

République algérienne démocratique et populaire

**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MENTOURI DE CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES DE L'INGENIEUR**

Département d'électronique

N° d'ordre :

Série :

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister

En électronique

Option

Systemes Microélectroniques et Matériaux

Par

BOUITA LAKHDAR

THEME

**Modélisation des effets de la contrainte
en surface et étude des effets thermiques
dans les composants à base GaN**

Soutenu le : 01 /07 / 2008

Devant le jury composé de :

<u>Président :</u>	Mme F.HOBAR	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Rapporteur :</u>	Mr A.TELIA	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Examineurs :</u>	Mr M.BOUCHEMAT	Prof. à l'Université de Constantine
	Mr A.BELLEL	M.C. à l'Université de Constantine

Remerciements

**Je Remercie, En Premier Lieu, Mon Dieu Qui A Fait Que
Nous Soyons Des Musulmans Et Qui A Illuminé Notre
Chemin De La Lueur Du Savoir Et De La Science**

*Ce travail a été effectué au Laboratoire Microsystèmes et Instrumentation (LMI),
Département d'Electronique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur, Université Mentouri de
Constantine, proposé et dirigé par Monsieur **A.TELIA**, qu'il trouve ici l'expression de mes vifs
remerciements, mes sincères salutations pour m'avoir accordé sa confiance et son aide à
surmonter toutes les difficultés que j'ai rencontré durant l'élaboration de ce travail. Ainsi que
pour sa gentillesse, sa disponibilité et ses précieux conseils scientifiques.*

*Je tiens à remercier Madame **Mme F.HOBAR** pour m'avoir fait l'honneur d'être le
président de ce jury, j'espère qu'avec ses compétences et ses précieux conseils ce travail portera
ses empreintes.*

*Mes vifs remerciements à Messieurs **M.BOUCHEMAT** et **A.BELLEL** pour avoir
accepté de juger la qualité de ce travail.*

*Mes remerciements s'adressent également à tous mes amis d'études et collègues de
travail pour leur soutien moral et leurs conseils amicaux.*

*Enfin, je tiens vivement à remercier ma famille pour m'avoir supporté durant ces
années de Magister.*

Merci,

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
<u>Chapitre I</u> <i>Propriétés Générales Du Nitrure De Gallium</i>	
I.1 INTRODUCTION	4
I.2. LES NITRURE DE GALIUM	4
I.3. GaN WURTZITE	5
I.3.1. La polarité	5
I.3.2. Récapitulatif des paramètres de substrat usuels	6
I.4. Propriété électrique du GaN	7
I.4.1. Largeur bande interdite	7
I.4.2. Constante diélectrique	8
I.4.3 Polarisation spontanée	8
I.5. Propriétés mécaniques	10
I.5.1. Contrainte biaxiale	10
I.5.2. Piézoélectricité du GaN	10
I.6. Propriété thermique du GaN	11
I.6.1. Conductivité thermique	11
I.6.2. Chaleur spécifique	11
I.6.3. dilatation thermique	12
I.6.4. Température de debye	12
I.7. Conclusion	13
<u>Chapitre II</u> <i>Analyse théorique des effets thermiques et relaxation dans les transistors HEMT à base de $Al_mGa_{1-m}N/GaN$</i>	
II.1. Introduction	14
II. 2. Le HEMT $Al_mGa_{1-m}N/GaN$	14
II.2.1 Effet fondamental	15
II. 2.2. Structure physique d'un transistor HEMT $Al_mGa_{1-m}N /GaN$	15
II.2.3. Rôles des différentes couches	16
II.2.4.1. couche N°1" Cap layer "	16
II.2.3.2 couche N°2	16
II.2.3.3 couche N°3 "Couche donneuse "	16
II.2.3.4 couche N°4" Espaceur"	16
II.2.3.5 couche N°5	17
II.2.3.6 couche N°6	17
II.3. La mobilité des porteurs dans GaN	17
II.4. Etude des propriétés électrique des structures étudiées	20
II.4.1. Etude de la structure 1	20
II.4.1.1 Description de la structure 1	20
II.4.1.2 Modèle de formulation pour la densité des électrons dans le 2DEG	21
II.4.1.2.1 Les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique	22
II.4.1.2.2. Régime de faible inversion	24
II.4.1.2.3. Régime d'inversion moyenne	25

II.4.1.2.4. Régime de forte inversion	25
II.4.1.3. Caractéristique du courant et l'effet de température	26
II.4.1.3. 1. Le régime de faible inversion	27
II.4.1.3. 2. Le régime d'inversion modérée	27
II.4.1.3. 3. Le régime de forte inversion	28
II.4.2. Etude de la structure 2	29
II.4.2.1. Description de la structure2	29
II.4.3. Etude de la structure 3	30
II.4.3.1. Description de la structure 3	30
II.5. Effets de l'auto-échauffement sur les caractéristiques courant – tension	31
II.5.1 Introduction	31
II.6. Effet de la relaxation du réseau sur les paramètres électriques des HEMT	32
II.7. Conclusion	34
<i>Chapitre III Effets thermique et relaxation -Résultats et interprétations</i>	
III.1. Introduction	35
III.2. La mobilité des porteurs dans GaN	36
III.2.1. Mobilité en fonction de la température	36
III.2.2. Effet du dopage sur la mobilité	37
III.3.3. Mobilité en fonction du dopage	37
III.3 Etude de l'effet thermique et de la relaxation sur les propriétés électriques	39
III.3.1. La tension de seuil V_{th} en fonction de la température	39
III.3.1.1 Dépendance de la largeur de bande interdite en fonction de la température	39
III.3.1.2 Dépendance de la discontinuité de bandes à l'interface AlGaN/GaN	40
III.3.1.3 Effet de la relaxation à la tension de seuil en fonction de la température	40
III.3.2 La densité du 2DEG en fonction de la température	41
III.4. Effet thermique sur Caractéristique I-V du courant-tension d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$	42
III.4.1. Caractéristique de sortie I-V avec et sans effets thermiques	42
III.4.1.2 Effet thermique et teneur en aluminium sur les caractéristiques	43
III.4.1.3 Effet de la relaxation et thermiques du réseau sur les caractéristiques	44
III.4.3.1.4 Effet de l'auto-échauffement du canal (self-heating) sur I-V	45
III-5 Etude de l'effet thermique sur les propriétés électriques de la structure 2	46
III.5.1. Effet thermique et la teneur en aluminium sur les caractéristiques I-V	48
III. 5.2. Effet de la relaxation et thermiques du réseau sur les caractéristiques I-V	48
III.5.3.Effet de l'autoéchauffement du canal sur les caractéristiques de sortie I-V	49
III.6. Conclusion	50
<i>Chapitre IV Modélisation des effets de la contrainte en surface dans l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$</i>	
IV.1 Introduction	51
IV.2 Effet des contraintes sur la polarisation piézoélectrique	52
IV.3 Modèle standard et relation contraintes – déformations	53
IV.4 Modèle électromécanique couplée au champ électrique	54
IV-5 Effet de la relaxation du réseau cristalline	61
IV.6 Résultats et interprétations	63
IV.6.1 Etude de la déformation verticale γ_{zz} en fonction de la fraction molaire « m »	63
IV.6.2 Variation du champ électrique E_z en fonction de la fraction molaire« m »	64
IV.6.3 La dépendance du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire	65

IV.6.4 La variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur « d »	66
IV.6.5 La déviation de la déformation en fonction de la fraction molaire « m »	66
IV.6.6 Effet de la polarisation spontanée sur la déviation de la déformation	67
IV.7.1 Effet de relaxation du réseau sur la déformation γ_{xx}	68
IV.7.2 Effet de la relaxation du réseau sur la déformation verticale γ_{zz}	69
IV.7.3 Effet de la relaxation du réseau sur le champ électrique E_z	69
IV.7.4 Effet de la relaxation du réseau sur le potentiel électrostatique	70
IV.7.5 Effet de la relaxation du réseau sur la densité des électrons	71
IV.8 Conclusion	72
CONCLUSION GENERALE	73
Bibliographie	75
ANNEXE	79

INTRODUCTION GENERALE

Le développement des systèmes utilisant les ondes hyperfréquences pour les télécommunications militaire ou grand public, nécessite des composants discrets et de puissance pouvant fonctionner à des fréquences élevées. Il s'agit de composants hyperfréquences performants pour des systèmes d'émission réception [1].

Les potentialités des transistors HEMTs à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN intéressent fortement la communauté scientifique internationale et sont certainement les plus étudiés actuellement au niveau mondial. Ils sont apparus comme candidats attractifs pour les applications à forte tension, puissance élevée aux fréquences micro-ondes. Grâce aux polarisations spontanées et piézoélectriques, ils ont la facilité de réaliser un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) à l'interface avec une concentration de l'ordre 10^{13}cm^{-2} sans dopage intentionnel. Le marché des composants de puissance à base de ce matériau est en pleine expansion pour un grand nombre d'applications [2].

