de l'année 1930.

Le principe de fonctionnement du MOSFET repose sur la modulation de la densité de porteurs d'une couche semi-conductrice par un champ électrique qui lui est appliqué perpendiculairement par l'électrode de commande de grille à travers un isolant (diélectrique de grille). Les porteurs créés sont des charges mobiles : électrons dans le cas d'un transistor NMOS, trous dans le cas d'un transistor PMOS. La hauteur de la barrière de potentiel qui règne dans le canal de conduction entre le drain et la source est contrôlée par la tension appliquée sur le contact de grille. Lorsque la hauteur est suffisamment élevée, les porteurs ne pouvant pas passer de la source au drain et le transistor est bloqué. Lorsque cette hauteur est basse, un canal à l'interface semi-conducteur isolant se forme, le

transistor est passant. Le passage des porteurs de la source vers le drain est assuré par une tension appliquée sur le drain c'est-à-dire un champ électrique latéral qui draine les porteurs de la source vers le drain [16].

Lorsque la tension de grille ne permet pas de charger « convenablement » les électrodes de la capacité MOS, aucun courant ne peut circuler entre la source et le drain quelle que soit la tension appliquée à l'électrode de drain ; c'est l'état bloqué. Comme illustré en figure I.10.a, pour le type de transistor étudié, la tension de grille V_{GS} appliquée doit rester inférieure à une tension de seuil V_T . Ces transistors bloqués à tension de grille nulle sont dits « normally off » (par opposition aux « normally on », transistors à canal N).

Lorsque V_{GS} devient supérieure à V_T , le nombre de porteurs libres à l'interface Substrat/Oxyde est suffisant pour qu'ils forment un « canal » conducteur (Figure I.10. b). Lorsque la tension de drain devient positive, un courant de drain I_D peut circuler dans le canal, c'est l'état passant [14].

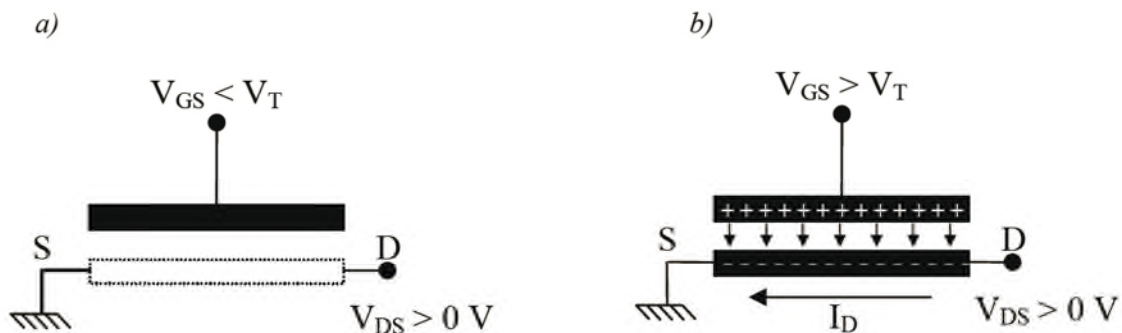


Figure I.10 : Principe de fonctionnement d'un transistor MOS [14].

a) Etat bloqué. b) Etat passant.

I-4-1-2 Exemples d'applications du MOSFET

La possibilité d'élaborer sur un même substrat des transistors duaux à « canal n » et à « canal p » a permis de réaliser un inverseur CMOS (Complementary MOS), très utilisé dans les applications logiques. C'est un élément de base des différentes fonctions logiques (portes AND, OR, NAND, NOR,...). Parmi les applications numériques, on peut citer:

- ✓ Les microprocesseurs destinés aux calculateurs où le paramètre crucial à optimiser est la vitesse de calcul, au détriment de la consommation énergétique (pertes par effet Joules, courant de fuite). Cette vitesse est reliée à la fréquence de commutation du transistor, elle même proportionnelle au courant de drain.
- ✓ **Les applications sans fil (fonctionnant sur batterie) ou bien à basse consommation (BC)**, ce domaine concerne toutes les applications dites nomades, elles regroupent la plupart

des appareils mobiles comme par exemple les téléphones cellulaires, les ordinateurs portables [17], les lecteurs MP3, les caméscopes et les appareils photo-numériques.

Dans ces applications, les industriels cherchent à réduire la consommation [18].

Le tableau I-4 résume quelques fonctions réalisées en technologie MOSFET [19].

Référence	Technologie	Application	Source	Ft/Fmax
[20]	CMOS-0.18 μm	--	Philips	-/150 GHz
[21]	CMOS-90 nm	MUX à 60 Gb/s	INFINEON	155/100 GHz
[22]	CMOS-90 nm	CDR à 44 Gb/s	(ETH) Zurich	--
[23]	CMOS 90 nm	CDR et DEMUX 1 :16 44Gb/s	Université de California Davis	--
[24]	CMOS 0.13 μm	192 GHz, push- push VCO	Université de Florida	--
[25]	CMOS-0.18 μm	Amplificateur Transimpédance 40 Gb/s	Université TSING-HUA	60 GHz/--
[26]	CMOS-90 nm	VCO	Texas Instrum. Inc., Dallas,	140 GHz/--

Tableau I-4 : Exemple de fonctions électroniques réalisées en technologie MOSFET

La fréquence f_t du MOSFET pour les technologies récentes est résumée dans le tableau I-5.

N channel	Peak of GHz	Id @ peak mA
90 nm	210	0.5
65 nm	360	0.6
45 nm	395	1.0
32 nm	420	1.0

Tableau I-5 : Performances en fréquences des MOS nanométriques [27].

Les performances fréquentielles des dernières générations de MOSFETs (tableau I-5) font de ces composants de sérieux concurrents aux filières III-V pour les applications radiofréquences [28]. La filière MOSFET couvre la gamme de fréquences allant des applications autour du GHz, aux applications millimétriques. Les fréquences de transition f_t , f_{max} dépassent aujourd'hui les 200 GHz [28, 29].

Des composants du type *LDMOS* (*Laterally Diffused Metal Oxide Semiconductor*) ont été proposés [30]. Ces composants qui présentent des propriétés de fort gain, forte linéarité et forte stabilité thermique, offre une technologie de choix pour la réalisation des amplificateurs de puissance [31]. Ces derniers peuvent fournir des puissances supérieures à la centaine de watts [32].

La maturité de la technologie CMOS est un avantage certain en particulier lorsqu'il s'agit de réaliser sur une même puce des fonctions complexes et/ou des circuits à grande densité

d'intégration. Il est possible aujourd'hui de réaliser, sur une même puce, des fonctions numériques et des fonctions analogiques performantes [33].

I-4-2 Le HEMT: *HIGHT ELECTRON MOBILITY TRANSISTOR*

Le transistor HEMT apparaît comme une évolution majeure du MESFET. La différence est que le HEMT utilise une hétérojonction, c'est à dire une jonction entre des matériaux ayant des bandes d'énergie différentes, de manière à faire passer les électrons constituant le courant drain-source dans un semi-conducteur non-dopé, afin de diminuer le temps de transit et donc augmenter les performances en fréquence. La vitesse des électrons est en effet d'autant plus grande que le dopage du semi-conducteur est faible, car la dispersion d'impuretés ionisées est réduite [34].

I-4-2-1 Historique du transistor HEMT

Le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) encore appelé dans la littérature TEGFET (Two Electron Gas Field Effect Transistor) ou MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), ou encore SDHT (Selectively Doped Heterojunction Transistor), a été conçu et réalisé simultanément au sein de deux laboratoires, par Thomson en France et par Fujitsu au Japon en 1980.

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 (36000 km 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/semi-conducteur) et a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990 [35].

I-4-2-2 Les limitations de la technologie à base d'Arséniure de Gallium appliqués à la fabrication de transistor HEMT

On observe plusieurs sortes de limitations liées directement à la structure du transistor. Elles ont un impact direct sur les performances du transistor aussi bien du point de vue statique que dynamique. Dans un premier temps, les HEMTs en GaAs semblent avoir atteint leurs limites concernant les performances en puissance, et une énergie de bande interdite faible. Toutefois, le GaAs et d'autres matériaux comme le silicium sont utilisés beaucoup trop près de leurs limites physiques ultimes, en particulier aux niveaux des densités de puissances fournies.

Dans un second temps, la limitation qui est sans doute la plus connue est l'effet MESFET parasite, Ce nom fait référence du fait que la conduction dans un MESFET s'opère directement dans la couche située sous la grille. C'est de cette manière que l'effet MESFET parasite se manifeste dans un transistor HEMT.

Au vues de ces inconvénients, il a été nécessaire de tourner vers une technologie plus efficace afin de pallier tous les problèmes qui limitent très fortement les performances du transistor. Ainsi, les propriétés intéressantes des matériaux de types Nitrures ont attiré l'attention des chercheurs vers une perspective nouvelle, celle de changer de matériau voire de structure afin de reproduire le fonctionnement de l'HEMT tout en se désolidarisant des désagréments physiques provoqués par la structure du transistor en Arséniure de Gallium.

I-4-2-3 Le Transistor HEMT en technologie GaN

Les transistors HEMTs en Nitrure de Gallium possèdent de nombreux avantages. Très utilisés dans le domaine de télécommunications. Le HEMT GAN est très apprécié pour ses propriétés semi-conductrices et aussi pour les applications de forte puissance

Les principaux avantages du HEMT $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN}$ par rapport à ses concurrents sont:

- Un gap important.
- Tension de claquage élevé.
- Une conductivité thermique conséquente.
- Meilleure mobilité électrique.

Le but de la structure d'un HEMT est de séparer les électrons libres de la couche de semi-conducteur contenant des impuretés afin d'augmenter la mobilité des électrons. Pour cela un matériau GaN à gap relativement faible est mis en contact avec le matériau ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ à grand gap.

I-4-2-4 Définition de la structure par couche du transistor HEMT GaN

La structure d'un transistor HEMT en Nitrure de Gallium est très semblable à celle d'un transistor dont le matériau semi-conducteur est l'Arséniure de Gallium malgré plusieurs différences nettes. On présente une structure typique de transistor HEMT AlGaN/GaN à la figure I.11.

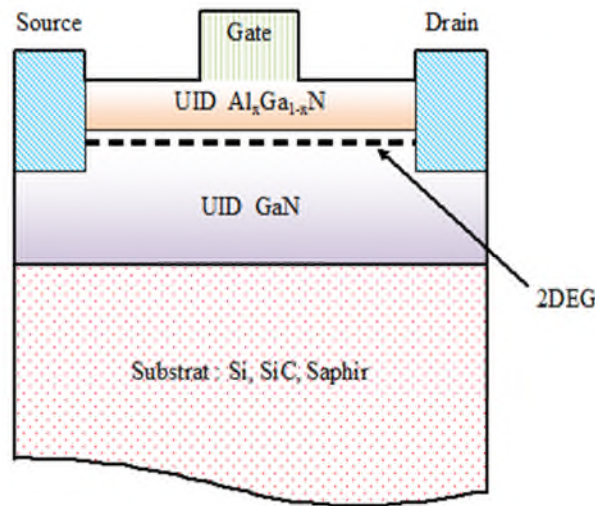


Figure I.11 : structure d'un transistor HEMT $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$.

Ce transistor est constitué de trois électrodes : la grille, la source et le drain. Le contact lié au dépôt de l'électrode de grille est un contact de type Schottky. Quant aux électrodes de source et de drain, il s'agit de contacts ohmiques.

C'est un transistor dont la structure est horizontale. Chacune des couches le constituant n'est pas dopée ou ne l'est pas intentionnellement. C'est pourquoi il faudra quand même tenir compte d'un dopage résiduel présent dans chacune des couches semi-conductrices du transistor HEMT GaN [35].

À la lumière de la figure I.11, on note principalement trois couches principales :

- Les électrodes de source et de drain ne sont pas en surface. Elles sont directement encastrées dans la structure pour être en contacte avec le canal d'électrons.
- La barrière $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ fait quelques dizaines de nanomètres. x représente la fraction molaire ou pourcentage en Aluminium du composé ternaire. La différence de gaps entre ce composé ternaire et le matériau en Nitrure de Gallium crée une hétérojonction dans laquelle les électrons seront confinés afin de constituer le gaz bidimensionnel d'électrons plus connu sous le nom de 2DEG.
- La couche de nitrure de gallium est placée juste au dessous de la couche ternaire. Elle contient le 2DEG d'électrons dans sa partie supérieure, répartis sur une épaisseur de quelques nanomètres.
- Afin de constituer le substrat, un support en silicium peut être utilisé. C'est sur celui-ci que sera réalisé le composant.
- L'utilisation d'un buffer en nitrure d'Aluminium placé entre le substrat et la couche de GaN sera requise de manière à passer graduellement de l'accord de maille du GaN vers celui du Si et inversement (cela n'est pas précisé sur la figure I.11 mais c'est une étape très importante dans la réalisation du composant).
- Enfin, on pourra avoir recours à l'utilisation d'une couche supplémentaire dite de passivation afin d'isoler la barrière de l'extérieur. En effet, le matériau ternaire possède de l'aluminium fortement oxydable quand il est en contact avec l'air. Afin d'éviter cela et conférer au composant un fonctionnement optimal, on dépose une couche semi-conductrice composée de GaN ne possédant pas d'Aluminium. cela n'est pas indiqué sur la figure I.11. Ce n'est pas une étape systématique mais elle est fortement conseillée.

I-4-2-5 Etat de l'art du transistor HEMT en GaN d'après l'ITRS

La technologie sur Nitrure de Gallium est encore jeune et en constant développement. Beaucoup des travaux de recherches ont été publiés, des transistors de plus en plus performants sont réalisés.

Aujourd'hui, la technologie HEMT III-N est un domaine de recherche très actif et a récemment été intégrée à la feuille de route de l'**ITRS** (International Technology Roadmap for Semiconductors) [36].

Year of production												
--------------------	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021
“ GaN HEMT ”											
Gate length (nm)	150	100	100	100	70	70	70	50	50	50	50
Low Noise											
Ft (GHz)	120	160	160	160	200	200	200	240	240	240	240
Operating voltage(V)	5	4	4	4	3	3	3	3	3	3	3
Gm (S/mm)	0,4	0,55	0,55	0,55	0,65	0,65	0,65	0,7	0,7	0,7	0,7
Fmin(dB) at 10 GHz	1	0,8	0,8	0,8	0,6	0,6	0,6	0,5	0,5	0,5	0,5
Associated Gain at 10 GHz	15	16	16	16	17	17	17	18	18	18	18
Fmin(dB) at 24 GHz	1,2	1	1	1	0,8	0,8	0,8	0,6	0,6	0,6	0,6
Associated Gain at 24 GHz	13	14	14	14	15	15	15	16	16	16	16
Fmin(dB) at 60 GHz	2	1,7	1,7	1,7	1,5	1,5	1,5	1,3	1,3	1,3	1,3
Associated Gain at 60 GHz	9	10	10	10	11	11	11	12	12	12	12
Fmin(dB) at 94 GHz	2,8	2,5	2,5	2,5	2,2	2,2	2,2	2	2	2	2
Associated Gain at 94 GHz	8	9	9	9	10	10	10	11	11	11	11
Power											
F max (GHz)	200	250	250	250	320	320	320	350	350	350	350
Breakdown(volts)@Vd= 1mA/mm	45	40	40	40	35	35	35	30	30	30	30
I max (ma/mm)	1200	1350	1350	1350	1450	1450	1450	1500	1500	1500	1500
Gm (S/mm)	0,36	0,5	0,5	0,5	0,65	0,65	0,65	0,7	0,7	0,7	0,7
P _{out} at 10 GHz and peak Efficiency (mW/mm)	5000										
Peak efficiency at 10GHz (%)	65										
Gain at 10 GHz, at P _{1dB} (dB)	14										
P _{out} at 24 GHz and peak Efficiency (mW/mm)	4500	5000	5000	5000							
Peak efficiency at 24GHz (%)	55	55	55	55							
Gain at 24 GHz, at P _{1dB} (dB)	12	13	13	13							
P _{out} at 60 GHz and peak Efficiency (mW/mm)	3500	3500	3500	3500	3750	3750	3750	3750	3750	3750	3750
Peak efficiency at 60GHz (%)	32	38	38	38	40	40	40	40	40	40	40

Gain at 60 GHz, at P_{1dB} (dB)	8	9	9	9	10	10	10	11	11	11	11
P_{out} at 94 GHz and peak Efficiency (mW/mm)	2000	2200	2200	2200	2500	2500	2500	3000	3000	3000	3000
Peak efficiency at 94GHz (%)	25	28	28	28	30	30	30	35	35	35	35
Gain at 94 GHz, at P_{1dB} (dB)	7	8	8	8	9	9	9	10	10	10	10
P_{out} at 220 GHz and peak Efficiency (mW/mm)				1200	1200	1200	1200	1200	1200	1200	1200
Peak efficiency at 220GHz (%)				20	24	24	24	28	28	28	28
Gain at 220GHz, at P_{1dB} (dB)				6	7	7	7	8	8	8	8

Tableau I-4 : État de l'art des transistors HEMTs sur nitrure de gallium III-N.

- Manufacturable solutions exist, and are being optimized*
- Manufacturable solutions are NOT known*
- Manufacturable solutions are known*



I-4-3 Transistor MOS-HEMT

Les performances du transistor HEMT AlGaIn/GaN pour les applications haute puissance, radio-fréquence (RF) est haute température sont fortement limitées par le courant de fuite de la grille. D'où un fort courant de grille, induit une consommation plus élevée, une plus faible impédance d'entrée et une augmentation du bruit du HEMT. Ces conséquences limitent les performances du transistor pour les applications visées telles que les chaînes d'émissions RF [37]. Le transistor HEMT présente un courant de grille élevée à température élevée, Il est donc nécessaire de déterminer les mécanismes de transport qui sont responsable de cette augmentation du courant de grille. Dans cette optique, des progrès significatifs ont été réalisés sur GaN/AlGaIn metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistors (MOS-HEMTs) en utilisant SiO₂, Si₃N₄, Ga₂O₃, Al₂O₃ and Sc₂O₃ [38]

I-4-3-1 Topologie de la structure étudiée

La structure du MOS-MHEMT à canal composite nous avons étudiée est représentée sur la figure IV.25. La différence principale entre cette structure et la structure étudiée

précédemment se situe au niveau de contact de grille qui est de type Métal-Oxide-Semiconducteur.

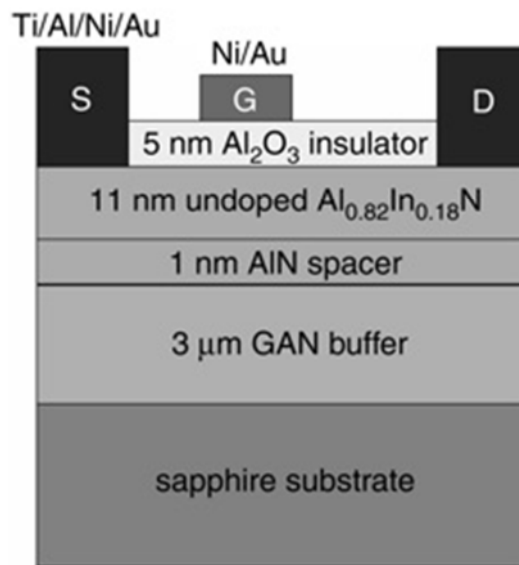


Figure I.12 : Coupe schématique du MOS-HEMT.

I.5 Conclusion

Dans Ce chapitre, nous avons présenté les principaux matériaux semi-conducteurs comme par exemple le silicium et les matériaux III-N, ces derniers présentent des propriétés très intéressantes pour les applications haut débit. Les mobilités électroniques élevées, en particulier dans les gaz d'électrons bidimensionnels ou les structures a puits quantiques à basse température.