Le cristal de nitrure de gallium offre des qualités intrinsèques qui répondent aux exigences attendues. Ses propriétés cristallines confèrent aux transistors à effet de champ la robustesse et les performances nécessaires pour les applications à fortes puissances et à très hautes températures. Le nitrure de gallium est un semi-conducteur III-V, montrant une grande largeur de bande interdite (3.39eV), ce qui distingue sa technologie de celles conventionnelles des matériaux à faible bande interdite, comme le silicium ou l'arséniure de gallium. Outre ses propriétés physiques et thermiques, le GaN présente la particularité d'être un matériau pyroélectrique et piézoélectrique. Cette spécificité a permis de réaliser des transistors HEMT de type AlGaIn/GaN. Bernardini et al [3], ont montré que les polarisations spontanée et piézoélectrique dans les matériaux GaN et AlN de structures wurtzite sont environs dix fois plus grandes que celles des matériaux III-V conventionnels. Dans les matériaux III-N, la polarisation spontanée génère des champs électriques de 3MV/cm et la contrainte dans les hétérostructure pseudo-morphique $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ ou InGaIn/GaN peut générer un champ de polarisation piézoélectrique d'environs 2MV/cm. Ces fortes polarisations, qui résultent des champs électriques, produisent des densités très élevées de porteurs à l'interface.

Dans les études antérieures sur les HFETs, les propriétés électriques et mécaniques des couches épitaxiées ont été traitées de façon indépendante. La théorie standard d'élasticité est appliquée et la loi de Hooke est supposée maintenue dans l'obtention de l'effet de la contrainte dans chaque couche. En réalité, les propriétés électriques et mécaniques des matériaux piézoélectriques sont couplées, et sont les mieux traitées au moyen d'une approche associée,

d'autant plus que la réponse piézo-électrique est importante dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour une grande fraction molaire.

Pour étudier les propriétés et prévoir les performances du composant, il est nécessaire d'avoir un modèle physique de simulation permettant de décrire d'une part, le plus précisément possible les phénomènes physiques existant dans la structure et une meilleure compréhension du fonctionnement du composant. D'autre part, il doit permettre une étude sur l'influence de certains paramètres et les effets thermiques et des contrainte en surface et afin d'améliorer les performances "extrinsèques" du composant et ceci à moindre coût.

En première partie, est consacrée à l'étude des effets thermiques et de relaxation :

- En première étape, on s'est intéressé à connaître l'évolution de la mobilité des porteurs dans le canal du transistor à base du GaN en fonction de la température et du dopage.
- Dans la deuxième étape, on a étudié les effets thermique et de relaxation sur les propriétés électriques telles que la tension de seuil V_{th} et la densité des électrons n_s dans le 2DEG, ainsi que la dépendance des paramètres intrinsèques E_{gap} et la discontinuité de bandes à l'interface ΔE_c qui dépendent de la température.
- La troisième étape est consacrée à l'étude des effets thermiques et de relaxation sur les caractéristiques courant-tension I-V dans différentes structures HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

La deuxième partie, on s'est concentré sur la modélisation des effets de la contrainte en surface dans l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Notre analyse est basée sur la comparaison entre deux modèles standard et couplé, afin de mieux comprendre l'effet de la contrainte et la relaxation du réseau sur les propriétés électriques tels que les polarisations piézoélectrique et spontanée, le champ électrique et le potentiel électrostatique.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres:

Le premier chapitre décrit les propriétés physiques, électriques et thermiques du nitrure de gallium.

Le deuxième chapitre est consacré à l'hétérojonction AlGaIn/GaN , une présentation est donnée afin d'expliquer la physique liée à cette structure, puis les principes fondamentaux du fonctionnement électrique d'un transistor HEMT. On présente un modèle de la mobilité des électrons 2DEG en fonction de la température dans le canal du transistor ainsi que du dopage. Ensuite, à l'aide du modèle Schrödinger–Poisson à une dimension et par un calcul auto-cohérent en tenant compte des effets thermiques et des polarisations piézoélectrique et spontanée, on a déterminé les variations de la tension de seuil V_{th} et la densité d'électrons n_s en fonction de la température. A la fin de ce chapitre, on présente un modèle analytique du courant de drain dans

les transistors HEMT pour les trois régimes de fonctionnement, en incluant l'effet thermique avec et sans effet de la relaxation du réseau cristallin de la couche AlGa_mN, ainsi que l'effet de l'auto-échauffement sur les caractéristiques électriques courant-tension du transistor sur trois structures différentes.

Dans le troisième chapitre, on s'est consacré à la présentation et l'interprétation des résultats de simulation obtenus en prenant en compte l'effet thermique, auto échauffement et la relaxation du réseau sur les propriétés et les caractéristiques électriques sur les différentes structures du HEMT AlGa_mN/GaN.

Le quatrième chapitre, on expose les résultats obtenus en modélisant des effets de la contrainte en surface dans l'hétérostructure Al_mGa_{1-m}N/GaN.

Une conclusion et des perspectives seront données en fin de ce mémoire.

Chapitre I

**Propriétés générales du nitrure de
gallium**

I.1 INTRODUCTION

Le développement des systèmes de communications civiles et militaires, se traduit par leur montée en puissance et en fréquence. Cette évolution apparaît pour les concepteurs comme une nouvelle contrainte sur les étages d'amplification et donc plus particulièrement sur les transistors de puissance qui les constituent.

C'est ainsi qu'ils ont été amenés à rechercher de nouvelles solutions technologiques quant aux matériaux utilisés et que, parmi les semi-conducteurs à grand gap : le nitrure de gallium semble proposer une solution prometteuse pour les années à venir. Le matériau GaN, de par ses remarquables propriétés intrinsèques, est donc naturellement un très bon candidat pour les applications de puissance aux fréquences micro-ondes [1].

Le nitrure de gallium est un semi-conducteur III-V, montrant une très grande largeur de bande interdite (3,39eV), il présente donc des tensions de polarisation et des densités de porteurs importantes à haute température. Ce matériau présente une conductivité thermique certes plus faible que le carbure de silicium, mais tout de même trois fois plus élevée que l'arséniure de gallium. De plus, le nitrure de gallium devant être déposé sur un autre substrat, l'ensemble présentera une meilleure conductivité thermique. Ceci est déterminant pour des applications de puissance. Ce semi-conducteur présente également un champ de claquage élevé, cinq fois plus élevé que celui de l'arséniure de gallium. Ce critère permet une utilisation à des fortes puissances. Le nitrure de gallium offre également la possibilité de réaliser des hétérojonctions avec l'AlN et l'AlGaIn, permettant la fabrication de transistors HEMTs [4].

L'objectif de ce premier chapitre est de rappeler l'intérêt des matériaux à base de nitrure de gallium. Nous décrivons aussi les types de croissance ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat. Nous exposons la structure cristalline du GaN ainsi que ces propriétés électriques et thermiques.

I.2. LES NITRURE DE GALLIUM

Les matériaux nitrures se différencient des autres matériaux par plusieurs caractéristiques :

- Le GaN est un matériau à grand gap lui permettant de fonctionner à forte tension et haute température.
- Il est possible de réaliser des hétérostructures à forte discontinuité de bande de conduction (AlGaIn, InGaIn, AlGaInN, BN, ...).
- La forme hexagonale du GaN permet d'obtenir des champs de polarisation très élevés induisant des densités surfaciques de charges très importantes sans dopage intentionnel.

Ainsi les composants HEMTS à bas de GaN sont dédiés aux applications de haute puissance et à haute température à des fréquences allant jusqu'à 40GHz voire au delà. Ils sont donc particulièrement adaptés pour la conception d'amplificateurs de station de base dans les systèmes de téléphone mobile [5].

Le matériau GaN possédant une bande interdite très importante, ce qui conditionne une bonne tenue en température ainsi qu'une forte capacité à supporter des tensions de polarisation élevées. L'utilisation de matériaux à grande bande interdite permet aussi d'accroître considérablement la discontinuité des bandes. Ainsi la densité de porteurs du gaz d'électrons bidimensionnel devient très importante ($\gg 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), ce qui entraîne un courant de sortie très élevé. Ce matériau a aussi une grande vitesse de saturation ($2 \times 10^7 \text{ cm/s}$) à des niveaux de champ électrique importants, ce qui influe directement sur le courant de sortie du transistor et donc sur la puissance [1].

I.3. GaN WURTZITE

Comme le montre la figure I.1, la structure wurtzite du GaN est formée de deux réseaux hexagonaux, l'un constitué d'atomes de gallium et l'autre constitué d'atomes d'azote. Ces deux réseaux sont imbriqués et décalés suivant l'axe c de $5/8^{\text{ème}}$ de la maille élémentaire. Le nitru de gallium de type Wurtzite présente un gap direct au centre de la première zone de Brillouin [6].

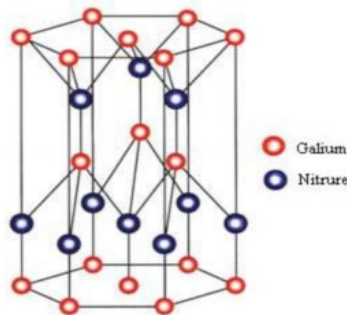


Figure I.1 : structure cristalline wurtzite de nitru de gallium hexagonale.

I.3.1. La polarité

La polarité est une propriété structurale des nitrures dans la phase wurtzite qui affecte fortement l'orientation de la polarisation piézoélectrique et spontanée. La polarité de la couche dépend de plusieurs facteurs, notamment du substrat utilisé, des couches de nucléation ainsi que du mode de croissance. L'axe de croissance généralement choisi dans le cas des nitrures est perpendiculaire au plan de base $\{0001\}$. Pour le GaN par exemple, la direction $[0001]$ est donnée par convention par le vecteur qui relie l'atome de Ga à son plus proche voisin N. Comme le

montre la figure I.2, la surface extérieure de la couche peut être formée d'atomes de gallium ou d'atomes d'azote, on parlera ainsi de polarité gallium notée $[0001]$ ou de polarité azote notée $[000\bar{1}]$. Les deux surfaces (0001) et $(000\bar{1})$ ne sont pas équivalentes car elles n'ont pas les mêmes propriétés physico-chimiques. En effet la face Ga $[0001]$ possède une liaison pendante pour chaque atome de gallium alors que la face N $[000\bar{1}]$ possède trois liaisons pendantes par atome.