Ensuite, nous avons décrit les composants unipolaires micro-ondes MOSFET et HEMT et MOSHEMT en introduisant de façon simple les bases nécessaires à la compréhension des paramètres technologiques régissant le fonctionnement de ces transistors à effet de champ et ceci sans rentrer dans le détail de la physique de ces composants. Il résume pour chacun de ces transistors le fonctionnement, la technologie et l'état de l'art. Des applications et des performances correspondant à chacune de ces applications ont été aussi présentées tout en insistant sur le choix des transistors adaptés à chaque type d'application et le choix du matériau pour la réalisation des transistors de haute performance en fréquence.

Chapitre II :
Etude et modélisation
physico-thermique du
MOS-HEMT en GaN

II-1 Introduction

L'augmentation de la densité d'intégration et la fabrication des fonctions électroniques intégrées sur substrat de taille réduite augmentent la dissipation d'énergie et par conséquent amplifient les problèmes de dissipation thermique. Cette dérive en température peut avoir un impact important sur les performances physiques et électriques des composants, circuits et systèmes électroniques. Elle constitue donc l'un des principaux thermique limitant leurs performances. En effet l'élévation de la température dans la zone active a un impact non négligeable dans la dégradation de nombreux paramètres physiques des transistors et en particulier la dégradation de leurs propriétés de transport.

Dans ce chapitre nous avons élaboré un modèle physico-thermique développé pour le transistor MOS-HEMT en GaN pour comprendre la distribution de la température de réseau dans ce composant et analyser les effets liés à l'augmentation de la température sur leurs performances statiques.

Le paragraphe II-2 présente les polarisations dans le transistor MOS-HEMT à hétérostructure AlGa_xN/GaN. La quantité de charge à l'interface AlGa_xN/GaN est présentée dans les paragraphes II-3 et II-4, ainsi qu'un modèle physico-thermique développé pour ce transistor est traité dans le paragraphe II-5.

II-2 Présentation du MOS-HEMT en GaN et principe de fonctionnement [39]

Le transistor MOS-HEMT Al_xGa_{1-x}N /GaN, est un dispositif à effet de champ de la filière nitrures.

Les principaux avantages du MOS-HEMT Al_xGa_{1-x}N /GaN par rapport à ses concurrents sont:

- ✚ Un gap élevé.
- ✚ Tension de claquage élevé.
- ✚ Une conductivité thermique conséquente.
- ✚ Meilleure mobilité électrique.
- ✚ Meilleure vitesse de saturation.

Le but de la structure d'un MOS-HEMT est double, dans un premier temps de séparer les électrons libres de la couche de semi-conducteur contenant des impuretés afin d'augmenter la mobilité des électrons. Pour cela un matériau GaN à gap relativement faible est mis en contact avec le ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ à grand gap. Dans un second temps d'insérer une couche mince d'oxyde permet de réduire le courant de fuite de la grille.

II-2-1 Définition de la structure par couche du transistor MOS-HEMT GaN

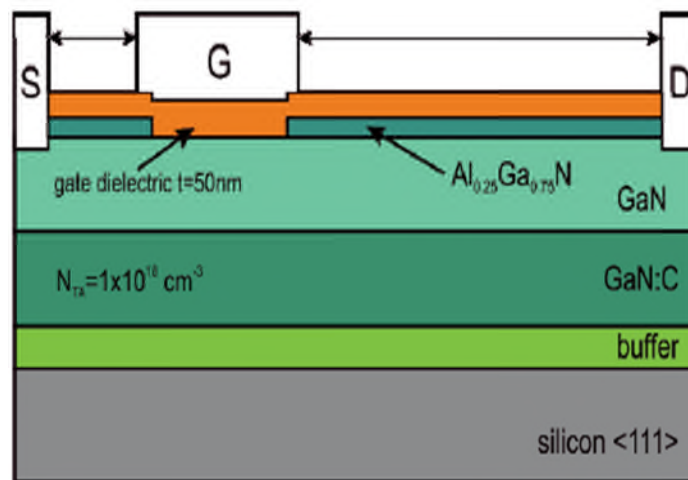


Figure II.1: Structure d'un transistor HEMT $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ [40].

La structure d'un transistor de type MOS-HEMT en Nitrure de Gallium est très semblable à celle d'un transistor HEMT (on présente un schéma structurel de transistor MOS-HEMT GaN à la figure II.1).

Ce transistor est constitué de trois électrodes : la grille, la source et le drain. Le contact lié au dépôt de l'électrode de grille est un contact de type Schottky. Quant aux électrodes de source et de drain, il s'agit de contacts ohmiques dont les effets devront être pris en compte par la suite.

C'est un transistor dont sa structure est horizontale. Chacune des couches le constituant n'est pas dopée ou ne l'est pas intentionnellement. C'est pourquoi il faudra quand même tenir compte d'un dopage résiduel présent dans chacune des couches semi-conductrices du transistor HEMT GaN.

A travers le schéma présenté précédemment à la figure II.1, on note principalement trois couches principales :

- ⇒ Les électrodes de source et de drain ne sont pas en surface. Elles sont directement encastrées dans la structure pour être en contact avec le canal d'électrons afin d'assurer la conduction parfaite du composant.
- ⇒ La couche isolante très mince constitue généralement d'un diélectrique de grande permittivité relative.
- ⇒ La barrière $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ fait quelques dizaines de nanomètres. x représente la fraction molaire ou pourcentage en Aluminium du composé ternaire. La différence de gaps entre ce composé ternaire et le matériau en Nitrure de Gallium crée une hétérojonction dans laquelle les électrons seront confinés afin de constituer le gaz bidimensionnel plus connu sous le nom de 2DEG comme nous le montre la figure II.1 ci-dessus.
- ⇒ La couche de nitrure de gallium est placée juste au dessous de la couche ternaire. Elle contient le 2DEG d'électrons dans sa partie supérieure, répartis simplement sur une épaisseur de quelques nanomètres.
- ⇒ Afin de constituer le substrat, un support en silicium peut être utilisé. C'est sur celui-ci que sera réalisé le composant. Il augmentera son pouvoir calorifique ce qui reste un avantage du point de vue thermique.
- ⇒ L'utilisation d'un buffer placé entre le substrat et la couche de GaN sera requise de manière à passer graduellement de l'accord de maille du GaN vers celui du Si et inversement (cela n'est pas précisé sur la figure II.1 mais c'est une étape nécessaire dans la mise en œuvre du composant). On utilisera sans doute du nitrure d'Aluminium.
- ⇒ Enfin, on pourra avoir recours à l'utilisation d'une couche supplémentaire dite de passivation afin d'isoler la barrière de l'extérieur. En effet, le matériau ternaire possède de l'aluminium fortement oxydable quand il est en contact avec l'air. Afin d'éviter cela et conférer au composant un fonctionnement optimal, on dépose une couche semi-conductrice composée de GaN ne possédant pas d'Aluminium. Elle isole ainsi spatialement la barrière de l'air extérieur (là encore, cela n'est pas indiqué sur la figure. Ce n'est pas une étape systématique mais elle est fortement conseillée).

Or, avant d'expliquer la manière dont le gaz bidimensionnel s'est formé, il est nécessaire d'expliquer clairement le mode de conduction du transistor HEMT GaN. Et pour cela, il faut analyser précisément le diagramme des bandes associé à cette structure (à laquelle on rajoute le buffer et la couche de passivation).

II-2-2 Rappels de base sur le fonctionnement du MOSFET

A- Régime de fonctionnement

Le diagramme de bande d'une structure MOS sur substrat uniformément dopé N est rappelé sur la figure II.2. Le niveau de Fermi est défini par la relation $E_F = E_i - q\Phi_f$, avec Φ_{cc} l'écart entre le potentiel intrinsèque et le potentiel de Fermi du semi-conducteur dopé de type accepteur et Φ_f donné par l'expression (II.1):

$$\phi_f = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{N_A}{n_i} \right) \quad (\text{II-1})$$

Dans l'expression (II.1), k_B est la constante de Boltzmann, T la température, q la charge élémentaire, N_A la densité de dopants (de type accepteur) et n_i la densité intrinsèque des porteurs.

La tension de bande plate $V_{FB} = \phi_M - \phi_S$ est la tension qu'il faut appliquer sur la grille pour que le potentiel à l'interface diélectrique/semi-conducteur ψ_S soit nul. La différence de potentiel $\psi_S = (E_i(0) - E_i(\infty))/q$, appelé potentiel de surface, représente la courbure de bande entre la surface et le volume du semi-conducteur.

Dans le cas où des charges fixes sont présentes dans l'oxyde de grille, la tension de bande plate est donnée par $V_{FB} = \phi_M - \phi_S - Q_{SS}/C_{ox}$, avec Q_{ss} la densité de charges équivalentes d'interfaces (incluant la présence des charges fixes dans l'oxyde) et C_{ox} désigne la capacité de l'oxyde de grille $C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox}}{t_{ox}}$, avec ϵ_{ox} et t_{ox} désignent respectivement la constante diélectrique et l'épaisseur de l'oxyde.

Les différents régimes de fonctionnement sont définis suivant les valeurs du potentiel de surface.

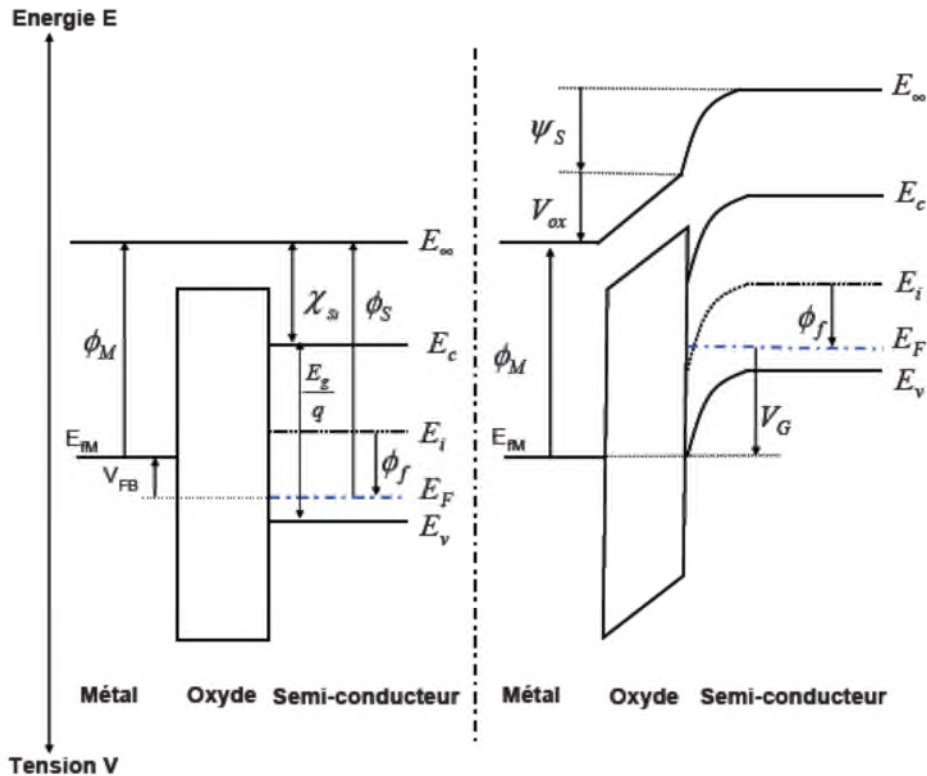


Figure II.2: Représentation schématique des bandes d'énergie d'un N-MOSFET, bandes plates (à gauche) et régime d'inversion faible (à droite).

ϕ_M est le travail de sortie de la grille, χ_{Si} , E_g et ϕ_s présentent respectivement l'affinité électronique, la bande interdite et le travail de sortie du silicium, E_v , E_c et E_i sont respectivement les énergies de la bande de valence, de la bande de conduction et l'énergie intrinsèque du silicium.

- **Régime d'accumulation:** $\psi_S < 0$ soit $V_{GS} < V_{FB}$

La charge dans le semi-conducteur est dominée par les porteurs majoritaires du substrat (les trous) près de la surface. Les porteurs sont attirés très près de l'interface diélectrique/semi-conducteur. La charge à la surface du semi-conducteur est du même type que le volume du semi-conducteur avec une densité de trous à la surface grande devant la densité de trous dans le volume.

- **Régime de bande plates:** $\psi_S = 0$

Ce régime est le seul cas dans lequel le semi-conducteur conserve jusqu'à la surface ses propriétés de volume.

- **Régime de désertion:** $0 < \psi_S < \phi_f$ soit $V_{GS} > V_{FB}$

Les porteurs majoritaires sont repoussés de l'interface. Il se crée alors près de la surface une zone dépourvue de porteurs libres (électrons et trous), appelée zone de charge d'espace. Cette zone est constituée uniquement d'impuretés ionisées (charges négatives).

Durant ces deux régimes (accumulation et désertion), le transistor est bloqué.

- **Régime d'inversion faible:** $\phi_f < \psi_S < 2\phi_f$ soit $V_{FB} < V_{GS} < V_T$ pour $\psi_S = \phi_f$,

Les densités d'électrons et de trous sont égales en surface (près de l'interface oxyde/semi-conducteur) à la densité intrinsèque de porteurs du matériau considéré (ni).

A partir de $\psi_S > \phi_f$, les porteurs présents en plus grande quantité à la surface sont des électrons. Durant le régime d'inversion faible, la densité de porteurs majoritaires à la surface (électrons) est toujours inférieure à la densité de porteurs majoritaires dans le volume (trous).

Pour $\psi_S = 2\phi_f$ la tension de grille est égale à la tension de seuil. La tension de seuil est la valeur de la tension de grille pour laquelle le transistor passe du régime d'inversion faible au régime d'inversion forte. Sous cette condition, la tension de seuil s'exprime comme suit :

$$V_T = V_{FB} + 2 \cdot \phi_f + \frac{\sqrt{4 \cdot q \cdot N_A \cdot \epsilon_{Si} \cdot \phi_f}}{C_{ox}} \quad (\text{II-2})$$

- **Régime d'inversion forte:** $\psi_S > 2\phi_f$ soit $V_{GS} > V_T$

Les électrons sont les porteurs présents en plus grand nombre à la surface et en densité supérieure à celle des trous dans le volume du semi-conducteur. Les porteurs libres sont présents en grand nombre dans le canal. Le transistor est alors passant.

II-2-3 Polarisation dans les HEMT AlGaIn/GaN

Les transistors HEMTs GaN typiques peuvent posséder une densité de charge dans le canal atteignant plus de $1 \cdot 10^{13}$ charges.cm⁻² sans pour autant doper la structure de manière intentionnelle. En effet, on pourra constater la présence d'un dopage résiduel de $1 \cdot 10^{16}$ cm⁻³.

Ceci est dû à la structure même du transistor qui est le siège de deux types de polarisation, la polarisation piézoélectrique et la polarisation spontanée.

II-2-3-1 Polarisation piézoélectrique

La piézoélectricité est une propriété que possèdent certains matériaux. Elle a été découverte par Pierre et Paul-Jacques Curie en 1880. Elle se traduit par la polarisation de ces matériaux sous l'effet d'une force ou d'une contrainte mécanique, c'est l'effet direct. L'effet inverse peut, par ailleurs, se produire. En effet, lorsque l'on applique un champ électrique à un matériau de nature piézoélectrique, il se déforme ce qui souligne la réversibilité de cet effet. Il est donc nécessaire d'analyser et de caractériser cet effet.

Lorsqu'une couche de matériau $Al_xGa_{1-x}N$ est déposée sur une couche de Nitrure de Gallium, la couche du matériau ternaire est contrainte à cause de la différence du paramètre de maille a_0 ce qui la soumet à la polarisation piézoélectrique. Cette contrainte sur le matériau est d'autant plus forte que le pourcentage en aluminium est fort.

Quand on fait croître une couche d' $Al_xGa_{1-x}N$ sur un revêtement en nitrure de gallium face Gallium, le champ électrique dans le matériau ternaire, généré par la polarisation piézoélectrique, est orienté vers le GaN. Afin de calculer cette polarisation dans le matériau $Al_xGa_{1-x}N$, on se basera sur les travaux de E. T. Yu et al. [41]. On peut exprimer cette polarisation selon la manière suivante :

$$P^{p,AlGaN} = 2e_{31}^{AlGaN} \epsilon_1^{AlGaN} + e_{33}^{AlGaN} \epsilon_3^{AlGaN} \quad (II-3)$$

Où :

$$\epsilon_1^{AlGaN} = \frac{a^{GaN} - a^{AlGaN}}{a^{AlGaN}} \quad (II-4)$$

Et

$$\epsilon_3^{AlGaN} = -2 \frac{c_{11}^{AlGaN}}{c_{33}^{AlGaN}} \epsilon_1^{AlGaN} \quad (II-5)$$

Notation :

c_{31} et c_{33} : constantes d'élasticité (paramètres dépendant du pourcentage d'Aluminium).

a^{GaN} : Paramètre de maille du nitrure de gallium.

a^{AlGaN} : Paramètre de maille du matériau ternaire (dépendant du pourcentage d'aluminium).

e_{31} et e_{33} : composantes piézoélectriques et tensorielles des matériaux piézoélectriques dont les structures cristallographiques correspondent à des cristaux de type Wurtzite. Tout comme les constantes d'élasticité, ces composantes tensorielles sont dépendantes de la fraction molaire x .

On donne ainsi l'expression analytique de cette polarisation en fonction de x après les travaux extraits de la thèse de N.Vellas en 2003 [42] :

$$P_{PZAlGaN}(x) = 2 \frac{a - a_0(x)}{a_0(x)} \left[e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{c_{13}(x)}{c_{33}(x)} \right] C/m^2 \quad (\text{II-6})$$

Avec :

a : Paramètre de maille de Nitrure de Gallium (relaxé : 0% de pourcentage en aluminium).

$a_0(x)$: Paramètre de maille de l' $Al_xGa_{1-x}N$ contraint.

$$a_0(x) = (-0,077 \cdot x + 3,189) \text{Å}$$

$$e_{31}(x) = (-0,11 \cdot x - 0,49) C/m^2$$

$$e_{33}(x) = (0,73 \cdot x + 0,73) C/m^2$$

$$c_{13}(x) = (5 \cdot x + 103) GPa$$

$$c_{33}(x) = (-32 \cdot x + 405) GPa$$

Ces relations linéaires donnent l'évolution des composantes piézoélectriques et d'élasticité dans le composé ternaire en fonction de la fraction molaire. Elles sont tirées de la même thèse de N.Vellas qui s'est appuyé sur les travaux de Bernardini et al. [43].

La polarisation piézoélectrique dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ est exprimée au moyen de l'équation II-7 [40]

$$P_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}}^{\text{pz}} = -0.0525x + 0.0282x(1 - x) \quad (\text{II-7})$$

Cette polarisation est donc largement dépendante de la quantité d'aluminium présente dans le matériau ternaire ce qui est normal car c'est ce composé qui contraint mécaniquement le matériau par rapport au matériau adjacent en GaN.

Ainsi, lorsque l'on connaît le pourcentage d'aluminium, il suffit d'effectuer le calcul pour déterminer la valeur de cette polarisation.

Toutefois, la piézoélectricité n'est pas la seule polarisation qu'il faut prendre en compte pour déterminer la quantité de charge qui viendra constituer le gaz bidimensionnel. En effet, la polarisation spontanée soumet les matériaux de type Nitrure III-V à ses effets.

II-2-3-2 Polarisation spontanée

La liaison entre l'atome de Gallium et l'atome d'Azote composant la paire Ga-N de nature non-centrosymétrique. Plus précisément, cela signifie que la plupart des électrons de valence se regroupent autour de l'atome d'Azote. Seule une faible partie de ces électrons se groupent autour du Ga.

La polarisation spontanée est donc la polarisation résultant de la dissymétrie des atomes de valence au sein des paires Ga-N qui composent le nitrure de gallium de type Hexagonal. Elle intervient systématiquement, que le matériau soit relaxé ou non.

Si le matériau est soumis aussi à une force mécanique qui génère la polarisation piézoélectrique, alors les deux polarisations se superposent (sans pour autant avoir la même direction) et doivent être prises en compte ensemble.

Selon *Bernardini*, la relation entre la polarisation spontanée au sein des éléments de type Nitrure III-V et la fraction molaire x qui donne le pourcentage en Aluminium est une relation linéaire en fonction de x [40]. Elle est donnée par l'équation suivante (valable pour tout x) :

$$P_{SP_{AlGaN}}(x) = -0.09x - 0.034(1-x) + 0.0191x(1-x) \quad (\text{II-8})$$

On en déduit la valeur de la polarisation spontanée dans le matériau GaN :

$$P_{SP_{GaN}}(x) = -0,029 \text{ C/m}^2 \quad (\text{II-9})$$

Remarques importantes

On s'intéressera à des matériaux Al_xGa_{1-x} et GaN avec une polarité Gallium (ou face Ga) c'est-à-dire que la polarisation spontanée (le vecteur polarisation spontanée) sera orientée vers le substrat ou plus précisément vers le bas si l'on considère la structure de couche horizontale du transistor HEMT GaN.

Quant à la polarisation piézoélectrique, elle sera orientée suivant le type de contrainte auquel le matériau est soumis. Cela signifie que cette polarisation sera orientée vers le substrat si l' $Al_xGa_{1-x}N$ subit une extension de maille et vers la grille si l' $Al_xGa_{1-x}N$ subit une compression de maille.

II-3 Détermination de la quantité de charge a l'interface AlGaN/GaN

Le but de ce paragraphe est de déterminer la quantité de charges σ à l'interface AlGaN/GaN qui constituera le gaz bidimensionnel d'électrons et ce, à partir de la superposition de tous les champs occasionnés par les deux polarisations présentes au sein des deux couches. D'une part, il faudra considérer que ces couches sont polarisées Gallium (polarisation piézoélectrique orientée vers le substrat). D'autre part, on se placera dans le cas idéal c'est-à-dire que l'on considérera le matériau GaN comme non contraint.

La couche d'AlGaN présente des charges positives au niveau de sa partie inférieure et des charges négatives dans sa partie supérieure. Leur présence résulte de l'addition des deux polarisations spontanée et piézoélectrique orientées vers la même direction (vers le substrat). Le nitrure de gallium, quand à lui, possède aussi des charges positives et négatives à ses extrémités mais en quantités moindres ce qui peut s'expliquer par le fait que le matériau GaN n'est pas contraint. Il subit juste l'effet de la polarisation spontanée. Par conséquent, seules les charges positives et négatives sont représentées à la figure II.3 ci –dessous :

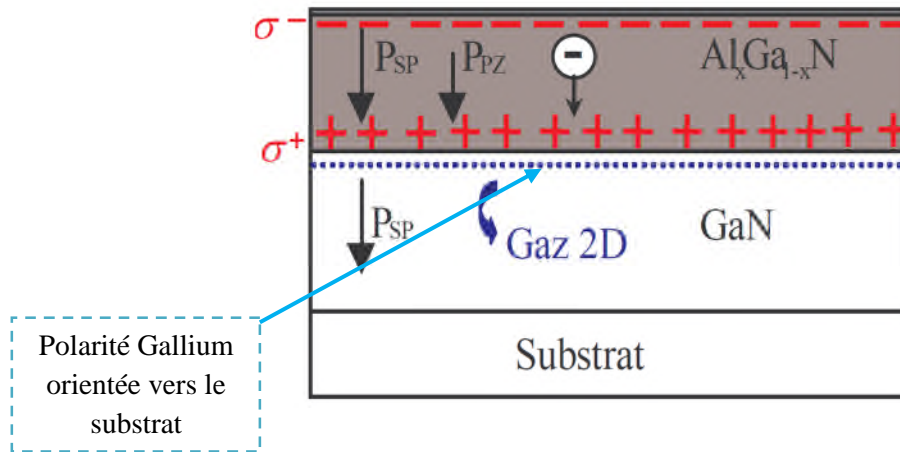


Figure II.3:Réparation des charges et des polarisations piézoélectrique et spontanée à travers la structure HEMT GaN, création du 2DEG dans le cas idéal.

Comme on peut le constater sur la figure II.4, lorsque le matériau GaN est relaxé et que l'on fait croître l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sur le GaN, il se forme une accumulation de charges positives au niveau de la partie inférieure du matériau ternaire. La quantité de charge σ^+ n'est que le résultat des combinaisons des deux polarisations agissant dans ces deux matériaux. On donne ci-dessous l'expression [44] analytique de cette quantité de charges :

$$\sigma = (p^{\text{sp}}_{\text{GaN}}) - (p^{\text{sp}}_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} + p^{\text{pz}}_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}}) \quad (\text{II-10})$$

Les expressions littérales des trois polarisations ci –dessus sont données dans les équations décrites plus haut.

Par ailleurs, la connaissance de ces mêmes expressions nous permettrait de tracer l'évolution de ces polarisations en fonction de la fraction molaire x afin de déduire graphiquement l'évolution de $|\sigma|$ en fonction de x (toujours dans le cas où le matériau GaN est relaxé).

Par conséquent, on donne à la figure II.4, l'évolution de $|\sigma|$. Ces résultats sont tirés des travaux de thèse de N.Vellas qui a étudié les propriétés de la filière GaN et ses applications à la réalisation de transistors HEMT [40].

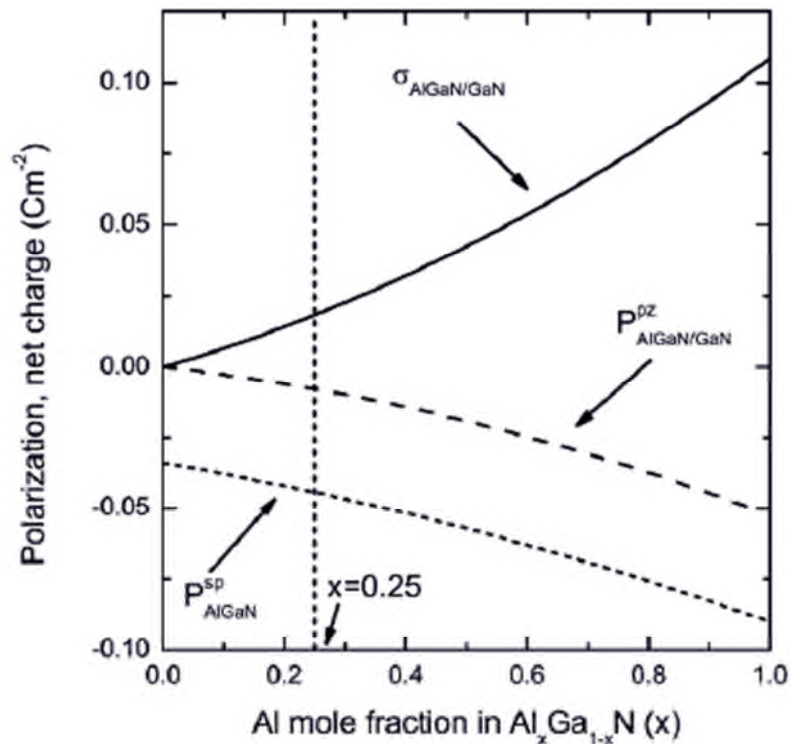


Figure II.4: Evolution des polarisations piézoélectrique et spontanée et de la densité de charges à l'interface AlGaIn/GaN en fonction de la fraction molaire x .

Comme on l'attendait, cette quantité augmente avec le taux d'aluminium. Cela peut s'expliquer par deux raisons fondamentales :

- ✓ Le fait d'augmenter ce taux augmente par ailleurs l'extension de maille du matériau ternaire. Sa contrainte en tension est donc d'autant plus importante que x croît.
- ✓ La polarisation spontanée de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ augmente avec le taux d'aluminium (relation linéaire).

Par combinaison de ces deux effets, l'augmentation de x ne peut qu'accroître la quantité de charges à l'interface en question.

L'accumulation de charges positives ainsi calculée doit fondamentalement être compensée par une quantité de charges opposée pour garantir le respect de la neutralité électronique. Cela se traduit donc par la formation de charges négatives de l'autre côté de l'interface côté GaN comme nous le montre la figure II.5 plus haut. C'est ainsi qu'est

formé le gaz bidimensionnel d'électrons obtenu sans dopage intentionnel ce qui souligne l'indéniable avantage de la filière GaN.

On parlait de cas idéal car le matériau GaN, quand il est relaxé, ne subit ni contrainte en compression, ni contrainte en tension qui pourraient être responsables de la dégradation de la structure cristalline du matériau en provoquant la formation de cassures ou de dislocations dans le réseau cristallin. De plus, cette configuration est idéale pour générer une grande quantité de charges à l'interface.

Cependant ce cas est très rare car l'épitaxie parfaite d'une telle couche est très difficile à réaliser. Il n'est donc pas facile d'éviter la contrainte. Il nous faut donc étudier le cas non idéal afin de se rapprocher de la réalité.

II-4 Détermination de la quantité de charge a l'interface AlGa_xGa_{1-x}N en GaN contraint en tension

On sait que l'Al_xGa_{1-x}N avec une polarité Gallium possède un désaccord de maille avec le GaN. Il s'avère que la maille du nitrure de gallium est plus importante que celle de l'Al_xGa_{1-x}N quelque-soit x supérieur à 0. Le matériau ternaire est donc contraint en tension ce qui, par conséquent, impose le fait que les polarisations spontanée et piézoélectrique de l'Al_xGa_{1-x}N sont toutes les deux orientées vers le bas. Quand au désaccord de maille entre le GaN (situé juste en dessous du 2DEG) et le buffer en Nitrure d'aluminium (AlN), il est de nature différente. En effet, l'AlN possède une maille moins grande que le nitrure de gallium, le GaN (face Ga) subit donc une contrainte en compression. C'est pour cela que la polarisation piézoélectrique qui l'habite est orientée vers le haut du transistor comme nous le montre la figure II.5 du composant entier.

Par conséquent, on note la présence de quatre interfaces au niveau desquelles les charges se répartissent. Ces charges résultent des polarisations présentes au sein des couches de GaN et d'Al_xGa_{1-x}N qui viennent constituer successivement la couche de passivation, la barrière et le canal du composant. La figure de gauche montre la répartition des charges positives et négatives générées par chacune des couches.

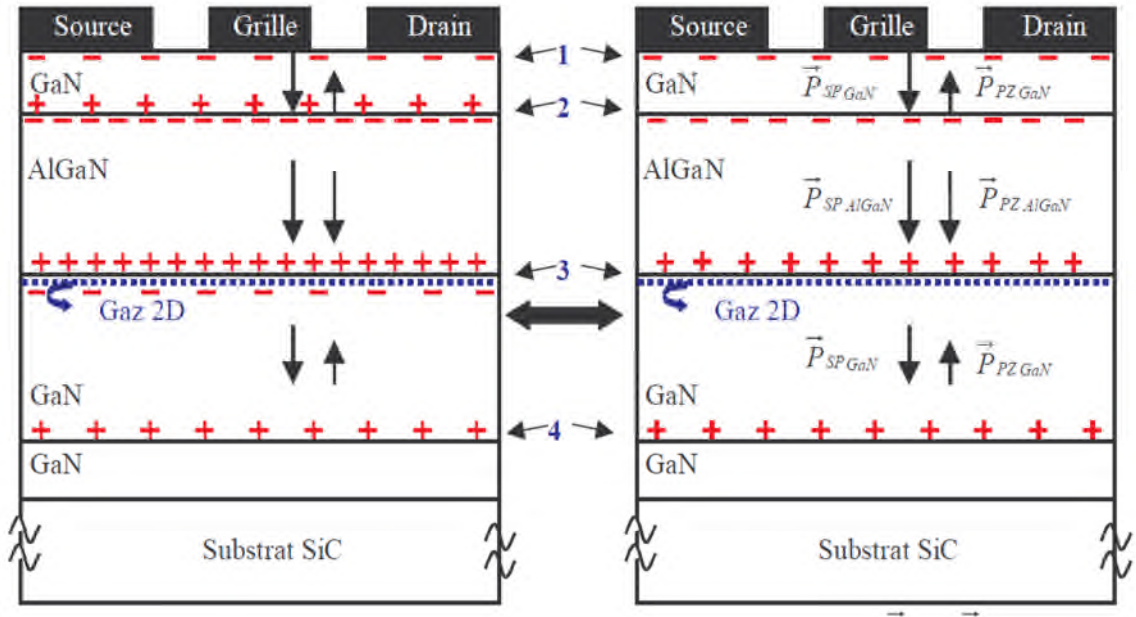


Figure II.5: Visualisation des différentes sortes de polarisations qui agissent au sein de chacune des couches et de la répartition des charges aux interfaces.

. La figure de droite (équivalente à celle de gauche) montre la répartition de ces quantités par l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ce qui explique pourquoi on représente que les charges positives et négatives de la couche du matériau ternaire. Cela nous permet de déterminer la densité de charge $|\sigma^+|$ à l'interface 3 coté AlGaN qui sera l'origine de la formation du 2DEG par électro-neutralité.

Ainsi, lorsque l'on considère les orientations de chacune des polarisations agissant au sein du GaN et de l' AlGaN , on peut déterminer l'expression littérale de la densité de charges $|\sigma^+|$ à l'interface 3:

$$|\sigma^+| = |P_{SP_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}}(x) + P_{PZ_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}}(x) + P_{PZ_{\text{GaN}}}(x) - P_{SP_{\text{GaN}}}(x)|C/m^2 \quad (\text{II-11})$$

Le principe de fonctionnement du transistor HEMT AlGaN/GaN est le même. Donc, après la formation du gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface AlGaN/GaN coté GaN. Les électrons du 2DEG occupent les niveaux d'énergie de puits triangulaire quantique coté GaN et la modulation du niveau de Fermi par l'action électrostatique de la grille peuple ou dépeuple la population en charges négatives selon le signe de la

polarisation de grille V_{gs} . On donne la forme définitive du diagramme énergétique de la structure HEMT AlGa_n/Ga_n, à la figure II.6 ci-dessous.

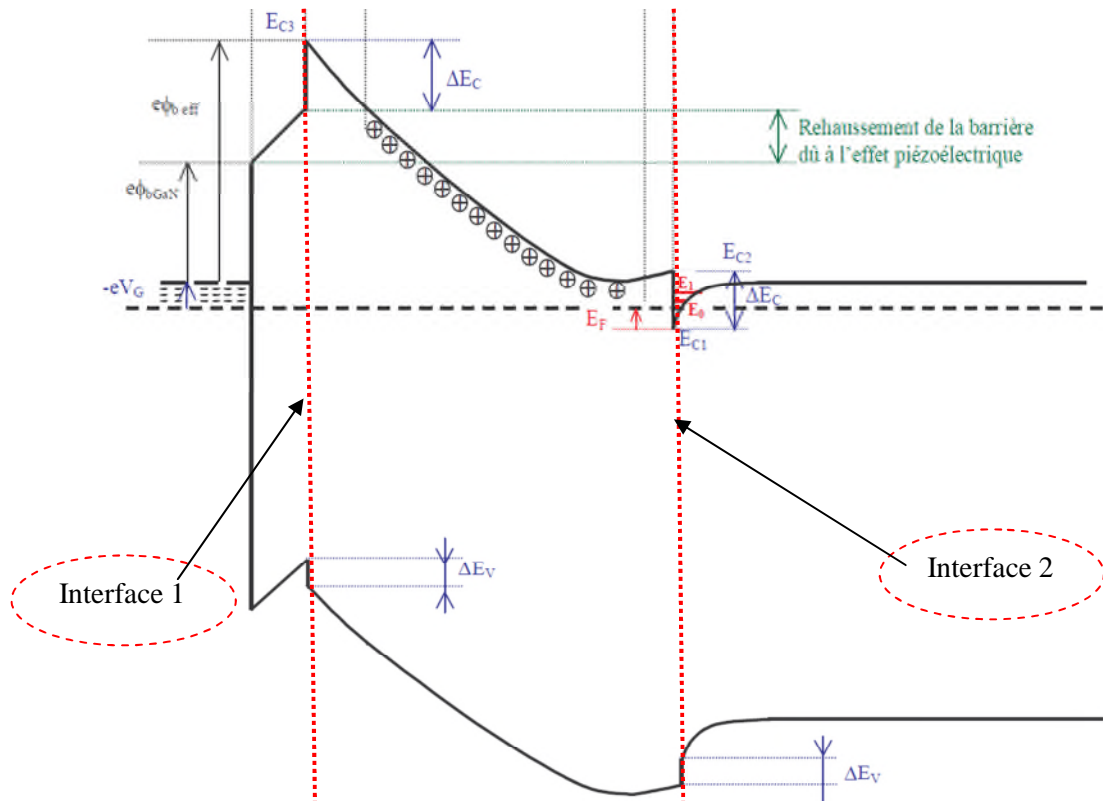


Figure II.6: Diagramme énergétique de l'ensemble de la structure du composant.

Il est possible d'établir un lien entre le diagramme des bandes présenté à la figure II.7 et les charges apparaissant au niveau de la structure présentée à droite de la figure II.6. En effet, les charges développées par les polarisations à l'intérieur des matériaux de la structure sont à l'origine des courbures des bandes de conduction et de valence de ce diagramme énergétique :

- ✓ L'accumulation de charges négatives à l'interface 1 coté barrière pourrait correspondre à un dopage de type N. Or le dopage de type N fait décroître en énergie le diagramme des bandes ce qui peut rigoureusement expliquer le fait que les bandes de conduction et de valence sont en décroissance dans cette zone.
- ✓ L'accumulation de charges positives à l'interface 2 coté barrière, quant à elle, pourrait correspondre à un dopage de type P. C'est ce dopage qui fait croître en énergie le diagramme des bandes. Cela justifie le fait que les bandes de conduction et de valence augmentent au niveau de cette interface.

- ✓ On note, par ailleurs, que la bande de conduction augmente de part et d'autre de la frontière barrière/canal (AlGaIn/GaN) au niveau de la discontinuité qui marque l'hétérojonction. Cela s'explique par le fait que le champ électrique est continu.
- ✓ Finalement, on retrouve bien la cassure approximativement triangulaire à l'intérieur de laquelle est confiné le 2DEG dense dans le canal.

II-5 Modèle physico-thermique du Mos-HEMT

II-5-1 Modèle physico-électrique du MOS-HEMT

Il existe trois modèles de transport de charges qui permettent de décrire le déplacement des électrons dans un volume :

- **Dérive-diffusion** qui suppose que l'énergie, et donc la température, des électrons reste égale à celle du réseau cristallin.
- **Thermodynamique** qui est basé sur le modèle dérive-diffusion mais qui prend en compte une température du réseau différente de la température ambiante.
- **Hydrodynamique** qui permet de prendre en compte le cas où les électrons ont une énergie, et donc une température, supérieure à celle du réseau cristallin.

La simulation physico-électrique du transistor MOS-HEMT revient à déterminer les potentiels électriques et les flux de porteurs. Pour déterminer ces quantités, nous utilisons les deux lois suivantes :

- la loi de continuité, qui permet de définir le flux de porteurs et donc le courant électrique.
- la loi de Poisson qui permet de définir la densité de charges et donc le potentiel électrostatique.

La loi de continuité du courant :

Les équations de continuité des densités de porteurs libres, électrons (eq. II-12) et trous (eq.II-13) [45], représentent la continuité des flux de porteurs :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{II-12})$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{II-13})$$

\vec{J}_n et \vec{J}_p : représentent respectivement la densité de courant d'électrons et de trous.

R_n et R_p : représentent respectivement le taux de génération-recombinaison d'électrons et de trous.

p et n : représentent respectivement la densité de trous et d'électrons libres.

G_n et G_p : les taux de génération pour des électrons et des trous.

La loi de Poisson :

Cette loi (eq.II-14) relie la densité de charges au potentiel électrostatique [46].

$$\operatorname{div}(\varepsilon \nabla \psi) = -\rho \quad (\text{II-14})$$

ε représente la permittivité électrique, ψ le potentiel électrostatique, et ρ la densité de charges spatiales locale.