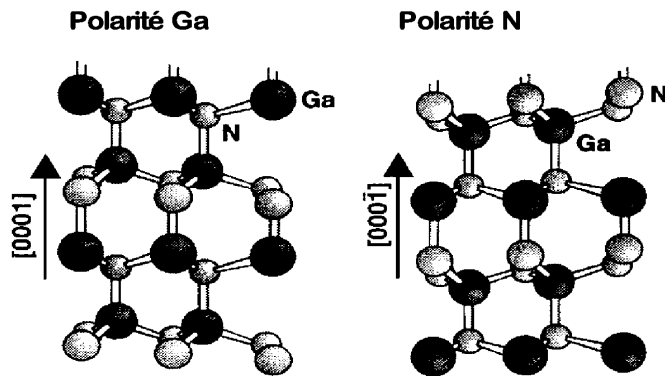


Figure I.2 : Dessin schématique de la structure wurtzite d'un cristal de GaN de polarité gallium et azote

Le GaN de polarité azote est très réactif et de nombreuses impuretés peuvent s'introduire dans la couche épitaxiée. C'est pour cette raison que l'épitaxie de GaN et de ses alliages se fait préférentiellement selon la polarité gallium. Lorsque la croissance n'a pas été réussie, il est possible d'observer des domaines d'inversion locale de la polarité [7].

I.3.2. Récapitulatif des paramètres de substrat usuels

La croissance de GaN massif étant très difficile, l'épitaxie du GaN est effectuée sur des substrats de substitution. Les substrats les plus courants sont le saphir (Al_2O_3), le carbure de silicium (SiC) et le silicium (S), mais différents substrats sont à l'étude (GaAs, AlN, ZnO, ...).

Certaines des caractéristiques du substrat sont données en rapport aux paramètres du GaN soit un paramètre de maille $a=3.189 \text{ \AA}$ et un coefficient d'expansion thermique de $5.59 \times 10^{-6}/\text{K}$.

Le tableau I.1 présente les caractéristiques des substrats usuels pour GaN, il rassemble les avantages et inconvénients majeurs de ces substrats pour le GaN hexagonal. Ainsi aucun des substrats usuels n'apporte de solution dans tous les domaines [7].

Substrats	Saphir	4H-SiC/6H-SiC	Si(111)
Egap (eV)	>9.0		
	6.22	3.3/3.0	1.12
	6.31		
Constante diélectrique relative	8.6	9.7	11.8
Conductivité thermique (W/K.cm)	0.5	4.9	1.5
Température de fusion (°C)	2030	2500	1410
Désaccord de maille avec GaN (%)	16	3.5	-17
Désaccord de coefficient d'expansion thermique avec GaN (%)	-35	25	54
Taille de substrat commercialisé (")	2"	2"	12"

Tableau I.1 : Propriétés des substrats principaux pour GaN

I.4. Propriété électrique du GaN

I.4.1. Largeur bande interdite

L'évolution en température de la largeur de la bande interdite suit la loi empirique de Varshni [7] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha \frac{T^2}{T + \beta} \quad (I.1)$$

Où $E_g(0)$ est la largeur de bande interdite à température ($T_0=0$ K), α et β des constantes, β dépend de la température de Debye. Ces valeurs sont données à titre indicatif pour l'AlN et le GaN dans le Tableau suivant :

	GaN	AlN
$E_g(0K)$ (eV)	3.4727 à 0K [8]	6.118 [7]
α (meV/K)	10.8×10^{-4} [8]	1.799×10^{-3} [6]
β (K)	745 [8]	1462 [6]

Tableau I.2. Données relatives à la dépendance du gap de l'AlN et le GaN en fonction de la température.

Le gap du ternaire $Al_mGa_{1-m}N$ en fonction du paramètre de la fraction molaire m et de la température peut être représenté simplement par la loi classique:

$$E_g^{AlGaN}(T, m) = mE_g^{AlN}(T) + (1 - m)E_g^{GaN}(T) - bm(1 - m) \quad (I.2)$$

avec b : paramètre de courbure de bande (bowing parameter) la valeur obtenue par Van Schilfgarde $b = 0.6$ [8].

I.4.2. constante diélectrique

La constante diélectrique du GaN à 300 K reportée dans la littérature est de $\epsilon_r^{GaN} = 9.5$. Cette constante varie de 7% dans une plage de température de 700 K.

$$\epsilon_r(T) = \epsilon_r(300k) [1 + 10^{-4}(T - 300)] \quad (I.3)$$

La valeur de la permittivité diélectrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium m suit une loi linéaire:

$$\epsilon_r^{AlGaN}(m) = \epsilon_r^{GaN} - 0.5m \quad (I.4)$$

I.4.3 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 l'aluminium ou le gallium à cause de sa forte électronégativité (Figure I.3). 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.

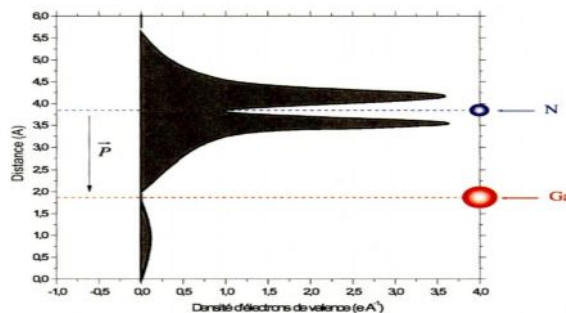


Figure I.3 : Distribution des électrons de la bande de valence d'un atome GaN.

En effet, parmi les quatre atomes d'azote qui entourent l'atome de gallium, trois se trouvent dans le même plan cristallographique et le quatrième se trouve sur l'axe "c" (Figure 1.4). La somme vectorielle des moments dipolaires entre chaque atome d'azote et l'atome de gallium forme un moment dipolaire parallèle à l'axe "c" qui est à l'origine d'une polarisation

macroscopique spontanée en l'absence de toute contrainte extérieure.

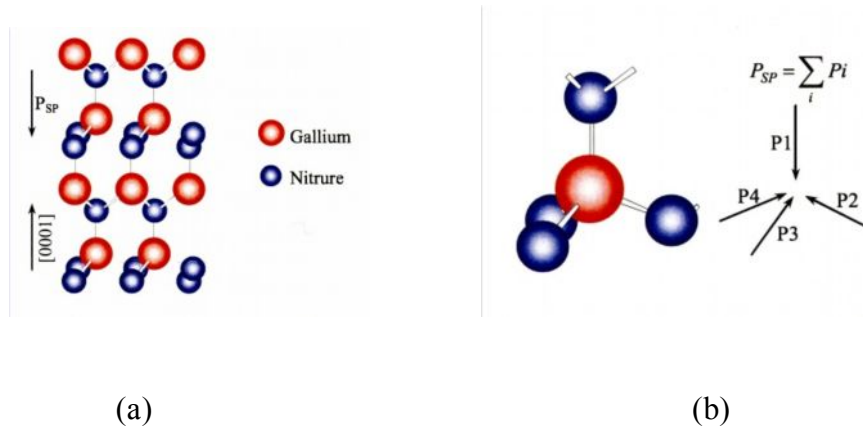


Figure I.4. : (a). Structure GaN wurtzite (b) Polarisation spontanée.

L'effet de cette polarisation spontanée dans le GaN wurtzite en volume, se traduit par la création d'une succession de dipôles électriques qui sont à l'origine de la création d'un champ électrique (Figure I.5).

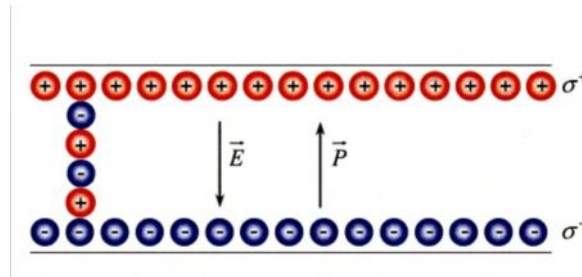


Figure I.5 : Charges en surface du GaN hexagonal

En volume, le gradient de cette polarisation est nul ainsi que la densité de charges volumique. Par contre la discontinuité de cette polarisation spontanée va créer des charges surfaciques de part et d'autre de la couche GaN. En effet, la relation de continuité du vecteur de déplacement à la surface libre du GaN s'écrit :

$$\sigma = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left| \vec{E}_{int} \right| - \varepsilon_0 \left| \vec{E}_{ext} \right| \quad (I.5)$$

Où \vec{E}_{int} , \vec{E}_{ext} sont respectivement le champ électrique à l'intérieur et à l'extérieur du GaN au niveau de la surface libre. En absence d'un champ extérieur, l'équation précédente se réduit à [6]:

$$\sigma = \varepsilon_0 \varepsilon_r \left| \vec{E}_{int} \right| \quad (I.6)$$

I.5. Propriétés mécaniques

Les performances des composants optoélectroniques dépendent fortement de la technique de croissance des couches épitaxiées et du choix d'un substrat. La création et l'influence des contraintes biaxiales ainsi que la dilatation thermique sont expliquées dans la suite.

I.5.1. Contrainte biaxiale

Il apparaît une première contrainte mécanique au cours de la croissance de la couche due à la déformation de la maille du matériau hétéroépitaxié. En effet, la couche déposée doit s'adapter en maille avec le matériau qui lui sert de support.