II-5-2 Modèle thermique du MOS-HEMT

Le principe de la modélisation thermique repose sur la résolution de l'équation de diffusion de la chaleur (II.15) [47].

$$\rho C_p \frac{\partial T_L}{\partial t} - \operatorname{div} \left(k_L \vec{\nabla}(T_L) \right) = H \quad (\text{II-15})$$

Dans l'expression (II-15), ρ est la masse volumique du matériau en Kg/m^3 , C_p est la capacité calorifique massique en $\text{J/Kg} \cdot \text{K}$, k_L est la conductivité thermique du matériau en W/mK .

Le terme H indique le terme de la génération de chaleur qui se manifeste par l'émission des phonons optiques et acoustiques.

Un modèle simplifié pour obtenir le taux de génération calorifique pour un volume donné est couramment admis pour les technologies HEMTs [47].

$$H = \vec{J} \cdot \vec{E} + (R - G)(E_g + 3k_B T) \quad (\text{II-16})$$

Le premier terme de l'expression (II-13) est l'effet Joule dû à la résistance électrique du semi-conducteur. Ce terme correspond au produit scalaire du vecteur champ électrique et celui de la densité de courant. Le second terme représente le taux d'échauffement dû aux générations (G) et aux recombinaisons (R) non radiatives des paires électron-trou, E_g est le gap du semi-conducteur, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température ambiante [48].

Ainsi, une étude thermodynamique rigoureuse sur la génération de chaleur dans les composants à semi-conducteurs a été développée par Wachutka [48]. D'où la génération de la chaleur dans ces composants tels que les HEMTs est due principalement à l'effet Joule. Ce dernier correspond au premier terme de l'équation II-16.

II-6 Résolution numérique par la méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis est très largement utilisée pour l'étude des effets thermiques. Elle permet de transformer un problème à équations différentielles en un système numérique pouvant être résolu par des techniques numériques. Cette méthode consiste à diviser la structure à étudier, en morceaux de base appelés maillage. On applique à chaque élément du maillage les différentes équations qui décrivent le comportement physique et thermique du dispositif étudié et on définit les conditions aux limites du système. Le système d'équations est ensuite résolu à l'aide d'algorithmes appropriés d'analyse numérique.

II-6-1 Couplage physico-thermique

Notre modèle du transistor MOS-HEMT a été étudié et conçu à l'aide du module ATLAS du simulateur SILVACO. En fait, Ce simulateur est adapté pour la résolution des équations différentielles couplées par la méthode des éléments finis. Le modèle de dérive diffusion est alors couplé aux équations de transfert de la chaleur par conduction.

A l'instant initial, la température de réseau est uniforme est égale à la température ambiante ($T = 300$ K). On résout le modèle physique pour déterminer la distribution du potentiel et la densité d'électrons dans le composant et plus précisément dans la couche active. En même temps le terme de génération de chaleur H est calculé et la température du réseau en tout point du composant est déterminée par la résolution de l'équation de

diffusion thermique. Le modèle physique est ensuite résolu à nouveau en utilisant les paramètres de mobilité et vitesse de saturation mis à jour en fonction de la température du réseau. Ainsi, les deux modèles sont résolus alternativement jusqu'à la convergence de toutes les grandeurs électriques et thermiques.

II-6-2 Paramètres d'entrée du modèle numérique

La simulation doit être effectuée par l'introduction dans le modèle numérique des constantes, des paramètres physiques et thermiques des matériaux semi-conducteurs utilisés, ainsi que les paramètres technologiques du transistor étudié.

Les principaux paramètres d'entrées du modèle sont:

- La vitesse des porteurs en fonction de la température.
- La mobilité des porteurs en fonction de la température.
- Les constantes diélectriques.
- Le gap des matériaux en fonction de la température.
- La tension de seuil en fonction de la température.
- La conductivité thermique des matériaux en fonction de la température.
- La densité de donneurs ionisés.
- Les capacités calorifiques massiques.
- La masse volumique du matériau semi-conducteur.

II-6-3 Configuration de la densité de charges qui constitue le 2DEG

C'est sans aucun doute l'une des étapes les plus importantes dans la conception du composant. C'est à ce niveau là que l'on configure la structure pour qu'elle tienne compte des polarisations piézoélectriques et spontanées des matériaux GaN et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. C'est donc à cet instant que l'on configure la densité électronique du canal situé au niveau de la partie supérieure de la couche de Nitrure de Gallium et qui s'étend sur quelques angströms afin de constituer le gaz bidimensionnel d'électrons.

Or, d'après le tutorial d'ATLAS [49], nous avons deux manières de paramétrer ces charges occasionnées par les deux sortes de polarisations. Elles sont toutes les deux exposées dans le paragraphe II-2-3.

- **Configuration utilisant les instructions MATERIAL et REGION:**

D'après le manuel d'ATLAS [49], la polarisation des matériaux Wurtzite est caractérisée par deux composantes, la polarisation spontanée PSP et la polarisation piézo électrique PPI. On en déduit alors la polarisation totale dans ces matériaux Pt qui correspond à la somme de PSP et PPI. Or, nous avons la possibilité de configurer ces deux paramètres pour chacun des matériaux de type Wurtzite en utilisant les instructions **MATERIAL** et **REGION**.

On rappelle que la polarisation piézoélectrique présente au sein d'un matériau Wurtzite est donnée par la relation suivante:

$$P_{PZAlGaN}(x) = 2 \frac{a-a_0(x)}{a_0(x)} \left[e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{c_{13}(x)}{c_{33}(x)} \right] C/m^2 \quad (II-17)$$

- **Configuration utilisant l'instruction INTERFACE:**

C'est par cette méthode que les charges d'interface seront configurées car elle permet de les localiser de manière plus précise à la frontière AlxGa1-xN/GaN. Il s'agit tout d'abord de donner directement le résultat du calcul de $|\sigma^+|$, densité de charges à l'interface dont l'expression analytique est rappelée ci-dessous avec l'équation (II-15):

$$|\sigma^+| = |PSP AlxGa1-xN(x) + PPZ AlxGa1-xN(x) + PPZ GaN - PSP GaN| C/m^2 \quad (II-18)$$

Les expressions de PSP AlxGa1-xN(x), PPZ AlxGa1-xN(x), PPZ GaN et PSP GaN sont données au paragraphe II-2-3.

C'est le paramètre **CHARGE** de l'instruction **INTERFACE** qui permet de spécifier la valeur de $|\sigma^+|$ en unité cm^{-2} .

De cette façon, avec un x fixé (par exemple à 30%), on déduit la valeur exacte de $|\sigma^+|$.

Par ailleurs, il faut préciser qu'il s'agit d'une interface semi-conducteur/semi-conducteur, il faut donc indiquer le paramètre **S.S** dans l'instruction **INTERFACE**.

Enfin, il est nécessaire de préciser la localisation de cette interface. Il faut pour cela utiliser les paramètres de positionnement **xmin**, **xmax**, **ymin** et **ymax** qui vont

constituer une fenêtre. La densité de charge configurée plus haut sera appliquée à toute interface semi-conducteur/semiconducteur se situant à l'intérieur de cette fenêtre.

Enfin, il est possible de visualiser la répartition de ces charges à l'interface à l'aide du logiciel **TONYPLOT** en lançant la fenêtre graphique qui fait apparaître la structure du composant.

II-6-4 Définition de la mobilité en fort champ

Lorsque le champ électrique augmente, les électrons voient leur vitesse qui commence à saturer pour ensuite stagner littéralement. Or, on rappelle que la vitesse des électrons correspond au produit de leur mobilité avec le champ électrique. De ce fait, la mobilité diminue quand le champ augmente de manière à maintenir la vitesse des porteurs constants lorsqu'ils atteignent leur vitesse de saturation (figure II.7).

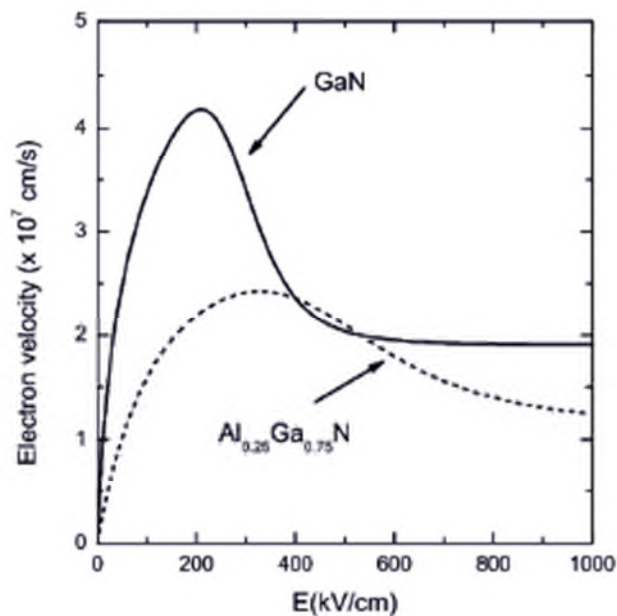


Figure II.7: Évolution de la vitesse des électrons selon l'amplitude du champ électrique.

Il s'agit alors de trouver un modèle qui permettra de configurer deux paramètres physiques importants : la mobilité des électrons et des trous (même si ils sont minoritaires car le 2DEG est un canal d'électrons) dans la barrière et le canal lorsque le champ devient plus important, et la vitesse de saturation des porteurs de charges. Cela

est rendu possible avec le modèle de mobilité dépendant d'un champ électrique parallèle (c'est un modèle extrait du tutorial d'ATLAS dont le nom est « Parallel Electric Field Dependent Mobility »).

Remarque : pour activer le modèle du champ électrique parallèle faisant saturer les électrons dans le canal, il faut préciser le paramètre **FLDMOB** (Field Dependent Mobility) au niveau de l'instruction **MODEL** (voir l'annexe).

Dans un premier temps, ce modèle de mobilité nous permettra d'effectuer la transition entre le comportement des porteurs de charges en champ faible et leur comportement en champ élevé.

La variation de la mobilité en fonction du champ électrique pour le GaN et $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$ est donnée par l'expression analytique suivante [44]:

$$\mu_n = \frac{\mu_0 + v_{sat} \frac{E^{N1-1}}{E_c^{N1}}}{1 + A \left(\frac{E}{E_c}\right)^{N2} + \left(\frac{E}{E_c}\right)^{N1}} \quad (\text{II-19})$$

Les paramètres de la mobilité des porteurs de l'équation II-9 sont résumés dans le tableau II.1 ci-dessous.

Parameter	GaN	$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$
$v_{sat}(\text{cm}^2/\text{s})$	1.91×10^7	1.126×10^7
$\mu_0(\text{cm}^2/\text{Vs})$	1500	300
$E_c(\text{kV/cm})$	220.9	380.5
N1	7.2	5.27
N2	0.78	1.03
A	6.19	3.12

Tableau II.1 : Paramètres de la mobilité des porteurs.

II-7 Conclusion

Dans ce second chapitre, nous avons présenté les différentes couches constituant le transistor MOS-HEMT AlGa_N/Ga_N mettant à profit les propriétés des matériaux de la filière Nitrure de Galium. Nous avons rappelé le fonctionnement du MOSFET, les polarisations spontanée et piézoélectrique dans le MOS-HEMT SiO₂/AlGa_N/Ga_N ont été exposées. Aussi, un modèle physico-thermique pour le transistor MOS-HEMT a été proposé. C'est un modèle numérique qui inclut les lois physiques régissant le fonctionnement du transistor et un modèle thermique avec un couplage physico-thermique. Le modèle est implanté dans le module ATLAS du simulateur SILVACO. Le modèle physico-thermique est utilisé dans le chapitre suivant pour l'analyse par simulations des effets thermiques sur les caractéristiques statiques de ce transistor.

Chapitre III : Résultats et Interprétations

III-1 Introduction

Le transistor MOS-HEMT est un très bon candidat pour les applications haute puissance, malgré ses performances, le fonctionnement de ce transistor en particulier génère de l'auto-échauffement dû à l'effet Joule. En fait, l'auto-échauffement est un mécanisme néfaste pour le fonctionnement d'un tel composant. Cet effet est responsable de la dégradation des propriétés de transport des matériaux et donc de la dégradation des performances dynamiques et statiques de ce transistor. Ces effets thermiques peuvent également entraîner la destruction de ce composant. Il est donc nécessaire de prendre en compte la dissipation thermique et son influence sur l'ensemble des paramètres du transistor MOS-HEMT. Ce dernier provient d'un article publié par Liang Pang et autres [46].

Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord l'outil de simulation SILVACO que nous avons utilisé pour l'étude de ce composant. Ensuite, nous étudierons le comportement électrique et thermique du MOS-HEMT. Nous analyserons, la source de chaleur, les distributions de la température de réseau, l'influence de la température sur les caractéristiques statiques, sur le potentiel, sur la concentration en électron...etc.

III-2 Description du logiciel SILVACO

Le terme SILVACO est l'acronyme de « Silicon Valley Corporation » est une société américaine leader dans la vente de logiciels de TCAD (Technology Computer Assisted Design). Cet outil de conception permet de simuler le comportement électrique et thermique d'un composant électronique en tenant compte de sa structure (dopage, nature des matériaux, géométries, propriétés de transport,...). La TCAD permet d'aider à la conception des composants et/ou de comprendre les mécanismes physiques qui régissent leur fonctionnement. L'avantage majeur de ce type de simulateur est qu'il donne la possibilité de visualiser des phénomènes physiques difficilement accessibles et donc observables. Les modules de TCAD-SILVACO peuvent être utilisés pour :

- ✚ La simulation des étapes de fabrication technologique tels que, ATHENA, SSupreme3, SSupreme4, etc.

- 🖥️ La simulation électrique des dispositifs tels que, les Diodes, les MOSFETs, les HEMTs, les TBHs,...., réalisés par le module ATLAS.
- 🖥️ Virtual Wafer Fab pour automatiser la simulation de fabrication des Wafers.

Le logiciel de simulation **ATLAS** est un simulateur de modélisation de composants capable de prédire les caractéristiques électriques et thermiques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. Il fournit des informations sur la distribution interne de grandeurs telles que les concentrations des porteurs, les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel, la température de réseau, le flux de la chaleur, etc, autant de données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques.

Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson, les équations de continuité de courant pour les électrons et les trous ainsi que l'équation de diffusion de la chaleur par conduction en deux dimensions en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme.

Ce simulateur est composé principalement de deux parties :

- ⇒ Une partie traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...).
- ⇒ Une partie formée des modèles physiques des composants semi-conducteurs les plus récents.

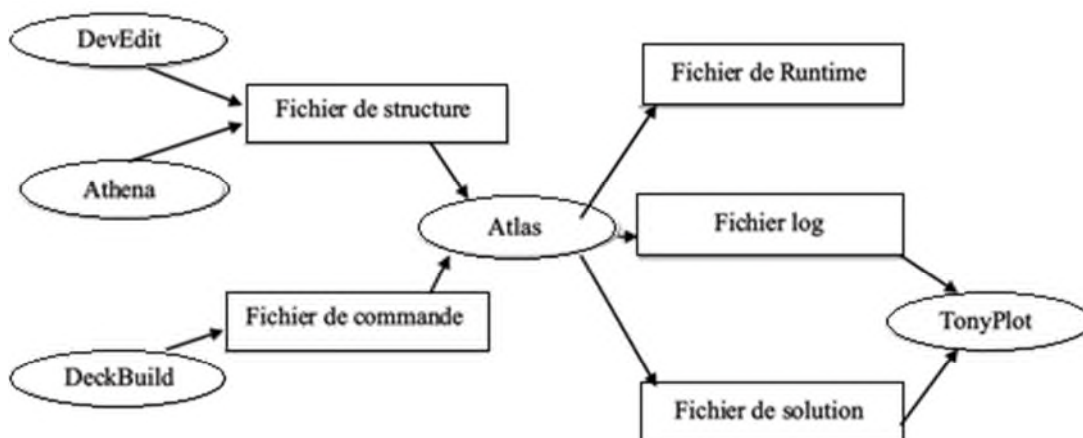


Figure III.1 : Schéma synoptique des modules utilisés dans la simulation par SILVACO

ATLAS a été conçu de façon à pouvoir utiliser d'autres outils qui facilitent son utilisation (figure III.1). Ces outils sont les suivants :

- ⇒ DECKBUILD : il s'agit de l'environnement principal, il permet d'ouvrir ou de charger des decks (des fichiers contenant le code pour la description et la simulation de structures nécessaires à Atlas et aux autres modules de Silvaco). Pour lancer le simulateur Atlas à partir de deckbuild, il faut que le deck contienne la commande **go atlas**.
- ⇒ TONYPLOT : il s'agit de l'interface d'affichage de structures, de courbes et de résultats de simulations (tensions et courants de polarisation en statique ou paramètre S, température du réseau,...).

L'ensemble du script (ou deck) est donné en annexe.

III-3 Topologie de la structure étudiée

Afin de définir les paramètres technologiques de la structure à simuler, tels que les épaisseurs et les longueurs des différentes couches, nous avons calibré la structure de la figure III.2.

La topologie de la structure étudiée est celle d'un HEMT $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}/\text{GaN}$ épitaxiée sur un substrat saphir.

L'épitaxie se compose d'une couche buffer, suivie de 50 nm d'une couche de GaN contiendra dans sa zone supérieure, le gaz bidimensionnel ou canal d'électrons vient ensuite la couche barrière, elle est fabriquée avec un matériau appartenant à la famille des éléments nitrures : $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}$ son épaisseur vaut 50 nm. Les longueurs des contacts de source, grille et drain sont de $1\mu\text{m}/2\mu\text{m}/1\mu\text{m}$ respectivement. Les distances source-grille et grille-drain sont de $2\mu\text{m}$. La densité de charge à l'interface $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}/\text{GaN}$ est fixée à $4,3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

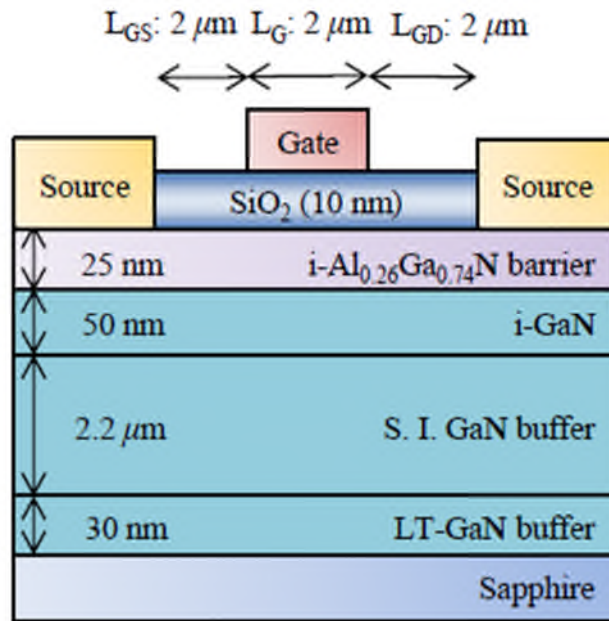


Figure III.2 : Topologie de la structure MOS-HEMT $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}/\text{GaN}$ simulée.

Les paramètres physiques du composant ont été introduits dans le logiciel ATLAS afin de traduire correctement l'épitaxie des couches. Pour cela les paramètres des matériaux employés sont recensés dans le tableau III.1.

	$\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$	w-GaN	SiO_2	4H-SiC	Si	Al_2O_3
Bande interdite (eV)	3,96	3,39	8,9	3,23	1,12	8,8
Conductivité thermique (W/k.cm)	0,25	1,3	0,014	3,3	1,3	33
Permittivité relative	9,55	10	3,9	9,7	11,8	8,6
Affinité des électrons (eV)	3.169	4,1	1,02	4,05	4,05	4,05
Mobilité des électrons (cm^2/Vs)	985,5	1350	-	460	1500	-
Mobilité des trous (cm^2/Vs)	13,3	13	-	124	450	-

Tableau III.1 : Propriétés (à 300K) des principaux matériaux utilisés dans la simulation.

III-3-1 Maillage

Le maillage définit des zones ou des ensembles de points de calculs de résolution d'équations (issues des modèles activés). Chaque intersection, ou nœud, représente le point où les équations seront résolues. Le temps de calcul, la précision et donc la

validité des résultats dépendent de la qualité du maillage. En effet, une maille trop large permettra d'avoir moins de nœuds et donc de réduire le temps de calcul. En revanche, ces nœuds sont plus éloignés les uns des autres, entraînant ainsi des évolutions des différentes grandeurs physiques plus importantes d'un nœud à l'autre.