Au delà d'une certaine épaisseur critique, il y a relaxation des contraintes, le matériau retrouve ses propres paramètres de maille ce qui engendre des défauts qui sont généralement des dislocations traversantes à l'interface.

En dessous de l'épaisseur critique, on parle de croissance pseudo morphique. Le substrat et la couche ont le même paramètre de maille dans le plan de croissance, il n'y a pas de relaxation des contraintes. Plus le désaccord de maille est faible, plus l'épaisseur critique est grande. En ce qui concerne les hétérojonctions de GaN/ $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ avec de faibles compositions elle vaut quelques centaines de nanomètres.

L'utilisation d'une couche de nucléation déposée entre le substrat et les couches épitaxiées permet de relaxer le désaccord de maille. Ceci permet ainsi d'augmenter la valeur de l'épaisseur critique pour assurer une croissance pseudo morphique pour toute la structure. Les couches présentant un intérêt pour le composant (couches actives) s'adaptent pour avoir le même paramètre de maille que celui de la couche de nucléation: elles sont parfaitement contraintes. Le nombre de défauts est ainsi limité dans la zone active et les performances de la structure sont améliorées.

L'utilisation de substrat GaN (homoépitaxie) réduit presque complètement le désaccord de maille entre les couches actives et le substrat. Ceci contribue à diminuer le nombre de défauts et améliore ainsi les propriétés optiques. [7]

I.5.2. Piézoélectricité du GaN

Lorsque une maille cristalline du GaN est soumise à une excitation extérieure ou bien à une contrainte, les positions des atomes changent les uns par rapport aux autres. La variation des distances inter-atomique entraîne une modification des moments dipolaires entre les atomes qui est à l'origine d'une polarisation suivant l'axe "c" appelée piézoélectrique car sa valeur varie en fonction de la contrainte exercée.

La polarisation piézoélectrique peut être exprimée en fonction des coefficients piézoélectriques e_{ij} et les constantes élastiques c_{ij} suivant la relation suivante [6] :

$$P_{PZ} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \times \left(e_{31} - e_{33} \times \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (I.7)$$

a : Paramètre de maille du matériau contraint,

a_0 : Paramètre de maille du matériau relaxé.

I.6. Propriété thermique du GaN

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

I.6.1. Conductivité thermique

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

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (I.8)$$

Où ΔT est l'élévation la température en K, P_{diss} est la puissance dissipée en W.

On voit donc que la résistance thermique est directement liée à la puissance dissipée. Cela signifie qu'une forte conductivité thermique du matériau permet l'évacuation de la puissance dissipée (sous forme de chaleur) sans échauffement important de celui-ci. Dans le cas de l'amplification de puissance où les puissances délivrées sont importantes, l'élévation de température pour une puissance dissipée donnée sera bien plus faible dans des transistors à grand gap.

I.6.2. Chaleur spécifique

Dans un composant semi-conducteur, l'augmentation de la température entraîne une augmentation du nombre de phonons. La chaleur spécifique est le paramètre physique qui permet de relier les variations de la température du réseau au nombre de phonons présents dans le semi-conducteur, sa valeurs peut être calculée à partir de la relation de debye [6]:

$$C_p(T) = \frac{12\pi^4 R}{5} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (I.9)$$

Avec $R = 8.344$ l/mol.K., T_D : température de Debye.

I.6.3. dilatation thermique

En plus de la contrainte due au substrat, il apparaît une deuxième contrainte et par conséquent une deuxième déformation thermo-élastique au cours du refroidissement après l'hétéroépitaxie. Cette contrainte est due à la différence entre les coefficients d'expansion thermiques linéaires des différentes couches déposées et du substrat. La croissance à lieu à haute température, elle dépend du substrat choisi pour l'hétéroépitaxie. Suivant les substrats, la couche épitaxiée peut se trouver en compression ou en tension biaxiale dans son plan de croissance. Pour le GaN de type wurtzite, le coefficient de dilatation thermique a été mesuré en fonction de la température sur monocristaux. Selon l'axe "a", le coefficient de dilatation thermique est constant sur toute la gamme de température. Par contre suivant l'axe "c", le coefficient de dilatation augmente en fonction de la température avec un changement brutal de la pente à 700K.

	GaN		6H-SiC	Al ₂ O ₃	Si
	300 K – 700 K	700 K – 900 K			
α_a (10 ⁻⁶ /K)	5.59		4.2	7.5	2.6
α_c (10 ⁻⁶ /K)	3.17	7.75	4.7	8.5	2.6

Tableau 1.3. Coefficients de dilatation thermique pour le GaN wurtzite et pour les substrats les plus utilisés.

Le coefficient de dilatation thermique est un paramètre à prendre en considération lors d'une épitaxie, car si le coefficient de dilatation thermique du substrat est différent de celui du GaN, il peut se créer des contraintes résiduelles induisant des fissures dans le GaN. Les coefficients de dilatation thermique pour le GaN wurtzite comparés aux substrats les plus utilisés sont répertoriés dans le Tableau 1.3. Dans ce domaine, le carbure de silicium 6H-SiC est le plus adapté en terme de dilatation thermique pour les températures de fonctionnement.

I.6.4. Température de debye

La température de Debye T_D définit la valeur maximale des énergies des vibrations. Cette grandeur physique peut être déterminée à partir de la chaleur spécifique ou bien à partir des coefficients élastiques. Les valeurs les plus souvent données dans la littérature sont 700 K ou 650 K suivant les méthodes de calcul [6].

I.7. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons introduit le nitrure de gallium, matériau de base pour la réalisation du transistor à haute mobilité d'électrons HEMT, nous avons rappelé l'intérêt la structure cristalline wurtzite du GaN.

Nous avons montré les substrats les plus utilisés pour la croissance du GaN ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat. Nous avons passé en revue ses principales propriétés électriques, mécaniques et thermiques, aussi nous avons étudié les polarisations spontanée et piézoélectrique.

Chapitre II

Analyse théorique des effets thermiques
et relaxation dans les HEMTs
AlGaN/GaN

II.1. Introduction

Les transistors HEMTs (High Electron Mobility Transistor) à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ ont des potentialités remarquables en terme de génération de puissance aux fréquences micro-ondes. Cependant, cette forte génération de puissance va entraîner un échauffement du transistor, par conséquent la mobilité et la vitesse de saturation des porteurs vont diminuer à leur tour entraînant une diminution de la puissance de sortie et de la fréquence de transition.

Les composants électroniques issus de différents semiconducteurs ne pourront pas être utilisés dans certaines applications. Car les caractéristiques électriques se dégradent à haute température. Ces effets vont alors engendrer une augmentation du courant de grille dans le cas de transistor HEMT à laquelle s'ajoutent une baisse de la mobilité et une augmentation de la tension de seuil. La baisse de la mobilité engendre une réduction de la fréquence de coupure et par conséquent une diminution des gains du transistor. L'accroissement de la température peut également augmenter fortement la densité de porteurs intrinsèques dans la couche GaN des transistors HEMT et provoque une conduction parasite. Cette dernière peut alors réduire à néant la commande de grille, détériorer la fréquence de coupure et augmenter les pertes au niveau des accès du composant [5].

Dans ce chapitre, nous allons présenter les transistors HEMTs $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ leur principe de fonctionnement et le rôle des différentes couches qui les constituent. Un modèle de la mobilité des électrons sera décrit dans GaN en fonction de la température et du dopage. Notre étude sera effectuée sur trois structures différentes. Pour chaque structure, nous calculerons la densité des porteurs ainsi que le courant produit. Le courant I_{ds} et la densité du gaz bidimensionnel n_s à l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ sera déterminée par un calcul auto-cohérent en tenant compte des effets thermiques, des effets de polarisation, de l'auto-échauffement et de la relaxation du réseau.

II. 2. Le HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

Le transistor HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, est un dispositif à effet de champ de la filière nitrures. Les principaux avantages du HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ par rapport à ses concurrents sont:

- Un gap élevé.
- Tension de claquage élevé.
- Meilleure mobilité électrique.

Le but de la structure d'un HEMT est de séparer les électrons libres de la couche de semiconducteur 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 $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ à grand gap.

II.2.1 Effet fondamental

Le principe de fonctionnement des transistors HEMTs repose sur le contrôle du gaz d'électrons 2DEG situé l'hétérojonction qui constitue le canal du transistor [6]. Le HEMT apparaît comme une évolution du MESFET (Metal-Semiconductor Field Effect Transistor). En effet, le HEMT apporte une amélioration afin de palier au problème de transport électronique dans un matériau dopé. Il présente une hétérojonction entre deux matériaux ayant des énergies de bandes interdites différentes. La conséquence de cette hétérojonction est la création d'un canal très fin dans le matériau non dopé de très faible résistance, entraînant une mobilité d'électrons élevée d'où l'origine du nom HEMT. Cette couche est appelée gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) et est la conséquence de polarisations piézoélectrique et spontanée.

En fait, l'effet fondamental est lié au phénomène de variation de la densité de porteurs n_s du 2DEG sous l'influence d'une tension appliquée à l'accès "grille" du composant. Cet effet est différent du principe du MESFET dans lequel une tension appliquée sur la grille contrôle la largeur du canal de conduction entre le drain et la source [4].

II. 2.2. Structure physique d'un transistor HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N} / \text{GaN}$

La structure générale d'un HEMT est constituée essentiellement de trois matériaux différents: le substrat, un matériau à plus faible bande interdite GaN et un matériau à large bande interdite $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. C'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui conduit à la formation du 2DEG à l'interface, modulé par la tension appliquée au composant.

La figure II.1 présente la structure de base d'un HEMT.

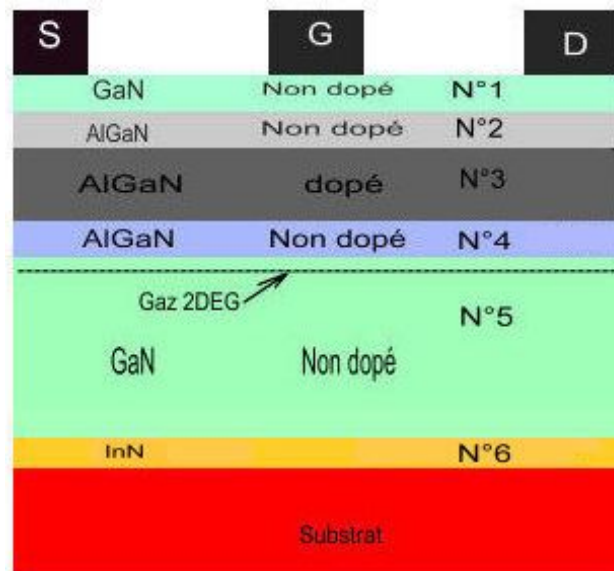


Figure II.1 : Structure générale du transistor HEMT

II.2.3. Rôles des différentes couches

II.2.3.1. couche N°1 " Cap layer " [2]

Cette couche de GaN non intentionnellement dopée de type n et de petit gap, utilisée pour augmenter la hauteur de barrière du contact schottky. La couche superficielle, appelée cap layer, produit de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet de réduire les résistances d'accès.

II.2.3.2 couche N°2

Cette couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ à grand gap non intentionnellement dopé de type n présente un taux d'aluminium m, elle permet d'avoir une distance grille-canal donnée indépendamment du dopage volumique de la couche N°3

II.2.3.3 couche N°3 "Couche donneuse "

Cette couche à grand gap d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ intentionnellement dopée présente un taux d'aluminium m. Le dopage est utilisé pour augmenter la densité de porteurs dans le canal. La concentration d'aluminium peut varier de 20% à 30% environ. Une zone déplétée se forme dans cette couche au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux bords de l'hétérojonction.

II.2.3.4 couche N°4 " Espaceur "

Il s'agit également d'une couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ non intentionnellement dopée qui contient un taux d'aluminium similaire aux couches précédentes. Cette couche, appelée « Espaceur », elle permet de séparer spatialement les électrons du canal des atomes donneurs ionisés de la couche

donneuse. Sans cette couche les électrons du canal seraient fortement attirés par les atomes donneurs de la couche donneuse et seraient confinés par conséquent à l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, cette zone d'interface présente des défauts cristallins qui limitent la mobilité des électrons. Grâce à l'espaceur l'attraction des donneurs ionisés est atténuée, les électrons sont moins confinés à l'interface ce qui leur donne une meilleure mobilité. Le temps de transit des électrons sous la grille est fortement diminué ce qui permet de réaliser des transistors à effet champ à fréquence de coupure élevée. Cette zone plus elle est épaisse plus la mobilité des électrons dans le canal augmente associée à une plus faible densité de charges, cette couche se comporte comme la couche N°2.

II.2.3.5 couche N°5

C'est la couche qui présente le plus petit gap GaN et qui accueille par la suite le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG à l'interface supérieure, cette couche non intentionnellement dopée n'est pas résiduellement contrainte dans le cas d'une d'une épitaxie idéale.

II.2.3.6 couche N°6

Cette couche est utilisée, pour limiter la propagation des dislocations dans toute la structure. Ces dislocations sont essentiellement dues aux désaccords de maille et de coefficient de dilatation thermique entre le GaN et le substrat.

II.3. La mobilité des porteurs dans GaN :

Dans le domaine des faibles champs électriques, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique. En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive s'écrit simplement :

$$\vec{V} = \pm \mu \vec{E} \quad (\text{II.1})$$

Avec :

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad \text{et } \tau \text{ le temps de relaxation,}$$

Lorsque le champ devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs. Cette diminution de la mobilité se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs. La loi de variation de la mobilité avec le champ électrique varie d'un matériau à l'autre, en fonction de la nature de la structure de bandes du semiconducteur.

La mobilité μ et le temps de relaxation τ sont des paramètres phénoménologiques qui recouvrent des mécanismes de diffusion dont le traitement quantitatif fait appel à des formalismes relativement lourds et qui nécessitent des hypothèses simplificatrices. Conformément à la définition, ces effets sont discutés en terme de mobilité et de relaxation.

Les paramètres qui influent le plus sur la mobilité des porteurs de charge sont la température et le nombre volumique d'impuretés. On distingue quatre types d'interaction entre les porteurs libres et le réseau :

- les vibrations du réseau ou phonons,
- les impuretés ionisées,
- les impuretés neutres,
- les collisions électrons-électrons ou électrons-trous.

Ces effets sont en quelque sorte des perturbations de la périodicité parfaite d'un réseau cristallin qui détermine la structure de bandes. Parmi toutes les origines de perturbation, ce sont les interactions avec les phonons (ou vibrations du réseau) et avec les impuretés qui jouent le rôle le plus important dans les semi-conducteurs. En particulier, ces mécanismes permettent d'expliquer la variation de la mobilité en fonction de la température $\mu(T)$. La mobilité des électrons (μ_n) et des trous (μ_p) sont des paramètres physiques prépondérants pour les dispositifs micro-ondes [9].

Dans le GaN la mobilité des électrons est conditionnée par deux mécanismes principaux, la diffusion par les phonons optiques et la diffusion par les impuretés ionisées. En fait, en raison de la masse effective des électrons, la diffusion par les impuretés ionisées joue un rôle relativement faible, par rapport au GaAs. En outre, à haute température la diffusion par les phonons optiques joue un rôle majeur. En conséquence, la différence de mobilité des électrons du gaz bidimensionnel entre le dopage dans le canal et le dopage dans la barrière, est relativement faible, surtout à haute température. On peut donc sans inconvénient doper le canal pour obtenir des valeurs élevées de n_s sans pour autant affecter beaucoup la mobilité [10].

La première étape consiste en l'approximation de la dépendance de la concentration du dopage en fonction de la mobilité à température ambiante, l'approximation bien connue de Caughey-Thomas [11].

L'approximation du Caughey-Thomas s'écrit sous la forme:

$$\mu_i(N) = \mu_{\min, i} + \frac{\mu_{\max, i} - \mu_{\min, i}}{1 + \left(\frac{N}{N_{g,i}}\right)^{\gamma_i}} \quad (\text{II.2})$$

Où $i = n, p$ pour les électrons et les trous respectivement pour le GaN.

Les paramètres $\mu_{\max,i}$, $\mu_{\min,i}$, $N_{g,i}$, γ_i sont résumés dans le tableau II.1

Type de porteurs	$\mu_{\max,i} (cm^2 V^{-1} S^{-1})$	$\mu_{\min,i} (cm^2 V^{-1} S^{-1})$	$N_{g,i} (cm^{-3})$	γ_i
Electrons	1000	55	2×10^{17}	1.0
Trous	170	3	3×10^{17}	2.0

Tableau II.1: Valeurs des paramètres $\mu_{\max,i}$, $\mu_{\min,i}$, $N_{g,i}$, γ_i fournir le meilleur ajustement de précision des résultats expérimentaux par l'équation (II.2).

A de faibles dopages et à température ambiante, la diffusion des phonons est le mécanisme de dominant.

$$\mu_{\max,i} = \mu_{L,i} \quad (II.3)$$

Où $\mu_{L,i}$ est la composante de la mobilité du réseau (phonon).

La mobilité des phonons dépend de température et s'écrit sous la forme :

$$\mu_L = \mu_L(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\alpha}, \text{ où } T_0 = 300K \text{ et } \alpha \text{ une constant}$$

A partir de l'Equation. (II.3) :

$$\mu_{\max,i} = \mu_{\max,i}(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\alpha_i} \quad (II.4)$$

La contribution de l'interaction des impuretés peut être obtenue en soustrayant la contribution de phonon de la mobilité totale décrite par la relation (II.2)

$$\mu_{1,i} = \mu_{\max,i} \left[\frac{\mu_{\max,i}}{\mu_{\max,i} - \mu_{\min,i}} \frac{1 + \left(\frac{N}{N_{g,i}} \right)^{\gamma_i}}{\left(\frac{N}{N_{g,i}} \right)^{\gamma_i}} - 1 \right] \quad (II.5)$$

En combinant les deux équations (II.3) et (II.5) on obtient :

$$\frac{\mu_{\max,i} - \mu_{\min,i}}{1 + \left(\frac{N}{N_{g,i}} \right)^{\gamma_i}} \left(\frac{N}{N_{g,i}} \right)^{\gamma_i} = \frac{\mu_{L,i}}{1 + \frac{\mu_{1,i}}{\mu_{L,i}}} \quad (II.6)$$

Substituant (II.6) et (II.2) et tenant en compte de $\mu_L = \mu_L(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-\alpha}$ et $\mu_I = \mu_I(T_0) \left(\frac{T}{T_0} \right)^\beta$

[12], la relation (II.2) peut écrire sous la forme suivante:

$$\mu_i(N, T) = \mu_{\max, i}(T_0) \frac{B_i(N) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\beta_i}}{1 + B_i(N) \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha_i + \beta_i}} \quad (\text{II.7})$$

Où

$$B_i(N) = \left[\frac{\mu_{\min, i} + \mu_{\max, i} \left(\frac{N_{g, i}}{N}\right)}{\mu_{\max, i} - \mu_{\min, i}} \right]_{T=T_0} \quad (\text{II.8})$$

Il est remarquable que les expressions (II.7) et (II.8) décrivent la dépendance de la mobilité en fonction de la température dans les limites de faibles et forts dopages.