Les imprécisions sur le résultat final sont donc accentuées ainsi que les risques de divergence lors de la résolution des équations. Ceci peut mener à des résultats incohérents. Une maille trop fine augmente de façon exponentielle le temps de calcul mais permet d'avoir une solution très précise. Le choix de maillage doit être fait de façon à avoir un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats.

Le maillage doit être dense à l'interface barrière/canal pour cibler le gaz bidimensionnel 2DEG suivant l'axe des y. Il est aussi très fin sous l'électrode de grille et de part et d'autre de chacune des électrodes suivant l'axe des x. La maille conçue pour notre dispositif est montrée sur la figure III.3 ci-dessous.

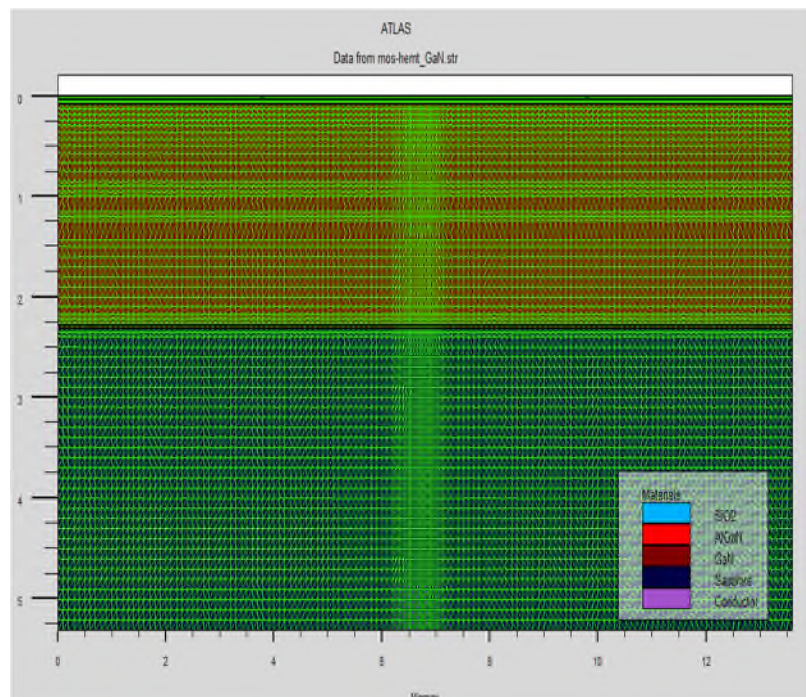


Figure III.3 : Structure maillée du transistor MOS-HEMT SiO₂/AlGaIn/GaN.

III-3-2 Diagramme de bandes d'énergie

La hauteur de barrière de potentiel ϕ_{Bn} est lié à l'affinité électronique du semiconducteur se situant sous le contact (χ) et le travail de sortie du métal ϕ_m . Elle est donnée par l'équation (III-1) suivante:

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi \quad (\text{III-1})$$

Or, on connaît la valeur de l'affinité électronique χ du matériau $\text{Al}_{0,26}\text{Ga}_{0,74}\text{N}$, elle est d'environ 3,169 eV (tableau III.1) et on connaît aussi la valeur du travail de sortie du métal 5,15 eV (correspond au travail de sortie de l'Or (Au)). Il est donc facile de déduire théoriquement la hauteur barrière qui sera alors de 1,981 eV. Cela a permis de caractériser entièrement le composant du point de vue de son diagramme des bandes.

Nous traçons sur la figure III.4 le diagramme des bandes d'énergie de notre structure étudiée à l'équilibre thermodynamique.

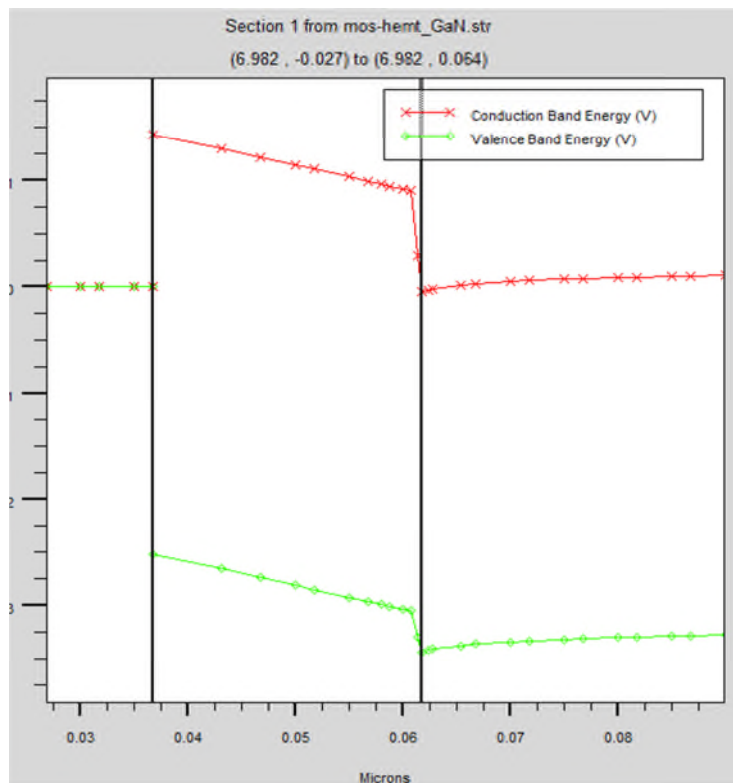


Figure III.4 : Diagramme de bandes d'énergie du MOS-HEMT SiO₂/AlGaIn/GaN à l'équilibre thermodynamique.

Ce diagramme des bandes est correct, la hauteur de barrière (marquant la frontière entre le contact Schottky et le barreau de semi-conducteur) avoisinant les 1,98 eV. De plus, les courbures des bandes semblent bonnes car elles correspondent à ce que l'on attend en théorie. De plus, le puits quantique, créé par l'association des deux couches à accords de mailles différents, est bien présent à l'interface entre les deux matériaux (AlGaN et GaN) et semble avoir une profondeur suffisante pour que les électrons puissent occuper ses niveaux d'énergie.

III-4 Résultats et interprétation

III-4-1 Résultats statiques

L'intérêt premier de notre travail est de pouvoir valider nos résultats de simulations avec ceux mesurés effectués par [46].

III-4-1-1 Caractéristiques de sortie Ids-Vds

Nous avons représenté sur les figures III.5 et III.6 les caractéristiques de sortie donnant l'évolution du courant Ids circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension Vds avec et sans effet thermique respectivement. La tension Vgs est maintenue à des valeurs constantes (1,0, -1,-2 et -3 V). Trois régimes de fonctionnement peuvent être distingués :

Le transistor passe en régime de saturation lorsque la vitesse des électrons atteint leur vitesse de saturation. Lorsque la tension Vgs augmente en valeur absolue, la diminution de la profondeur du puits de potentiel à l'hétérojonction entraîne celle de la densité surfacique des électrons, et donc du courant Ids. Pour une tension de grille Vgs suffisamment négative, le canal est pincé ou encore fermé. Cette tension de seuil est définie comme une tension de pincement. La concentration des porteurs dans le canal dépendant fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap (la couche barrière d' $\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}$).

Ces résultats montrent que le courant de drain (Figure III.5) diminue pour toutes les polarisations de grille ($V_{gs} = 1, 0, -1, -2$ et -3 V) lorsque les effets thermiques sont pas inclus dans le notre modèle.

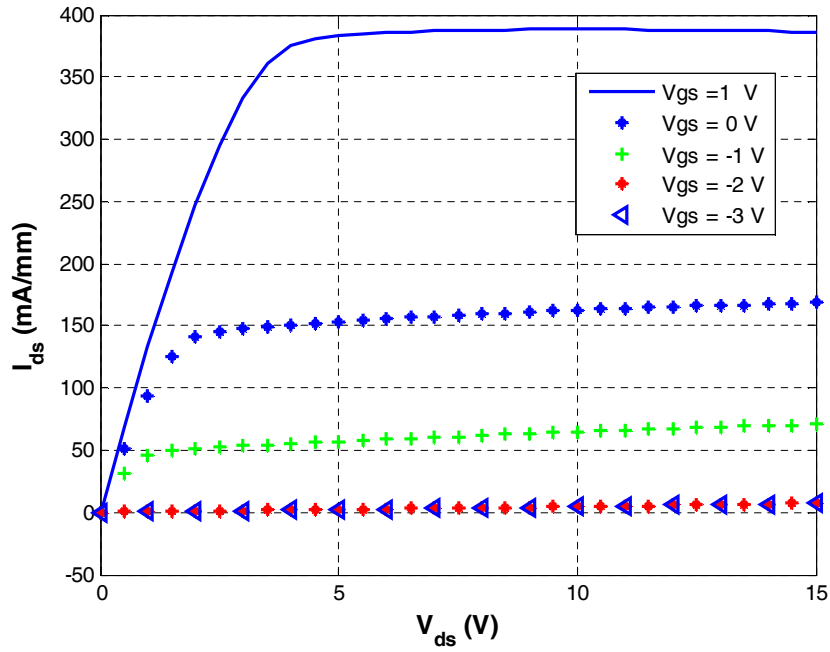


Figure III.5 : Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} avec effets thermiques pour V_{gs} variant de 1 à -3 V avec un pas de 1V

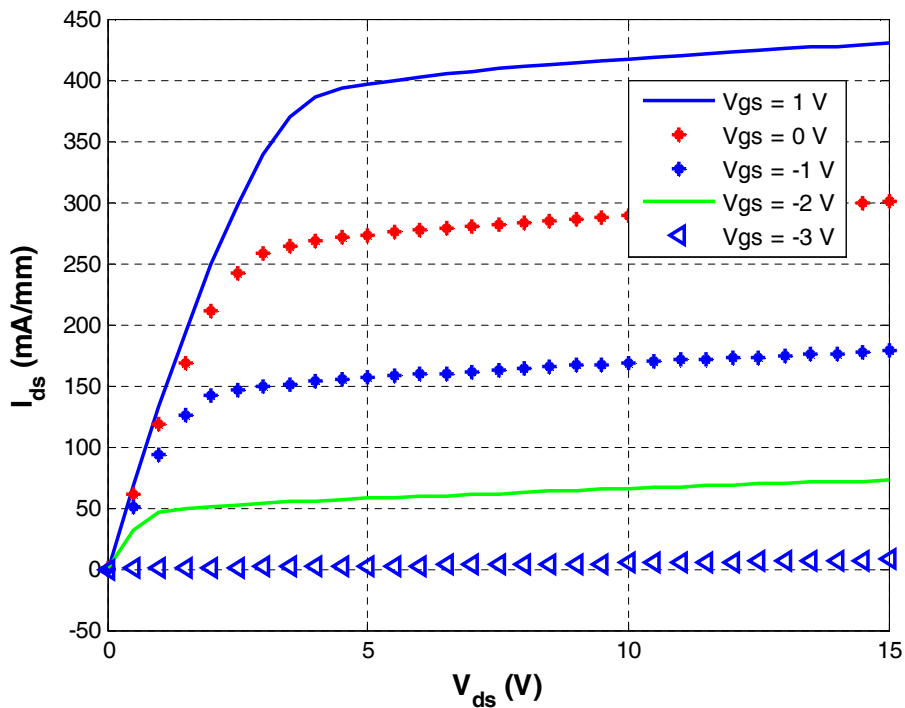


Figure III.6 : Caractéristiques de sortie I_{ds} - V_{ds} sans effets thermiques pour V_{gs} variant de 1 à -3V avec un pas de 1V

III-4-1-2 Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs}

La figure III-7 illustre les caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ simulées avec effet thermique à la température ambiante. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{ds} égale 1 et 5 V, c'est-à-dire en régime linéaire et en régime de saturation du composant. Là encore, le courant simulé diminue avec l'effet de conduction de la chaleur. On note que le courant de saturation maximum vaut 600 mA/mm pour $V_{ds} = 5$ V et se dégrade à environ 150 mA/mm pour $V_{ds} = 1$ V.

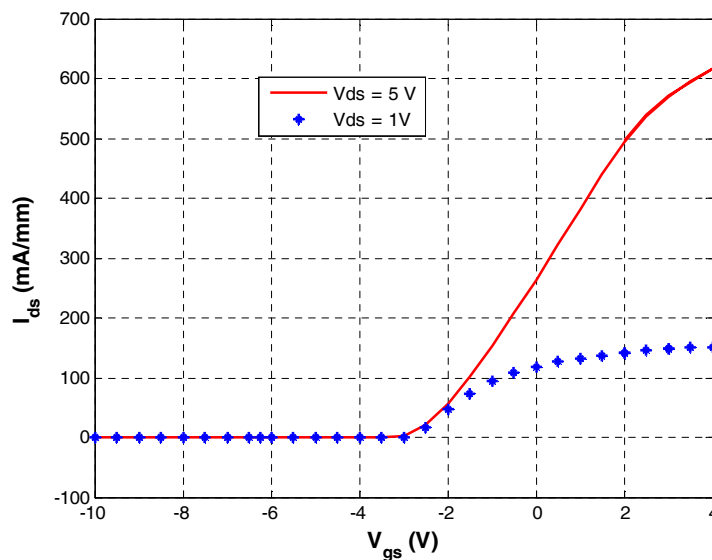


Figure III.7 : Caractéristiques de transfert I_{ds} - V_{gs} d'un MOS-HEMT $\text{SiO}_2/\text{Al}_{0.26}\text{Ga}_{0.74}\text{N}/\text{GaN}$

En effet, la caractéristique de transfert est définie par deux grandeurs:

- La tension de seuil V_{TH} , qui définit la tension de grille nécessaire pour pincer le canal.
- La transconductance G_m , qui définit le gain de transfert: dI_{ds}/dV_{gs} à un V_{ds} donné.

a) La tension de seuil V_{TH} :

V_{TH} représente la tension à appliquer sur la grille pour dépléter complètement le canal et ainsi pincer le canal. La différence de potentiel (ddp) entre le contact de

grille et le canal induit par V_{TH} doit donc compenser la ddp nette qui réside dans la structure.

En fonctionnement, c'est-à-dire à transistor polarisé, la tension de seuil est la grandeur la plus pertinente, entre autre pour la conception de circuits. C'est elle qui va déterminer le mode de fonctionnement du transistor :

- ✓ à désertion pour une tension de seuil négative.
- ✓ à enrichissement pour une tension de seuil positive.

b) La transconductance G_m :

Ce paramètre représente le gain en transfert puisque c'est le rapport entre le courant de drain et la tension de grille. Il est déterminé par l'équation III.2 :

$$G_m = \left. \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} \right|_{V_{ds}=cste} \quad \text{(III-2)}$$

La tension de seuil de notre composant MOS-HEMT SiO₂/Al_{0.26}Ga_{0.74}N/GaN vaut environ -3 V pour $V_{ds} = 5$ V.

III-4-1-3 Effet de l'épaisseur d'oxyde

Les paramètres technologiques jouent un rôle important dans l'optimisation et l'amélioration des performances électriques d'une telle structure MOS-HEMT. Dans cette optique, nous nous intéressons à étudier l'influence de l'épaisseur d'oxyde sur le courant du drain. L'épaisseur de l'isolant situant sous le contact Shottky joue un rôle primordial dans l'amélioration des performances d'un tel composant MOS-HEMT. En particulier dans le courant de fuite de la grille. Pour cette raison, nous avons étudié dans la figure III.8 l'évolution du courant de source en fonction de polarisation du drain pour trois valeurs d'épaisseur d'oxyde (SiO₂) $t_{ox} = 10, 15$ et 20 nm, on note en particulier que le courant drain source diminue avec l'augmentation de l'épaisseur d'oxyde.

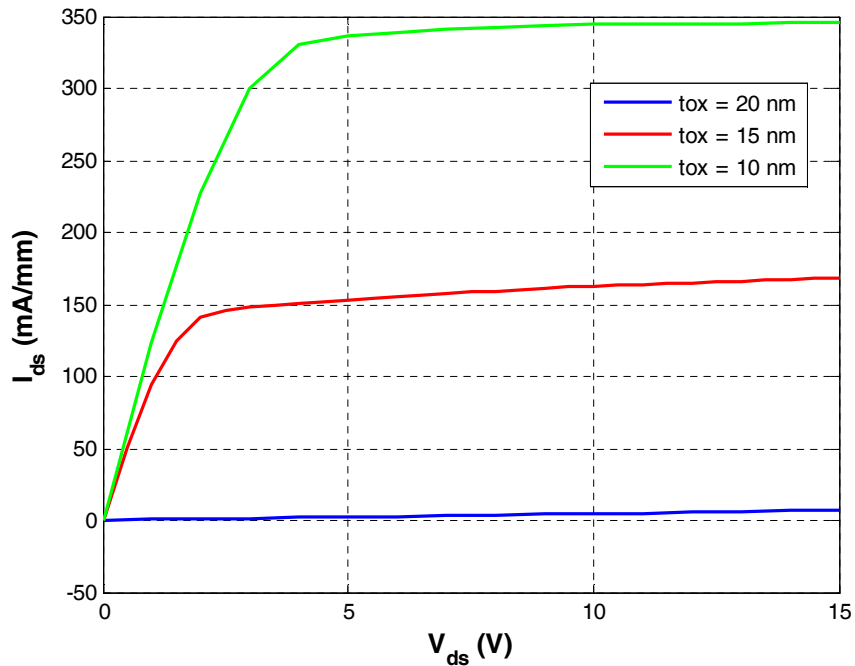


Figure III.8 : Variation du courant de sortie en fonction du V_{ds} pour trois épaisseurs d'oxyde ($tox = 20, 15$ et 10 nm).

III-4-1-4 Impact du substrat

La figure III.9 illustre l'effet du substrat sur le courant drain source. L'étude par simulation est effectuée pour trois matériaux constituant le substrat (4H-SiC, Si et le saphire). La polarisation de grille appliquée est de 0 V. Nous pouvons noter que la température du réseau augmente par l'utilisation du substrat en Si, autrement dit, la température du réseau augmente avec l'utilisation d'un matériau de grande conductivité thermique, en fait, l'augmentation de cette dernière agit dans le sens d'une diminution de la température du réseau. Donc, la diminution de la conductivité thermique permet d'accélérer le transit de la chaleur.

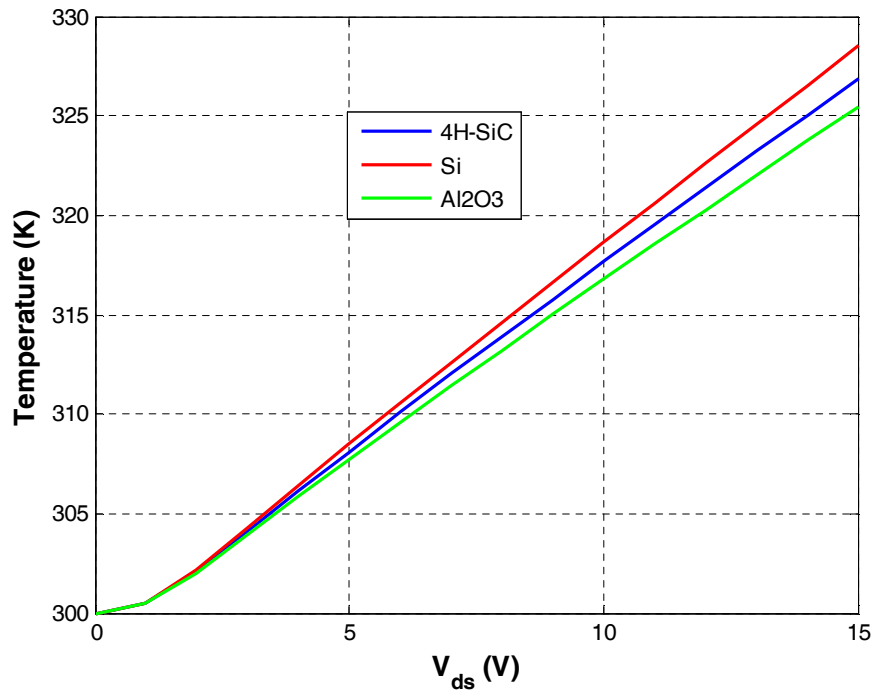


Figure III.9 : Influence dunsubstrat sur les caractéristiques Ids-Vds, pour Vgs = 0 V.