Type de porteurs	α_i	β_i
Electrons	2.0	0.7
Trous	5.0	

Tableau II.2: Valeurs des paramètres α_i et β_i déduits d'un ajustement des résultats expérimentaux par l'équation (II.2) [13].

II.4. Etude des propriétés électrique des structures étudiées

II.4.1. Etude de la structure 1

II.4.1.1 Description de la structure 1

La figure II.2 représente une vue en coupe de la première structure HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ étudiée.

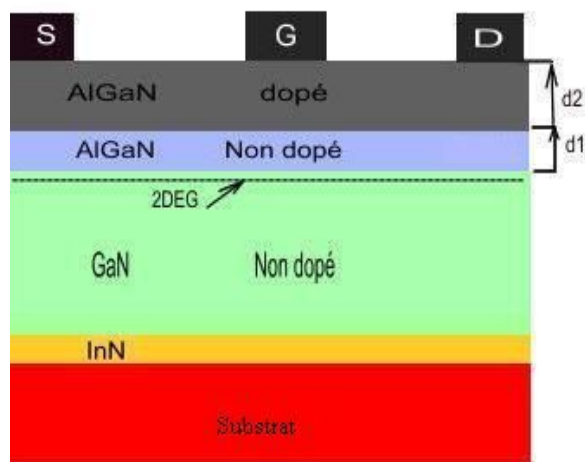


Figure II.2 : vue en coupe de la structure 1

II.4.1.2 Modèle de formulation pour la densité des électrons dans le 2DEG en fonction de la température

Le principal paramètre gouvernant les performances du HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ est la concentration des porteurs n_s . Le calcul de la densité du gaz bidimensionnel $n_s(V_G, E_F)$ nécessite la résolution de l'équation de Poisson dans le semi-conducteur $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité. L'intégration de l'équation de Poisson dans l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ a permis d'exprimer la relation de $n_s(V_G, E_F)$, et la résolution de l'équation de Schrödinger nous donne la relation $n_s(E_F)$ et le niveau d'énergie E_i de chaque sous bande. Nous avons limité la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous bandes. Le système d'équations à résoudre ne présente pas de solutions analytiques exactes et nécessite une résolution auto-cohérente [10].

La résolution de l'équation de Schrödinger et de l'équation de Poisson écrit la densité n_s sous la forme [14] :

$$n_s = B k_B T \ln \left(\left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \right) \right) \quad (\text{II.9})$$

Avec : E_i L'énergie de sous bande

$$E_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left(\frac{\pi q^2 n_s}{\epsilon} \left(\frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left(\frac{\pi q^2 n_s}{\epsilon} \left(\frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}, \quad E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3}$$

où : $B = \frac{4 \pi m^*}{h^2}$; $m^* = 0.22 m_e$; constant de Boltzmann $\gamma_0 = 2.123 \times 10^{-12}$, $\gamma_1 = 3.734 \times 10^{-12}$ F

m^* : est la masse effective d'électrons, égale à $0.22 m_e$, où m_e est la masse de l'électron au repos.

Avec $\hbar = \frac{h}{2\pi}$, où h est la constante de Planck.

L'équation de la concentration de porteurs n_s en fonction du niveau de Fermi E_F et la tension V_{gs} s'écrit [15] :

$$n_s = \frac{\epsilon(m)}{q(d_2 + d_1)} \left(\frac{E_F - E_0}{q} \right) \quad (\text{II.10})$$

où $\epsilon(m)$ est la fraction molaire d'aluminium, d_1 et d_2 sont les épaisseurs des couches de GaN et d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ respectivement.

La tension de seuil V_{th} est donnée par l'expression suivante qui dépend de la température T et la fraction molaire m :

$$V_{th}(T, m) = \phi_m(m) - \Delta E_c(T, m) - \frac{qN_D d_2^2}{2\varepsilon(m)} - \frac{\sigma(m)}{\varepsilon(m)}(d_2 + d_1) \quad (II.11)$$

Avec :

$\sigma(m)$: La densité de la charge à l'interface d'une hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ Face Ga.

$\phi_m(m)$ est la hauteur de barrière Schottky métal/AlGaN en fonction de la fraction molaire d'aluminium m , donnée par [16] :

$$\phi_m(m) = 0.84 + 1.3m \quad (\text{eV}) \quad (II.12)$$

La permittivité diélectrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium m s'écrit sous la forme :

$$\varepsilon(m) = 9.5 - 0.5m \quad (\text{cm}^{-1}V^{-1}) \quad (II.13)$$

La discontinuité de la bande de conduction ΔE_c à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ s'écrit [17]:

$$\Delta E_c(T, m) = 0.70[E_g^{AlGaN}(T, m) - E_g^{GaN}(T)] \quad (II.14)$$

La largeur du gap du ternaire $Al_mGa_{1-m}N$ s'écrit sous la forme :

$$E_g^{AlGaN}(T, m) = mE_g^{AlN}(T) + (1-m)E_g^{GaN}(T) - 0.6m(1-m) \quad (II.15)$$

La largeur de la bande interdite des binaires AlN et GaN suit la loi empirique de Varshni et s'écrit [7,17] :

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha \frac{T^2}{T + \beta} \quad (II.16)$$

$E_g(0)$ est la largeur de bande interdite à température ($T_0=0K$), α et β des constantes pour le GaN $E_g(0) = 3.39 \text{ eV}$.

II.4.1.2.1 Les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique

La densité de charges fixes σ développée à l'interface d'une hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ Face Ga a été calculée en supposant que le GaN est totalement relaxé et l' $Al_mGa_{1-m}N$ contraint en tension. Cette structure est représentée en figure II.3. Seules les charges fixes positives et négatives de d' $Al_mGa_{1-m}N$ ont été représentées. La couche de GaN possède elle aussi à ces extrémités des charges négatives et positives en densité, moins importantes que dans l' $Al_mGa_{1-m}N$ car n'étant pas contrainte elle ne présente pas de composante piézoélectrique.

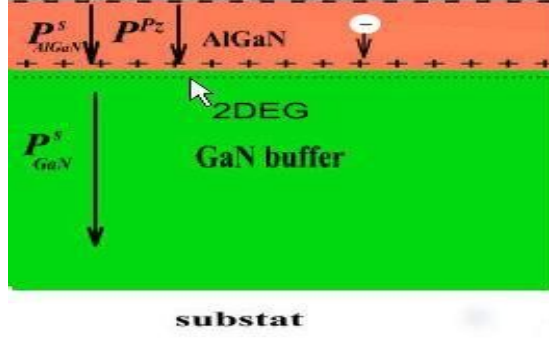


Figure II.3: Structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ Face Ga où GaN est relaxé et AlGaN contraint en tension.

La densité de charges à l'interface $\sigma(m)$ s'écrit comme la différence entre la somme des champs de polarisation dans la couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ et celle de GaN

$$|\sigma(m)| = |P_{\text{AlGaN}}^{pz}(m) + P_{\text{AlGaN}}^s(m) - P_{\text{GaN}}^s(0)| \quad (\text{II.17})$$

Cette charge fixe induite par la différence de polarisation entre deux couches attirera la charge mobile compensatrice à l'interface. Si la charge fixe est positive, elle a une charge mobile négative. Le calcul de la densité de charge fixe présenté à l'interface de l'hétérojonction abrupte $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ nécessite une connaissance des propriétés physiques de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire de l'aluminium m et sont donné comme suit [16] :

$$P_{\text{AlGaN}}^{pz}(m) = 2 \left(\frac{a(0) - a(m)}{a(m)} \right) \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad (\text{II.18})$$

Avec:

$$a(0) = 3.189 \text{ } \text{\AA}$$

$$a(m) = (-0.077m + 3.189) \text{ } \text{\AA}$$

$$e_{31}(m) = (-0.11m - 0.49) \text{ } \text{C/m}^2$$

$$e_{33}(m) = (0.73m + 0.73) \text{ } \text{C/m}^2$$

$$C_{31}(m) = (5m + 103) \text{ } \text{G/Pa}$$

$$C_{33}(m) = (-32m + 405) \text{ } \text{G/Pa}$$

La densité de charges $\sigma(m)$ augmente fortement lorsque La fraction molaire « m » de la couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ lorsque « m » augmente. Effectivement, plus la fraction molaire est grande plus la polarisation spontanée de l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est importante et

plus l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est contraint en tension par rapport au GaN ce qui entraîne une large augmentation de la polarisation piézoélectrique [5].

On peut obtenir des solutions approchées dans deux gammes de polarisation spécifiques correspondant à deux gammes de densités électroniques dans la couche d'accumulation. La première, que nous qualifierons de faible inversion, correspond à une densité d'électrons associée à un niveau de Fermi situé au dessous de la première sous bande E_0 . La deuxième, que nous qualifierons de forte inversion, correspond à une densité d'électrons associée à un niveau de Fermi situé au dessus de la deuxième sous bande E_1 [10].

II.4.1.2.2. Régime de faible inversion

Le niveau de Fermi E_F est situé au-dessous des deux premières sous bande énergie (E_0 et E_1) dans le puits de potentiel, et que la densité n_s est petit.