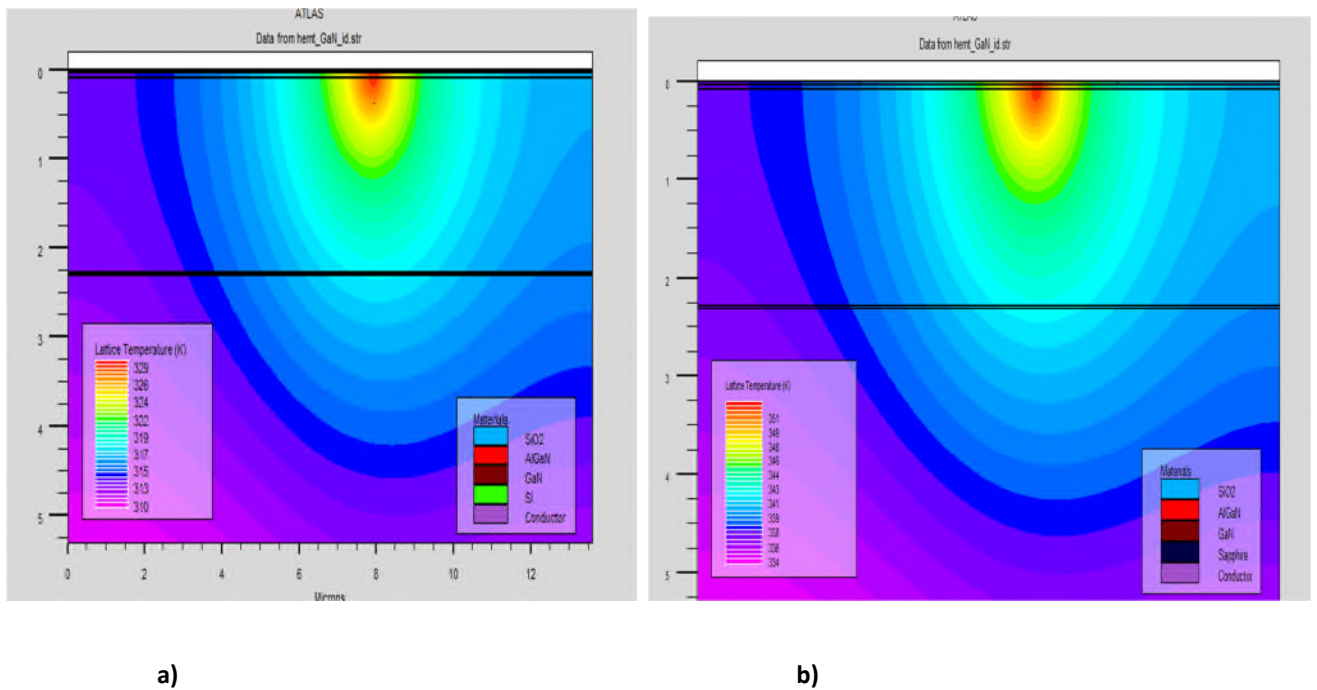


Figure III.10 : Carte 2D de la température du réseau dans le MOS-HEMT avec :

$V_{gs} = 0 \text{ V}$, $V_{ds} = 15 \text{ V}$,

(a) Substrat en Si et (b) Substrat en sapphire.

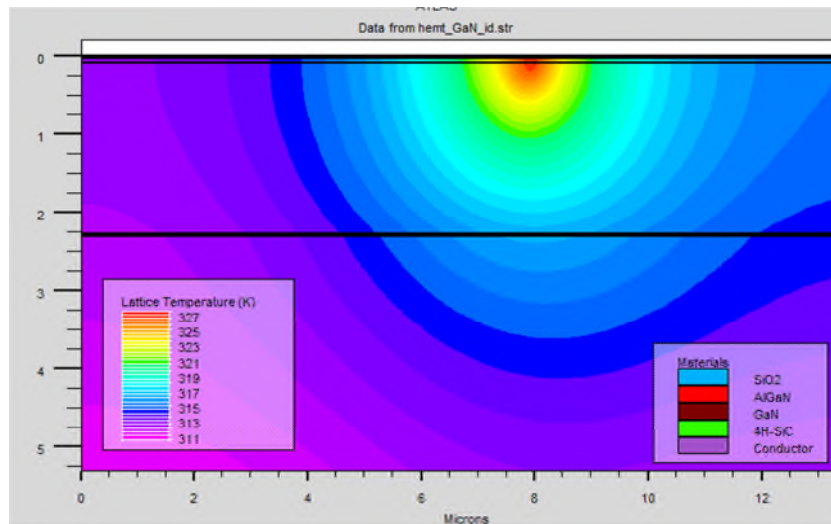


Figure III.11 : Carte 2D de la température du réseau dans le MOS-HEMT sur substrat 4H-SiC avec : $V_{gs} = 0 \text{ V}$, $V_{ds} = 15 \text{ V}$,

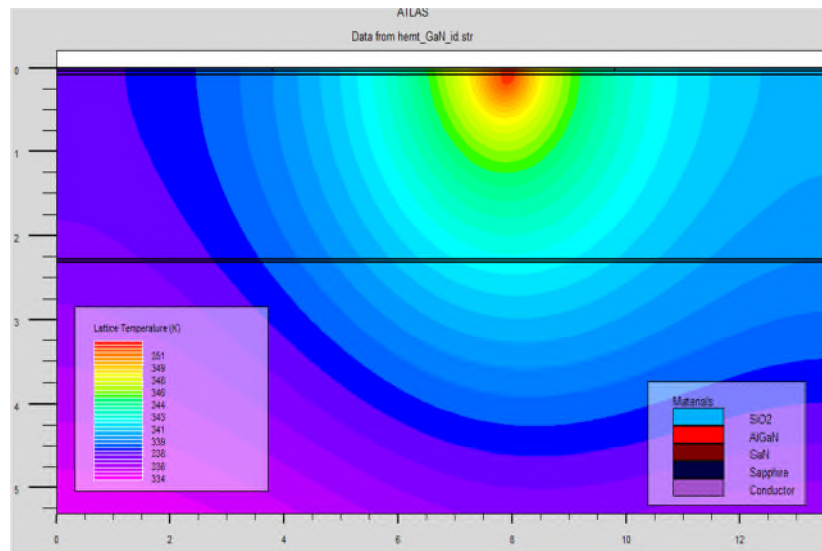


Figure III.11 : Carte 2D de la température du réseau dans le MOS-HEMT sur substrat 4H-SiC avec : $V_{gs} = -2 \text{ V}$, $V_{ds} = 10 \text{ V}$,

III-4-1-5 Effet de la température du socle

Dans le but d'investir l'effet de la température du socle sur le comportement thermique du composant nous avons représenté sur la figure III.12 l'évolution de la température de réseau en fonction de polarisation du drain pour deux températures de socle 300 et 325 K, V_{gs} vaut 0 V. La figure III.12 montre que la température de réseau obtenue avec la température de socle de 325 K est inférieure à celle obtenue avec la

température de socle égale à la température ambiante. On a pris cette valeur de température de socle car elle correspond à une valeur moyenne rencontrée en pratique.

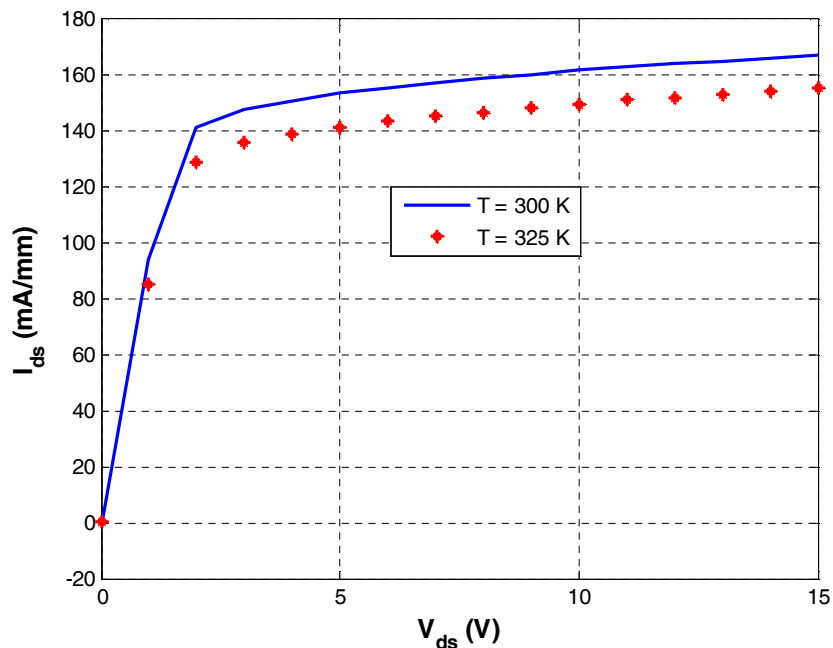


Figure III.12 : Influence de la température du socle pour $V_{gs} = 0$ V.

III-4-2 Distribution des grandeurs électriques dans le MOS-HEMT SiO₂/AlGa_{0.3}N/GaN/sapphire

III-4-2-1 Carte du potentiel

Pour mieux comprendre le profil de distribution du potentiel dans la région de la barrière, nous avons tracé les cartes 2D (figures III.13 et III.14) de potentiel dans le MOS-HEMT AlGa_{0.3}N/GaN avec (figure III.13) et sans (figure III.14) effet thermique.

La polarisation du composant électronique en régime statique se fait par une tension de grille $V_{gs} = 0$ V (figure III.13) et $V_{gs} = -2$ V (figure III.14) et pour une tension de drain $V_{ds} = 10$ V.

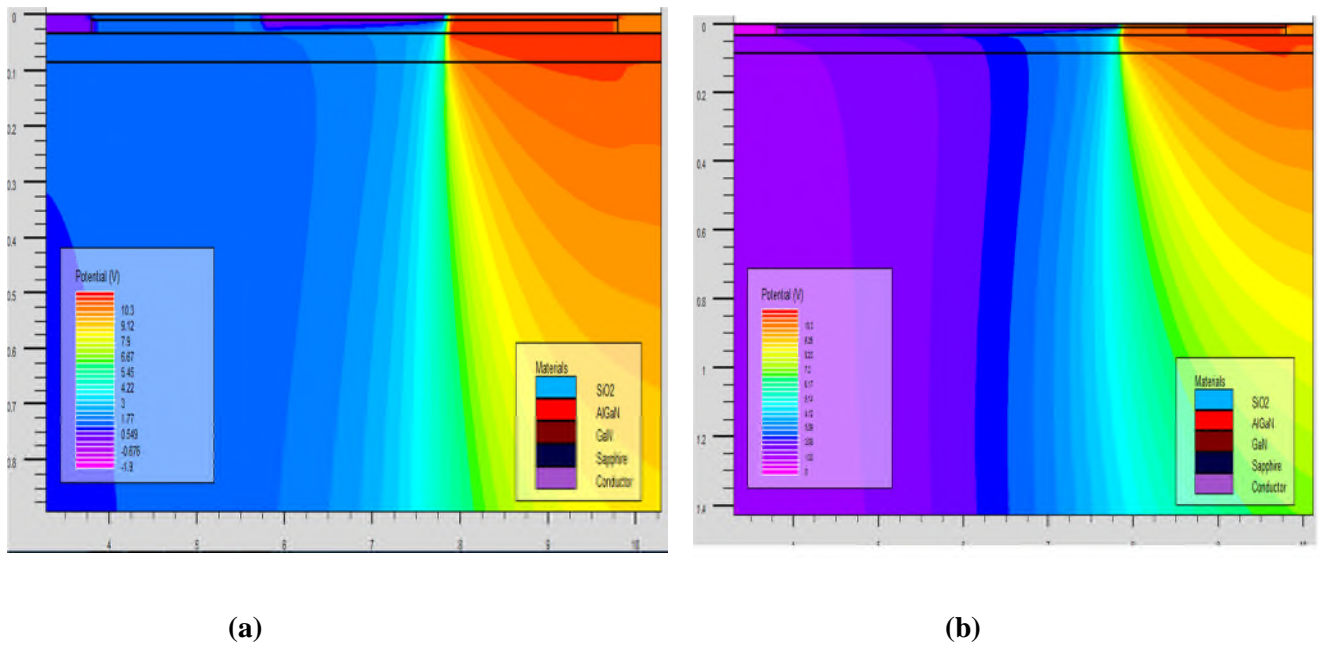


Figure III.13 : Carte 2D de potentiel de réseau pour une tension appliquée de 10 V, avec effet thermique.

(a) $V_{gs} = -2$ V et (b) $V_{gs} = 0$ V.

On peut remarquer une augmentation du potentiel de la région source vers la région drain, quelle que soit la valeur de V_{gs} . Ces courbes montrent aussi que le potentiel augmente avec la polarisation de grille.

On remarque aussi que l'allure du profil de distribution du potentiel indique un gradient de potentiel plus important dans la région proche du drain, ceci étant dû à la polarisation du drain plus élevées que celle de la source, et à la jonction inverse coté drain qui induit des valeurs de tensions inverses élevées au point de pincement.

Le potentiel diminue d'une manière très rapide quand on va de la zone barrière/drain vers le socle du composant. On peut aussi noter que la distribution de potentiel présente une discontinuité acceptable suivant la direction transversale principalement en raison de la charge piézoélectrique.

On observe aussi que suivant les tensions de polarisation, la distribution du potentiel pour $V_{gs} = 0$ V a le même comportement que celui de $V_{gs} = -2$ V, c'est à dire elle commence par une valeur nulle qui représente la polarisation de la source, puis elle décroît pour des valeurs négatives de la polarisation de la grille, puis elle croit jusqu'à des valeurs positives pour atteindre la tension de polarisation du drain.

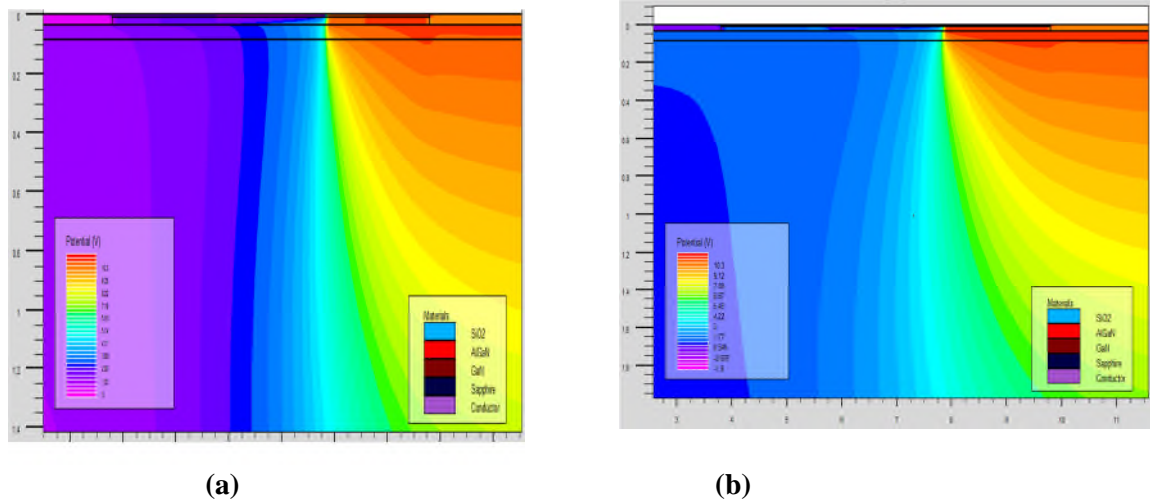


Figure III.14 : Carte 2D de potentiel de réseau pour une tension appliquée de 10 V, sans effet thermique, (a) $V_{gs} = 0$ V et (b) $V_{gs} = -2$ V.

Pour mieux connaître le profil de la densité du courant dans le composant, nous avons tracé les cartes 2D (figures III.15 et III.16) de la densité du courant dans le MOSHEMT $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}/\text{sapphire}$. Les polarisations du composant se font par une tension de grille $V_{gs} = 0$ V et $V_{gs} = -2$ V, sans effet thermique (figures III.15), et une tension de grille $V_{gs} = 0$ V et $V_{gs} = -2$ V, avec effet thermique (figures III.16). La tension de drain appliquée est de 10 V.

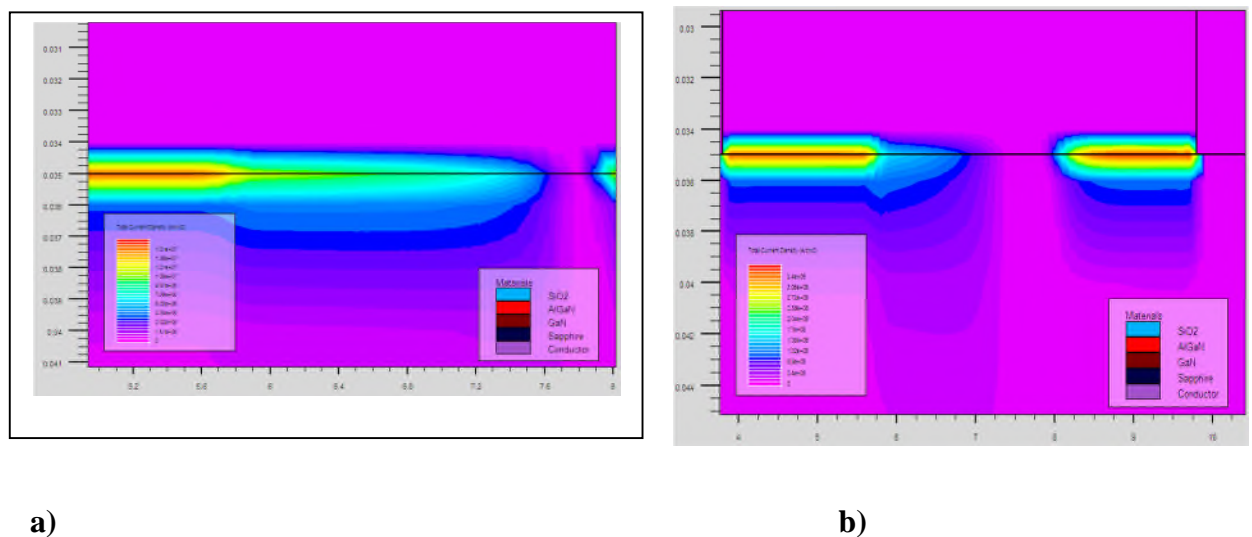


Figure III.15 : Carte 2D iso-thermique de la densité du courant pour $V_{ds} = 10$ V, (a) $V_{gs} = 0$ V et (b) $V_{gs} = -2$ V.

On peut remarquer une augmentation de la densité du courant de la région canal vers la région barrière, pour les deux valeurs de V_{gs} . Ces cartes montrent aussi que la densité du courant augmente avec la polarisation de grille. En effet, pour une polarisation de grille donnée, cette densité est importante sans la prise en compte des effets thermiques (figure III.15).

On remarque aussi que la distribution de la densité du courant sur les régions drain, grille, et source est stable. En effet, cette densité diminue d'une manière très rapide quand on va du canal vers le bas du substrat.

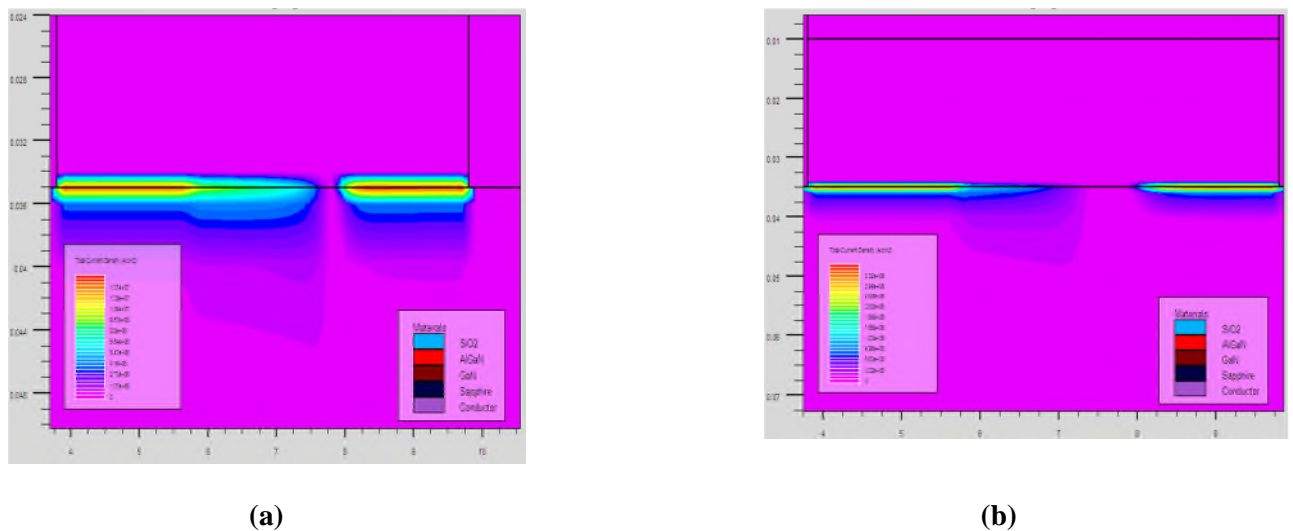


Figure III.16: Carte 2D thermique de la densité du courant pour $V_{ds} = 10$ V,
(a) $V_{gs} = 0$ V et (b) $V_{gs} = -2$ V.

III-4-2-2 Carte de la température de réseau

Nous avons tracé sur la figure III.17 les cartes de distribution de la température de réseau dans le MOS-HEMT $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ sur substrat saphir, pour une tension de drain de 10 V et pour deux points de polarisations de grille.

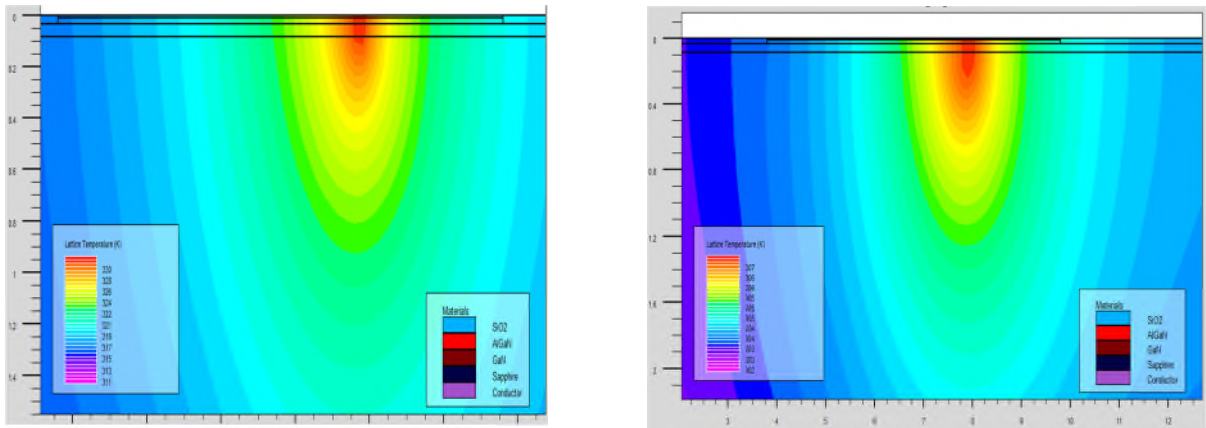


Figure III.17 : Carte 2D de la température de réseau pour $V_{ds} = 10$ V,
(a) $V_{gs} = 0$ V et (b) $V_{gs} = -2$ V.

canal au bas du substrat, on constate aussi que la température du réseau augmente avec l'augmentation de la polarisation de la grille. Le maximum de température du réseau est de 330 K pour $V_{gs} = 0$ V et il est que de 307 K pour $V_{gs} = -2$ V.

La figure III.18 illustre la variation de la température de réseau en fonction de la polarisation du drain avec une température de socle de 300 K et pour deux polarisations de grille ($V_{gs} = 0$ et -2 V). On peut constater que la température de réseau augmente avec l'augmentation de la polarisation de grille et donc avec l'augmentation de V_{ds} . On peut dire que le maximum de température qui correspond au point chaud est de 361 K pour $V_{gs} = 0$ V et $V_{ds} = 10$ V.

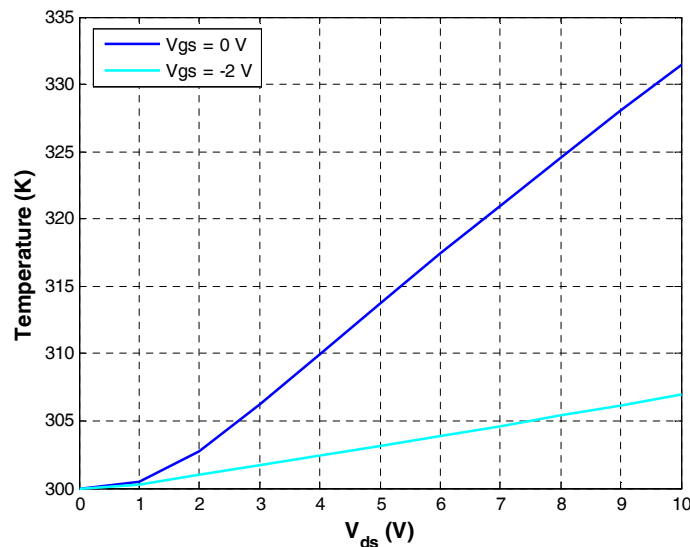


Figure III.18 : Evolution de la température du réseau dans le composant
pour $V_{gs} = 0$ et -2 V.

III-5 Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre les résultats de simulation avec et sans la prise en compte des effets thermiques du transistor paramétré MOS-HEMT SiO₂/AlGa_{0.2}N/GaN sur substrat saphire. L'étude par simulation a été menée à l'aide du module Atlas du simulateur SILVACO. La prise en compte des paramètres technologiques dans le modèle numérique bidimensionnel proposé a permis d'obtenir des résultats comparables aux résultats expérimentaux du point de vue réseau des caractéristiques Ids-Vds.

Le modèle développé a permis d'étudier les performances électriques et thermiques du transistor MOS-HEMT, et en particulier de montrer l'impact des effets thermiques sur les caractéristiques statiques de ce transistor en analysant les résultats obtenus avec et sans effets thermiques. La distribution des grandeurs électriques et thermiques tels que le potentiel, la densité du courant et la température du réseau de ce transistor ont été aussi présentées et discutées.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **W. SHOCKLEY**, "A unipolar field effect transistor ". Proc. Of the IRE, vol.40, pp.1365- 1376, 1952.
- [2] **Souad BELHOUR**, "Simulation du transistor à effet de champ a grille Schottky à l'arséniure de gallium MESFET GaAs, " Mémoire de magister, Université de Constantine, 2007.
- [3] **Henry MATHIEU**, " physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", Edition MASSON (2004).
- [4] **Mohamed Amir ABDI**, "Modélisation de l'inverse de la pente sous seuil des transistor FETs nanométriques", Mémoire de magister, Université de Batna, 2006.
- [5] **Hilde Muller et Jan Nicolas Myklebust**, "Les composants actifs hyperfréquences".
Site web: www.etud.insa-toulouse.fr/~sroy/cce/Transistors_HF.doc
- [6] **Sandra DE MEYER**, "Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium : Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande ", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2005.
- [7] **M. Gassoumi**, "Etude des défauts électriquement actifs dans les composants hyperfréquences de puissance dans les filières SiC et GaN", Thèse de Doctorale, INSA-Lyon, juin 2006.
- [8] **Nicolas DEFRANE**, "Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences", Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, 2007
- [8] **E. Byk**, "Méthodes d'analyse couplés pour la modélisation de composants et modules millimétriques de forte puissance", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, 2002.
- [9] **F.STERN, S.D.SARMA**, "Electron energy levels in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructures", Phys. Rev.B, Vol.30, pp. 840-848, 1984.
- [10] **R.CASTAGNE, J.P.DUCHEMIN, M.GLOANEC, C.RUMELHARD**, "Circuits integres en arséniture de gallium", Ed. Masson, Paris, 1989.
- [11] **MOUETSI Souheil**, "contribution a l'étude du bruit basse fréquence dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs", Thèse de Doctorat, Université de Reims Champagne-Ardenne, 2010.
- [12] **W.L. PRIBBLE, J.W. PALMOURS, S.T. SHEPPARD, R.P. SMITH, S.T. ALLEN, et al.**
« Application of SiC MESFETs and GaN HEMTs in power amplifier design », IEEE MTTs International Microwave Symposium Digest, Vol. 3, pp. 1819-1822, 2002.
- [13] **Christophe CHARBONNIAUD**, "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde", Thèse de Doctorat, Université de Limoges.

- [14] **Jérôme Saint Martin**, “Etude par simulation Monte Carlo d’architectures de MOSFET ultracourt a grille multiple sur SOI”, Thèse de Doctorat, Université de paris IX d’Orsay, 2005.
- [15] **Fabien Prégaldiny**, “ Etude et modélisation du comportement électrique des transistors MOS fortement submicronique”, Thèse de Doctorat, Université de Luis Pasteur, Strasbourg, Décembre 2003.
- [16] **Birahim Diagne**, “Etude et modélisation compacte d’un transistor MOS SOI double-grille dédié à la conception”, Thèse de Doctorat, Université de Luis Pasteur, Strasbourg I, 2007.
- [17] **M. Huenshen et al.**, “Pulse doped MODFETs”, IEEE IEDM Technical Digest, San Francisco, USA, pp. 438-451, 1984.
- [18] **Laurent Thevnod**, “Etude de la mobilité dans des transistors intégrant un oxyde de grille de forte permittivité et une grille métallique”, Thèse de Doctorat, Institut polytechnique de Grenoble, Juillet 2009.
- [19] **Alaa Saleh**, “Caractérisation en impulsions étroites et modélisation de transistors bipolaires à hétérojonction en technologie InP”, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Décembre 2009.
- [20] **L. F. Tiemeijer, H. M.J Boots, R. J. Havens, A. J. Scholten, P. H. W de Vreede, P. H. Woerlee, A. Heringa, D. B. M. Klaassen**, “A record high 150 GHz f_{max} realized at 0.18 μm gate length in an industrial RF-CMOS technology” Electron Devices Meeting, IEDM Technical Digest. International Publication, pp. 10.4.1-10.4.4, 2001.
- [21] **D. Kehrer, H. D. Wohlmuth**, “A 60-Gb/s 0,7-V 10-mW monolithic transformer-coupled 2 : 1 multiplexer in 90 nm CMOS”, IEEE Compound Semiconductor IC Symp., pp. 105-108, 2004.
- [22] **N. Nedovic, N. Tzartzanis, H. Tamura, F. M. Rotella, M. Wiklund, Y. Mizutani, Y. Okaniwa, T. Kuroda, J. Ogawa, W. W. Walker**, “A 40–44 Gb/s 3x oversampling CMOS CDR/1:16 DEMUX”, IEEE J. Solid-State Circuits, Vol. 42, No. 12, pp. 2726 – 2735, Dec. 2007.
- [23] **L. Rodoni, G. von Buren, A. Huber, M. Schmatz, H. Jackel**, “A 5.75 to 44 Gb/s Quarter Rate CDR With Data Rate Selection in 90 nm Bulk CMOS”, IEEE journal of Solid-State Circuits, Vol. 44, Issue 7, pp. 1927 – 1941, July 2009.
- [24] **C. Cao, E. Seok, K. K. O**, “192 GHz push-push VCO in 0.13 μm CMOS”, Electronics Letters, Vol. 42, Issue 4, pp. 208-210, 16 Feb. 2006.
- [25] **Jun-De Jin, S. S. H. Hsu**, “40-Gb/s Transimpedance Amplifier in 0.18- μm CMOS Technology” Proceedings of the 32nd European Solid-State Circuits Conference (ESSCIRC), pp. 520-523, Sept. 2006.
- [26] **Eunyoung Seok, Dongha Shim, Chuying Mao, Ruonan Han, S. Sankaran, Changhua Cao, W. Knap, K. O. Kenneth**, “Progress and Challenges Towards Terahertz CMOS Integrated Circuits”, IEEE Journal of Solid-State Circuits, Vol. 45, Issue 8, pp. 1554-1564, 2010.
- [27] **Ian A. Young**, “Analog Mixed-Signal circuits in advanced nano-scale CMOS technology for microprocessors and Socs”, Proceeding of the ESSCIRC 2010, pp. 61-70, Seville, Spain, 2010.
- [28] **W. Jeamsaksiri, A. Mercha, J. Ramos, D. Linten, S. Thijs, S. Jenei, C. Detcheverry, P. Wambacq, R. Velghe, S. Decoutere**, “Integration of a 90nm RF CMOS technology (200 GHz f_{max} – 150 GHz f_T NMOS) demonstrated on a 5GHz LNA”, Symposium on VLSI Technology, 2004.

- [29] **A. Lecavelier Des Etangs-Levallois, E. Dubois, M. Lesecq, F. Danneville, L. Poulain, Y. Tagro, S. Lepilliet, D. Gloria, C. Raynaud, D. Troadec**, “150-GHz RF SOI-CMOS Technology in Ultrathin Regime on Organic Substrate”, *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 32, pp. 1510-1512, 2011.
- [30] **John Pritiskutch, Brett Hanson**, “Understanding LDMOS device fundamentals”, *STMicroelectronics, Application Note AN1226*, pp. 1-4, 2000.
- [31] **S. J. C. H. Theeuwen, J. H. Qureshi**, “LDMOS Technology for RF Power Amplifiers”, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 60, pp. 1755-1763, 2012.
- [32] **Mathieu Hazouard**, “Conception et réalisation d'amplificateurs micro-ondes de puissance à l'aide de la méthode des fréquences réelles”, *Thèse de Doctorat, Université de Bordeaux*, Janvier 2002.
- [33] **Thomas Shotnichi**, “Transistor MOS et sa technologie de fabrication”, *Techniques de l'ingénieur, Traité Electronique*, E2 430-1.
- [34] **G. Popovici**, “Deposition and Properties of Group III Nitride by Molecular Beam Epitaxy in Group III Semiconductors Compound: Physics and Applications”, Edited by B. Gil, Oxford, Clarendon Press, pp.19-69, 1998.
- [35] **O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann**, “Two Dimensional Electron Gases Induced by Spontaneous and Piezoelectric Polarization in Undoped and Doped AlGaN/GaN Heterostructures”, *J. Appl. Phys.*, Vol. 87, No. 1, pp. 334-344, 2000.
- [36] **O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck**, "Two-Dimensional Electron Gases induced by Spontaneous and Piezoelectric Polarization Charges in N- and Ga-Face AlGaN/GaN Heterostructures", *J. Appl. Phys.* Vol. 85, No. 6, pp. 3222-3233, 1999.
- [37] **W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, T. Ogura**, “Influence of surface defect charge at AlGaN-GaN HEMT upon schottky gate leakage current and breakdown voltage”, *IEEE Transaction on Electron Device*, Vol. 52, Issue 2, pp. 159-164, 2005.
- [38] **Y. Hao, Y. Z. Yue, Q. Feng, J. C. Zhang, X. H. Ma, and J. Y. Ni**, “GaN MOS-HEMT using ultrathin Al₂O₃ dielectric with f_{max} of 30.8GHz,” *Chinese Journal of Semiconductors*, vol. 28, no. 11, pp. 1674–1678, Nov.2007.
- [39] **G. Popovici**, “Deposition and Properties of Group III Nitride by Molecular Beam Epitaxy in Group III Semiconductors Compound: Physics and Applications”, Edited by B. Gil, Oxford, Clarendon Press, pp.19-69, 1998.

- [40] Andrzej Taube, Mariusz Sochacki, Jan Szmídt, Eliana Kamińska, and Anna Piotrowska, "Modelling and Simulation of Normally-Off AlGaN/GaN MOS-HEMTs", *Journal of Electronics and Telecommunications*, Vol. 60, No. 3, pp. 253–258, 2014.
- [41] **O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck**, "Two-Dimensional Electron Gases induced by Spontaneous and Piezoelectric Polarization Charges in N- and Ga-Face AlGaN/GaN Heterostructures", *J. Appl. Phys.* Vol. 85, No. 6, pp. 3222-3233, 1999.
- [42] **Xiao TANG**, "Optimisation théorique et expérimentale de composants hyperfréquences de la filière nitrure de gallium à partir d'études physico-thermiques et électriques" Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies de Lille, 2010.
- [43] **F. BERNARDINI et Al**, «Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides », *Physical review B*, Vol.56, No. 16, pp, 10024-10027, 1997.
- [44] **H. Morkoc**, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices, Volume 1, Materials Properties, Physics and Growth*. Wiley, Weinheim (2009).
- [45] **Nicolas VELLAS**, "Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour des applications de puissance hyperfréquences", Thèse de Doctorat, Université des sciences et technologies Lille, 2003.
- [46] **Liang Pang, Ogyun Seok, Kyekyoon (Kevin) Kim**, "AlGaN/GaN MOS-HEMTs using RF Magnetron Sputtered SiO₂ Gate Insulator and Post-Annealing Treatment", CS MANTECH Conference, May 19th - 22nd, 2014, Denver, Colorado, USA

Annexe

SILVACO (Silicon Valley Corporation) est une société Américaine, « Silvaco International » ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les technologies de l'électronique TCAD (Technology Computer Aided Design).

Comme on peut le voir en figure A.1, Silvaco contient de nombreux modules tels qu'Athéna et Devedit. Les structures des composants que l'on souhaite simuler peuvent être créées à partir de Devedit qui est une interface graphique permettant de dimensionner, à la main, chacune des couches physiques constituant le transistor, ou directement à partir de lignes de codes sous Atlas.

A-1 Types d'informations qui circulent en entrée et en sortie d'Atlas

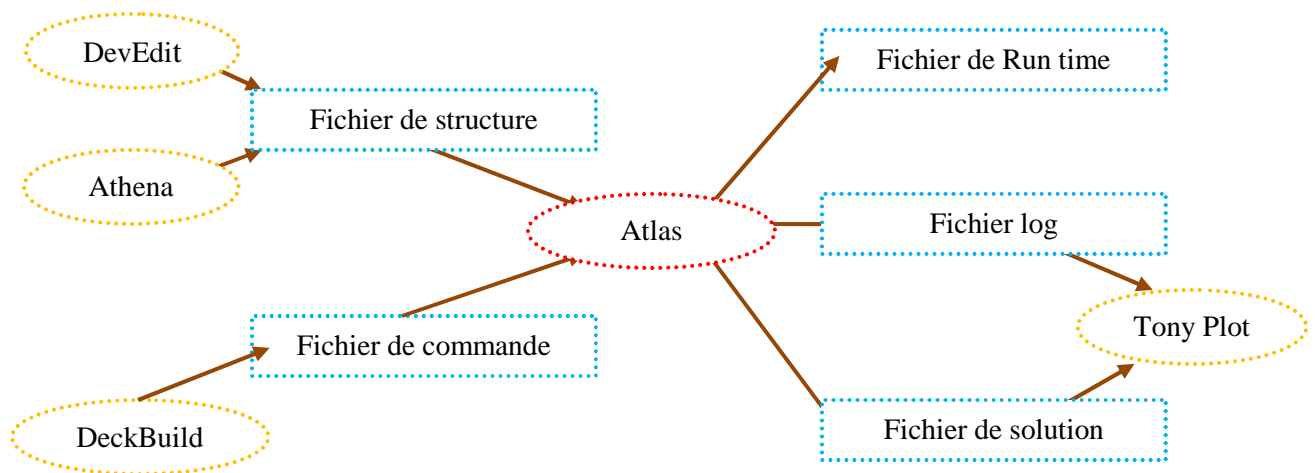


Figure A .1 : Entrées et sorties d'Atlas.