Pour $E_F \ll E_i$, $\exp((E_F - E_i)/k_B T) \ll 1$ on sait que $\ln(1+x) \approx x$ si $-1 < x < 1$ l'équation (II.9) devient :

$$n_s = Bk_B T \left(\exp\left(\frac{E_F - E_0}{k_B T}\right) + \exp\left(\frac{E_F - E_1}{k_B T}\right) \right) \quad (\text{II.19})$$

$$n_s(E_F) = Bk_B T e^{(E_F/k_B T)} \left[e^{-(E_0/k_B T)} + e^{-(E_1/k_B T)} \right] \quad (\text{II.20})$$

Avec : $B = \frac{m_e}{\pi \hbar^2}$ dans ce régime E_0 et E_1 sont inférieurs à $k_B T$.

En simplifiant, nous obtenons:

$$E_F = k_B T \ln \left(\frac{n_s}{Bk_B T \left(\exp\left(\frac{-E_0}{k_B T}\right) + \exp\left(\frac{-E_1}{k_B T}\right) \right)} \right) \quad (\text{II.21})$$

$E_F \cong k_B T \ln \left(\frac{n_s}{2Bk_B T} \right)$ Car n_s est très petit dans le régime faible inversion, et comme E_i est proportionnelle à $(n_s)^{2/3}$ qui est presque nulle, les termes en exponentielles tendent vers l'unité. Ainsi, on obtient: (II.22)

En remplaçant E_F de l'équation (II.22) dans l'équation (II.21), la densité de porteurs dans le régime faible inversion est obtenu :

$$n_s(T, m) = 2Bk_B T \exp \left[\frac{q(V_{gs} - V_{th}(T, m))}{k_B T} \right] \quad V_{gs} \leq V_{gs1} \quad (\text{II.23})$$

Où

$$V_{gs1} = V_{th}(T, m) + \frac{qk_B T (d_2 + d_1) n_{s0} \left(\ln \left(\frac{n_{s0}}{2k_B T} \right) - 1 \right)}{q^2 (d_2 + d_1) n_{s0} - \varepsilon(m) k_B T} \quad (\text{II.24})$$

Avec: n_{s0} est la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique à $E_F = 0$, et qui peut être obtenu par la solution autocohérente.

II.4.1.2.3. Régime d'inversion moyenne

Quand le niveau de Fermi se trouve au fond du puits de potentiel, le dispositif fonctionne tout près du seuil. Le niveau de Fermi se trouve seulement quelque $k_B T$ au dessous de la bande de conduction. Par conséquent d'Equation (II.9), nous obtenons,

$$n_s = n_{s0} \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \cong n_{s0} \left(1 + \frac{E_F}{k_B T} \right) \quad (\text{II.25})$$

En combinant l'équation (II-10) et (II-25) on trouve :

$$E_F = \frac{q \varepsilon(m) k_B T \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{q(d_2 + d_1) n_{s0}}{\varepsilon(m)} \right)}{q^2 (d_2 + d_1) n_{s0} + \varepsilon(m) k_B T} \quad (\text{II.26})$$

Alors la densité des électrons dans la région d'inversion modérée peut être obtenue, en employant l'équation (II.25) dans l'équation (II.24) est donnée par :

$$n_s(T, m) = n_{s0} \exp \left(\frac{q \varepsilon(m) \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{q(d_2 + d_1) n_{s0}}{\varepsilon(m)} \right)}{q^2 (d_2 + d_1) n_{s0} + \varepsilon(m) k_B T} \right) ; V_{gs1} \leq V_{gs} \leq V_{gs2} \quad (\text{II.27})$$

Où:

$$V_{gs2} = V_{th}(T, m) + \frac{k_B T n_{s0} (\varepsilon(m) + 2Bq^2 (d_2 + d_1))}{q \varepsilon(m) (2Bk_B T - n_{s0})}$$

II.4.1.2.4. Régime de forte inversion

Dans la région fonctionnant au-dessus du seuil, le niveau de Fermi au-dessus de la deuxième sous-bande, est plusieurs $k_B T$ et mène à de grandes valeurs de n_s

$$n_s = Bk_B T \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} + \frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \quad (\text{II.28})$$

On utilise l'approximation $n_s^{2/3} \ll n_s$ pour des valeurs grandes de n_s , l'équation (II.28)

devient

$$E_F = \frac{n_s + B(E_0 + E_1)}{2B} \cong \frac{n_s}{2B} \quad (\text{I.29})$$

En combinant l'équation (II.29) dans l'équation (II-10) on obtient [18]:

$$n_s(T, m) = \frac{2\varepsilon(m)qB}{(\varepsilon(m) + 2q^2 B(d_2 + d_1))} (V_{gs} - V_{th}(T, m)) \quad V_{gs2} \leq V_{gs} \leq V_{critic} \quad (\text{II.30})$$

Où V_{critic} est la tension de seuil de l'effet MESFET parasite est donnée.

$$V_{critic} = \phi_m(m) - \left(\frac{qN_D}{2\varepsilon(m)} \right) \left(d_d - \frac{n_{max}}{N_D} \right)$$

Où n_{max} est la concentration maximale du 2DEG.

II.4.1.3. Caractéristique du courant et l'effet de température

Le courant de drain I_{ds} dans le canal du transistor HEMT $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ en fonction de la température T , de la fraction molaire de l'aluminium "m" et de la position "x" dans le canal est donnée par [18] :

$$I_{ds}(T, m, x) = Zq\mu(T, x) \left(n_s(T, m, x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{k_B T}{q} \frac{dn_s(T, m, x)}{dx} \right) \quad (\text{II.31})$$

Où :

T : la température

Z : la largeur de la grille.

$V_c(x)$: le potentiel du canal à la position «x» induit par la polarisation du drain

$\mu(T, x)$: la mobilité des électrons qui est donnée par :

$$\mu(T, x) = \frac{\mu_0(T)}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \quad (\text{II.32})$$

Avec,
$$E_1 = \frac{E_c v_{sat}}{(\mu_0 E_c - v_{sat})}$$

E_c : champ électrique de saturation.

μ_0 : mobilité des porteur en 2DEG à faible champ.

v_{sat} : vitesse de saturation des porteurs.

La relation du courant de drain peut être écrite alors

$$I_{ds} = \frac{Zq\mu_0}{\left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right)} \left(n_s(x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{k_B T}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (\text{II.33})$$

Le courant dans les différents régimes de fonctionnement peut être maintenant déterminé en utilisant les expressions correspondantes pour la concentration de la densité n_s 2DEG, avec la tension de grille remplacée par la tension efficace de grille $V_G - V_c(x)$.

II.4.1.3. 1. Le Régime de faible inversion

En reportant l'équation. (II.15) dans l'expression du courant (II.31), le courant du drain obtenue dans le régime à faible inversion s'écrit

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \left(2Zq\mu_0(T) \left(Bk_B T - \frac{c_1}{Zq\varepsilon(m)} \right) \right) \times \exp \left(\frac{q(V_{gs} - V_c(x) - V_{th}(T, m))}{k_B T} \right) \times \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (II.34)$$

$$\text{Où : } c_1 = ZqBk_B T \varepsilon(m)$$

En intégrant l'équation (II.26) sur le long du canal L, avec les conditions aux limites suivantes :

$$V_c(x)|_{x=0} = I_{ds} R_s \quad (II.35a)$$

$$V_c(x)|_{x=L} = V_{ds} - I_{ds}(R_s + R_d) \quad (II.35b)$$

Avec R_s et R_d sont les résistances parasites de la source et du drain.

L'équation I_{ds} en fonction de V_{ds} pour le régime de faible inversion obtenue est :

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = \left(2Zq\mu_0(T) \left(Bk_B T - \frac{c_1}{Zq\varepsilon(m)} \right) \right) \exp \left(\frac{q(V_{gs} - V_{th}(T, m))}{k_B T} \right) \times \left(\exp \left(\frac{-qI_{ds} R_s}{k_B T} \right) - \exp \left(\frac{q(I_{ds}(2R_s + R_d) - V_{ds})}{k_B T} \right) \right) ; V_{gs} \leq V_{gs1} \quad (II.36)$$

II.4.1.3. 2. Le Régime d'inversion modérée

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \left(\frac{Zq^3 \mu_0(T) n_{s0} D}{q^2 (d_2 + d_1) n_{s0} + \varepsilon(m) k_B T} \right) \times \exp \left(\frac{q\varepsilon(m) \left(V_{gs} - V_c - V_{th}(T, m) - \frac{qDn_{s0}}{\varepsilon(m)} \right)}{q^2 Dn_{s0} + \varepsilon(m) k_B T} \right) \times \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (II.37)$$

Avec $D = d_1 + d_2$

En intégrant le long du canal L

La résolution de l'équation (II.37) pour $V_{gs1} \leq V_{gs} \leq V_{gs2}$

$$I_{ds} \left(L + \frac{V_{ds}}{E_1} \right) - I_{ds}^2 \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) = \left(\frac{Zq^2 \mu_0(T) n_{s0}^2}{\varepsilon(m) D} \right) \exp \left(\frac{V_{gs} - V_{th}(T, m) - qDn_{s0}/\varepsilon(m)}{q\varepsilon(m)} \right)$$

$$\times \left(\exp \left(\frac{-q\varepsilon(m)I_{ds}R_s}{q^2 Dn_{s0} + \varepsilon(m)k_B T} \right) - \exp \left(\frac{q\varepsilon(m)(I_{ds}(2R_s + R_d) - V_{ds})}{q^2 Dn_{s0} + \varepsilon(m)k_B T} \right) \right) \quad (\text{II.38})$$