La figure A.1 montre les entrées et les sorties d'Atlas. La plupart des simulations réalisées par Atlas utilisent deux fichiers d'entrée. Le premier est représenté par « *Fichier de commande* », c'est un fichier script contenant les commandes pour qu'Atlas s'exécute. Le second fichier est un « *Fichier de structure* » qui définit la structure à simuler. A la sortie d'Atlas, nous avons trois types de fichiers. Le premier de ces fichiers est la sortie « *Run time* » qui donne la progression, les erreurs et les messages d'avertissements pendant la simulation. Le deuxième type de fichier est le « *fichier log* » qui stocke toutes les paramètres physiques calculés (tensions et courants de polarisation en statique ou paramètres S et gains HF en radiofréquences par exemple) provenant de l'analyse du dispositif simulé. Le

troisième fichier de sortie est le « *fichier de solution* », ce fichier stocke les données 2D ou 3D concernant les valeurs des variables solutions dans le dispositif en un point donné. Les deux derniers fichiers sont traités par l'outil de visualisation « *Tony Plot* » ou « *Tony Plot3D* ».

A-2 Commandes dans script du programme ATLAS

Après avoir lancé Atlas, le code de description de la structure et des instructions de simulations va être exécuté par le simulateur Atlas. Les différentes parties du code doivent être présentées dans un ordre précis. Nous allons maintenant présenter l'ordre des commandes propres à la logique de programmation d'Atlas. Ainsi il existe cinq groupes de commandes, ces groupes doivent être organisés correctement (voir figure A.2). Si l'ordre n'est pas respecté, un message d'erreur apparaît et le programme ne s'exécute pas d'une façon correcte.

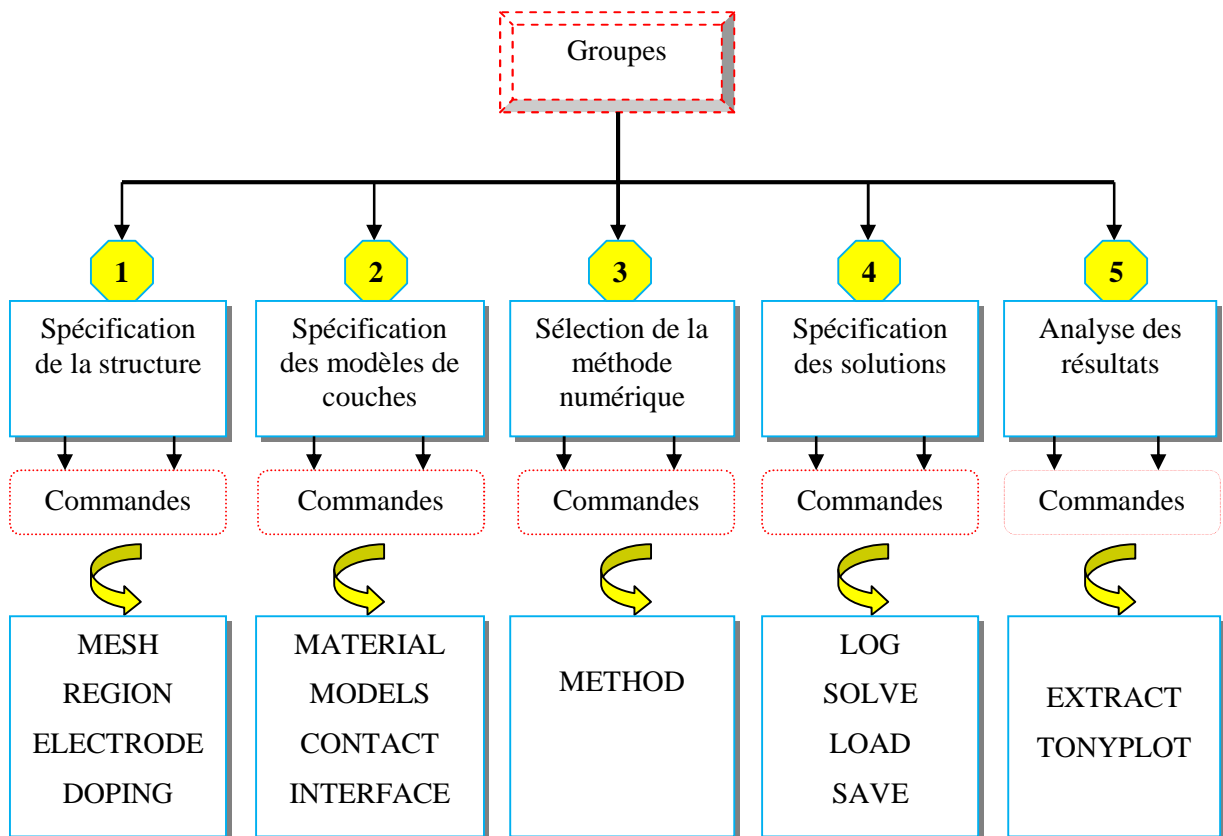


Figure A.2 : Ordre des groupes des commandes dans un programme Atlas.

A-2-1 Spécification de la structure

Il s'agit de définir la structure des couches la plus réaliste. La construction de la structure consiste en quatre étapes : définition du maillage, définition des régions, définition des électrodes et définition des dopages.

MESH (définition du maillage) : Le maillage divise la structure simulée en petites cellules pour pouvoir résoudre les équations fondamentales numériquement. L'élément de maille utilisé est le triangle. L'ensemble des mailles ainsi constitué forme une gigantesque matrice de points. C'est d'ailleurs à ces points de maillage que seront calculées les tensions de polarisation et les densités de courants associées à la structure. Pour assurer une bonne précision lors de la simulation, il faut avoir le maillage le plus fin possible. Par contre si le maillage est très fin, le temps de calcul est très élevé, car il y a plus d'éléments à calculer. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre le temps et la précision de calcul.

REGION (définition des régions) : Après avoir défini le maillage, il est nécessaire de définir les régions. Dans cette partie nous définissons des régions rectangulaires, par exemple la région n°1 est définie comme un matériau de type InAlAs et la région n° 2 comme l'InGaAs, etc. Ainsi que les différentes dimensions sont définies par défaut en micromètre.

ELECTRODE (définition des électrodes) : La définition des électrodes permet de réaliser les contacts ohmiques de source et de drain ainsi que le contact Schottky de grille.

DOPING (définition des dopages) : Le dernier aspect de la construction de la structure est le dopage. Le dopage peut être de type n ou p, aussi la distribution peut être uniforme, gaussien, etc...

A-2-2 Spécification des modèles physiques

Après la construction de la structure, il est nécessaire de préciser les modèles physiques et de définir les matériaux. La spécification de modèles et matériaux comporte quatre étapes:

MATERIAL : associe des paramètres physiques et thermiques aux matériaux dans la maille. Le logiciel a des paramètres de matériau définis par défaut pour les semiconducteurs standard comme le silicium ou encore l'arséniure de gallium par exemple.

MODELS : Ils indiquent les inclusions de différents mécanismes physiques et thermiques (recombinaison, mobilité, source de chaleur, etc...). Le choix du modèle dépend des matériaux choisis pour la simulation.

CONTACT : indique les attributs physiques d'une électrode (résistivité, travail de sortie, résistance...).

INTERFACE : indique les paramètres d'interface aux frontières des semi-conducteurs ou des isolants. Tous les paramètres s'appliquent seulement aux nœuds de frontière exceptés la où ils sont déjà indiqués.

THERMCONTACT : spécifie la position et les propriétés du contact thermique. Cette déclaration doit être indiquée lorsque l'équation de conduction de la chaleur est spécifiée dans l'instruction **MODEL** en utilisant le module **GIGA** ou **GIGA3D**.

Par exemple :

```
THERMCONTACT num=1 elec.num=4 ext.temp=300
```

A-2-3 Sélection de la méthode numérique

METHOD : Dans **ATLAS**, il existe essentiellement deux méthodes numériques pour la résolution des équations : les méthodes dites de Newton et de Gummel. La méthode de Newton correspond à la résolution itérative d'un système regroupant les trois équations différentielles régissant le fonctionnement de la structure. La méthode de Gummel consiste à découpler en trois sous-systèmes le système global décrit précédemment : les trois équations sont résolues itérativement les unes après les autres jusqu'à atteindre la convergence globale des solutions. L'intérêt potentiel de cet algorithme par rapport à celui de Newton réside dans la réduction des dimensions des systèmes matriciels à résoudre, ce qui permet a priori de diminuer le temps de calcul.

Dans notre simulation, on a choisi d'utiliser la méthode de *NEWTON*, celle-ci est en effet la méthode la plus adaptée pour les simulations de caractéristiques DC (remarque : l'algorithme de Newton est utilisé par défaut, il n'est pas obligatoire de le déclarer). Toutefois cet algorithme nécessite des conditions initiales pour qu'il puisse donner des solutions. Pour cela on utilise l'instruction *SOLVE INIT* que l'on place directement avant l'instruction *METHOD*.

A-2-4 Spécification des solutions :

Après avoir sélectionné la méthode numérique il est nécessaire de déterminer les solutions. La spécification de solution est donnée par les déclarations : **LOG**, **SOLVE**, **LOAD**, et **SAVE**.

LOG : permet à toutes les caractéristiques finales de simulation d'être sauveées dans un fichier (ouvre un fichier de type log). Notons que log en minuscule veut dire le type de fichier et **LOG** en majuscule veut dire la commande dans le programme. Cela se traduit par la syntaxe suivante :

```
LOG OUTFILE=nom_du_fichier.log
```

Les informations sauveées sont de type électrique et thermique. Aussi n'importe quel paramètre spécifié par la commande **PROBRE1** est stocké dans le fichier de type log. Si dans le programme, il y a plusieurs commandes **LOG**, chaque fois le fichier log qui a été ouvert avant est fermé et un nouveau fichier log est ouvert.

SOLVE : La déclaration SOLVE fait suite à la déclaration LOG. SOLVE effectue une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.

Par exemple :

```
SOLVE vdrain=0 vstep=0,05 name=drain vfinal=12
```

LOAD : charge des solutions précédentes à partir de fichiers en tant que conjectures initiales à d'autres points de polarisation.

SAVE : sauvegarder toutes les informations d'un point nœud du maillage dans un fichier de sortie (les fichiers de sortie sont de type structure). Les informations sauvées correspondent à un état électrique bien précis, dont la syntaxe est précisée ci-dessous :

```
save outf=nom_du_fichier.str (sauvegarde de la structure et de tout le calibrage)
```

```
tonyplot nom_du_fichier.str (lancement de la fenêtre graphique qui permet de visualiser la structure et d'évaluer les propriétés physiques du composant).
```

A-2-5 Analyse des résultats

Une fois la solution a été trouvée pour un problème de dispositif à semiconducteurs, les informations peuvent être affichées graphiquement.

EXTRACT : les commandes de ce type sont utilisées pour extraire les valeurs bien précises des paramètres des deux types des fichiers log ou structure.

TONYPLOT : démarre le programme « Tony Plot » permettant une représentation graphique des données. On lance la fenêtre graphique grâce à l'instruction **TONYPLOT** suivant la syntaxe :

```
TONYPLOT nom_du_fichier.log
```

Une autre commande importante est BEAM, sa position est au niveau 4 des groupes de commande. BEAM indique un signal d'entrée optique sous forme d'un faisceau de lumière (mono ou multi-spectrale). Le faisceau ainsi déclaré est allumé et utilisé par la commande SOLVE, dans ce cas le module luminous2 est activé. Donc BEAM est utilisé pour simuler des courants sous lumière ou des réponses spectrales.

Conclusion générale

Dans ce travail on a contribué à l'étude d'une structure MOS-HEMT $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ sur substrat saphir en trois aspects différents :

Le premier concerne une description générale sur les principales propriétés physiques électriques et thermiques des matériaux III-N et les différents transistors à effet de champ les plus utilisés actuellement dans des conceptions hyperfréquences. Nous avons présenté le transistor MOSFET, HEMT et leurs dérivés MOS-HEMT. Cette étape préliminaire nous a préparé à la conception sous logiciel du composant étant donnés tous les paramètres que proposait le module ATLAS.

Le second aspect de notre étude concerne la description des différentes couches constituant le transistor MOS-HEMT $\text{SiO}_2/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ mettant à profit les propriétés des matériaux de la filière Nitrure de Gallium. En effet, les dispositifs à base de nitrure de gallium présentent de bonnes performances dans les applications de haute puissance et haute température. Ceci est principalement dû au large gap direct du GaN qui est de 3.4 eV, sa grande conductivité thermique (1.3 W/cmK) et son champ de claquage élevé (5×10^6 V/cm). De plus l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique existant toutes les deux au sein du GaN s'ajoute à ses qualités. La polarisation spontanée est une polarisation permanente dont la valeur est -0.029 tandis que la polarisation piézoélectrique est variable selon le type de contrainte appliquée sur sa maille. L'effet de la combinaison des deux est très notoire d'autant plus qu'elles contribuent à l'amélioration et à la diversion des domaines d'applications des MOS-HEMTs $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$. Aussi, un modèle physico-thermique pour le transistor MOS-HEMT a été proposé. C'est un modèle numérique qui inclut les lois physiques régissant le fonctionnement du transistor et un modèle thermique avec un couplage physico-thermique.

Ensuite et après un aperçu des principes fondamentaux des MOS-HEMTs $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$, la troisième partie interprète et expose les résultats de simulations effectués sur l'effet d'auto-échauffement dans le transistor MOS-HEMT. En fait, notre modèle numérique est implanté dans le module ATLAS du simulateur SILVACO. Notre modèle physico-thermique développé prend en considération le model de transport de charge de dérive-diffusion et le transfert thermique par conduction, donc, il

s'agit d'un couplage physico-thermique. A partir de ces considérations, des hypothèses sont posées afin de pouvoir réaliser des simulations physiques et thermiques précises. Ainsi, la structure simulée est réalisée en 2D. Le choix du modèle dérive-diffusion répond au meilleur compromis rapidité de calcul, précision des simulations et problèmes de convergence.

Le modèle validé nous a permis d'étudier le comportement DC du transistor AlGaIn/GaN MOS-HEMT, en particulier la distribution de différentes grandeurs électriques et thermiques en fonction de la température. En effet, nous avons déterminé l'impact des paramètres géométriques tels que l'épaisseur de l'oxyde SiO₂, et du substrat sur la distribution de la température de réseau. Les conditions de polarisations des grilles et du drain qui provoquent l'effet thermique ainsi que l'évolution de la température du réseau le long du canal conducteur dans le transistor MOS-HEMT ont été discutées.

Les perspectives qui se dégagent de ce projet de fin d'études peuvent être:

- L'étude des topologies plus complexes à partir du modèle proposé pour le MOS-HEMT. Dans ce contexte, deux configurations peuvent être envisagées. La première correspond à des composants multidoigts et à canal composite. La seconde correspond à des composants utilisant un « heat spreader » (substrat d'accueil par le haut) pour améliorer la dissipation thermique vers le haut.
- L'étude des structures comportant un isolant qui fait partie des matériaux High K comme par exemple le HfO₂.
- La validation des résultats de simulations en régime statique et dynamique du transistor MOS-HEMT AlGaIn/GaN à canal composite, par des mesures.

Résumé

Les performances intéressantes du transistor HEMT AlGa_N/Ga_N sur substrats saphir ou SiC ont été appliquées avec succès sur les dispositifs de puissance micro-ondes. À ce jour, les recherches sont orientées vers le dispositif MOSHEMT. Pour ce dernier le courant de fuite a été réduit d'une manière significative et le courant de drain important a été obtenu pour une polarisation de grille élevée. Or, Les progrès technologiques accomplis ces dernières années permettent de disposer des transistors rapides ayant des caractéristiques intéressantes. La conception des circuits pour les systèmes complexes nécessitent une grande densité d'intégration, ceci impose de traiter les effets thermiques liés aux fortes dissipations de puissances et qui sont responsables de la dégradation des performances de ces systèmes.

Le travail présenté dans ce mémoire porte sur l'étude de l'effet d'auto-échauffement sur le comportement DC du transistor MOS-HEMT SiO₂/AlGa_N/Ga_N. Dans ce cadre, un modèle physico-thermique issu d'un couplage d'un modèle de dérive-diffusion et d'un modèle de transfert thermique par conduction est basé sur la méthode des éléments finis a été développé pour ce transistor. Ce modèle prend en compte la température de réseau en tout point du composant. Il permet l'étude et l'analyse détaillée de l'effet de la température sur l'ensemble des paramètres de ce composant. Ce modèle a été exploité pour examiner l'influence de certains paramètres technologiques qui impactent les performances du transistor tels que l'épaisseur de l'oxyde de grille, la température du socle, etc.

Mots clés : MOS-HEMT, Ga_N, AlGa_N, SiO₂, Dissipation thermique, Eléments finis.

Abstract

High-performance AlGa_N/Ga_N HEMTs on sapphire or SiC substrates have been successfully applied to microwave power devices. To date, research has focused on the MOSHEMT or recessed-gate devices. In the dielectric gate devices, the leakage current has been reduced significantly and the larger maximum drain current was obtained for a higher positive gate bias.

Technological advances in recent years have used to fast transistors with interesting features. Circuit design for complex systems require high integration density, this

requires treating the thermal effects associated with high power dissipation and are responsible for the degradation of the performance of these systems.

The work presented in this thesis focuses on the study of the thermal effect on the DC behavior of GaN HEMT technology. In this context, a physical model from a thermal coupling of a drift-diffusion model and a thermal and based on the finite element model was developed for this transistor. This model takes into account the temperature at any point of the network component. It allows the study and detailed analysis of the effect of temperature on all the parameters of the component. This model was used to examine the influence of some technological parameters that affect the performance of the transistor such as gate length, the thickness of the gate and the substrate.

Keywords : MOS-HEMT, AlGaIn/GaN, SiO₂, Thermal dissipation, Finite elements.

المخلص

في الآونة الأخيرة، الترانزستورات ذات التنقل الإلكتروني المرتفع (HEMTs) بناء على نيتريد الغاليوم (GaN) قادرون على التنافس مع الترانزستورات LDMOS ذات ركيبة السيليكون (Si) و pHEMT ذات ركيبة أرسنيد الغاليوم (GaAs) على محطات السوق المستخدمة للاتصالات (3G، 4G، WiMAX، ...). وقد استخدم التقدم التكنولوجي في السنوات الأخيرة بسماع تقديم ترانزستورات سريعة مع ميزات هامة. إن تصميم الدوائر للنظم المعقدة يتطلب كثافة عالية التكامل، وهذا يطرح بمعالجة التأثيرات الحرارية المرتبطة بتبديد الطاقة العالية والتي تكون مسؤولة عن تدهور أداء هذه الأنظمة.

العمل المقدم في هذه الأطروحة يتعلق بدراسة التأثير الحراري على سلوك DC للترانزستور HEMT ذو تكنولوجيا الغاليوم. في هذا السياق، نموذج فيزيو- حراري نابع عن تلازم نموذج إنتقال الشحنات والنموذج الحراري، يعتمد على طريقة العناصر المحدودة قد طور لهذا الترانزستور. هذا النموذج يسمح بالدراسة والتحليل المفصل لتأثير الحرارة على مجمل العناصر الكهربائية والحرارية في أي نقطة من المركبات. كما يصف أدائها الكهربائي والحراري و بالتالي فإنه يأخذ بعين الاعتبار حرارة انصاف النواقل. وقد استخدم هذا النموذج لدراسة تأثير بعض المعلمات التكنولوجية التي تؤثر على أداء الترانزستور مثل طول البوابة، وسمك الحاجز والركيبة.

كلمات البحث: MOS-HEMT، AlGaIn/GaN، SiO₂، تبديد الحرارة، العناصر المحدودة.