II.4.1.3.3. Le régime de forte inversion

Comme le dispositif fonctionne principalement dans le régime de forte inversion, on le courant dans ce régime détermine les performances du transistor pour les applications à haute puissance. En reportant l'expression de n_s dans (II-25) on obtient :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \left(\frac{2BZq^2 \mu_0(T) \varepsilon(m)}{2Bq^2 D + \varepsilon(m)} \right) \times \left(V_{gs} - V_c(x) - V_{th}(m) - \frac{k_B T}{q} \right) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (\text{II.39})$$

En intégrant l'équation (II.30) le long du canal avec les condition aux limites on obtient :

$$I_{ds}(T, m) = \frac{-\alpha_2 + \sqrt{\alpha_2^2 - 4\alpha_1\alpha_3}}{2\alpha_1} \quad ; \quad V_{gs2} \leq V_{gs} \leq V_{critic} \quad (\text{II.40})$$

Où

$$\alpha_1 = \left(\frac{q^2 BZ \mu_0(T) \varepsilon(m)}{2Bq^2 D + \varepsilon(m)} \right) (R_d^2 + 2R_s R_d) - \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right)$$

$$\alpha_2 = L + \frac{V_{ds}}{E_1} + \left(\frac{2q^2 BZ \mu_0(T) \varepsilon(m) (2R_s + R_d) \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{K_B T}{q} \right) - V_{ds} (R_s + R_d)}{2Bq^2 D + \varepsilon(m)} \right)$$

$$\alpha_3 = \left(\frac{2q^2 BZ \mu_0(T) \varepsilon(m)}{2Bq^2 D + \varepsilon(m)} \right) \times \left(\frac{V_{ds}^2}{2} - V_{ds} \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{k_B T}{q} \right) \right)$$

Le courant de saturation dans le régime de forte inversion peut être obtenue à partir de l'équation (II.39) :

$$I_{dsat} = \left(\frac{2q^2 BZ \mu_0(T) E_c \varepsilon(m)}{2Bq^2 D + \varepsilon(m)} \right) \times \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - V_{dsat} - \frac{k_B T}{q} \right) \quad (\text{II.41})$$

Où V_{sat} la tension de saturation qui l'on obtient à partir des équations (II.40) et (II.41) :

$$V_{dsat} = \frac{-\beta_2 + \sqrt{\beta_2^2 - 4\beta_1\beta_3}}{2\beta_1} \quad (\text{II.42})$$

Où

$$\beta_1 = \left(\frac{4q^2 BZ\alpha_1\mu_0(T)E_c\varepsilon(m)}{2Bq^2D + \varepsilon(m)} \right)^2 \left(1 + \frac{R_s + R_d}{\alpha_1 E_c} \right) + \left(\frac{4q^2 BZ\alpha_1\mu_0(T)E_c\varepsilon(m)}{2Bq^2D + \varepsilon(m)} \right) \left(\frac{E_1 - 2E_c}{E_1 E_c} \right)$$

$$\beta_2 = \left(\frac{8q^2 BZ\alpha_1\mu_0(T)E_c\varepsilon(m)}{2Bq^2D + \varepsilon(m)} \right) \left(\left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{k_B T}{q} \right) \times \left(\frac{E_c - E_1}{E_1 E_c} \right) - L \right)$$

$$- \left(\frac{4q^2 BZ\alpha_1\mu_0(T)E_c\varepsilon(m)}{2Bq^2D + \varepsilon(m)} \right)^2 \times \left(\frac{R_s + R_d}{\alpha_1 E_c} + \left(2 + \frac{R_s + 2R_d}{\alpha_1 E_c} \right) \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{k_B T}{q} \right) \right)$$

$$\beta_3 = \left(\frac{4q^2 BZ\alpha_1\mu_0(T)E_c\varepsilon(m)}{2Bq^2D + \varepsilon(m)} \right) \left(V_{gs} - V_{th}(T, m) - \frac{k_B T}{q} \right)^2 \times \left(1 + \frac{R_s + 2R_d}{\alpha_1 E_c} \right) + \left(\frac{8q^2 BLZ\alpha_1\mu_0(T)E_c\varepsilon(m)}{2Bq^2D + \varepsilon(m)} \right)$$

II.4.2. Etude de la structure 2

II.4.2.1. Description de la structure 2

La structure 2 est représentée sur la figure II.4. Elle est obtenue, en déposant une couche à grand gap d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ non dopé.

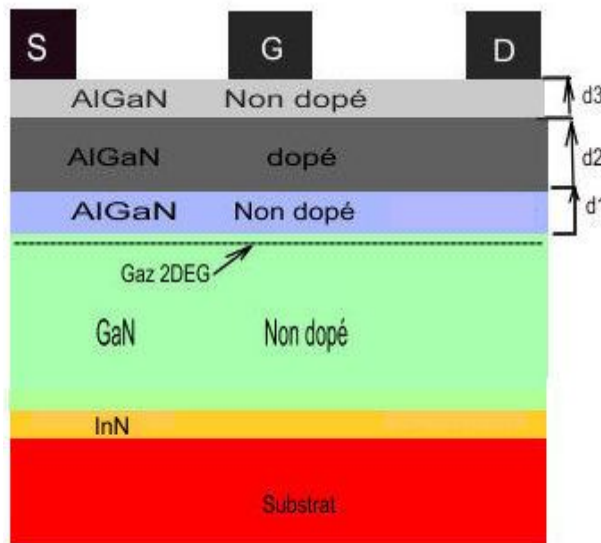


Figure II.4 : Vue en coupe de la structure 2

Comme pour la structure 1, Les calculs de n_s et v_{th} sont les mêmes que ceux effectués pour la structure 1. En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous bandes, nous obtenons le système d'équations suivant [2] :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II-43})$$

$$n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kTLn \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \quad (\text{II-44})$$

$$V_{th}(T, m) = - \left(\frac{qN_D d_2}{\varepsilon_2(m)} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} \right] - \frac{E_{bAlGaN}(m)}{q} + \frac{\Delta E_c(T, m)}{q} + \frac{\sigma^+(m)}{\varepsilon_2(m)} D \right) \quad (\text{II-45})$$

$$D = d_1 + d_2 + d_3$$

Comme pour la structure 1, nous pouvons déterminer la densité des électrons dans le puits de potentiel, ainsi que le courant $I_{ds}(V_G)$ pour trois régimes : régime de faible, moyenne et forte inversion.

II.4.3. Etude de la structure 3

II.4.3.1. Description de la structure 3

La figure II.5 montre une vue coupe de la structure 3 où la couche de GaN superficielle appelée «Cap layer», non intentionnellement dopée de type n et de petit gap, est déposée dans le but d'avoir de bons contacts ohmiques de drain et de source d'une part, d'autre part, sa présence induit une diminution de la résistance d'accès, ce qui donne une bonne jonction Schottky de la grille. La structure 3 est obtenue à partir de la structure II en déposant la couche cap layer sur l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

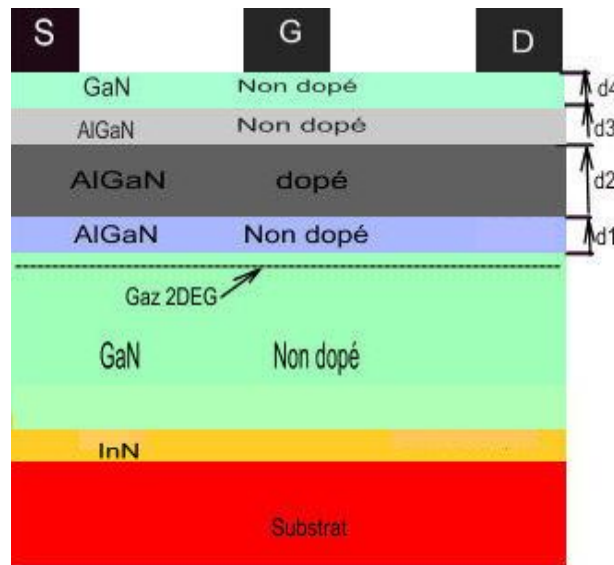


Figure II.5 : coupe d'une structure 3

Les calculs de n_s et v_{th} sont les mêmes que ceux effectués pour la structure 1. En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous bandes, nous obtenons le système d'équations suivant [2] :

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{array} \right. \quad (\text{II-46})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kTLn \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{array} \right. \quad (\text{II-47})$$

Avec

$$V_{th} = - \left(\frac{qN_D d_2}{\varepsilon_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4 \right] - \frac{E_{b_{GaN}}}{q} + \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} d_4 + \frac{\sigma^+}{\varepsilon_2} D \right) \quad (\text{II.48})$$

$$D = d_1 + d_2 + d_3 + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4$$

Comme pour la structure 1 et 2, nous pouvons déterminer la densité des électrons dans le puits de potentiel, ainsi que le courant $I_{ds}(V_G)$ pour trois régimes : régime de faible, moyenne et forte inversion.

II.5. Effets de l'auto-échauffement sur les caractéristiques courant - tension

II.5.1 Introduction

Le fonctionnement aux températures élevées et l'auto-échauffement sont les causes de détérioration des performances des transistors HEMT à base d'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Le phénomène est remarqué par la réduction de la transconductance g_m , l'apparition d'une résistance différentielle négative et la baisse du rendement énergétique total. A de telles températures des courants de fuites ont été observés, entraînant la dégradation à la fois de la conductance de sortie et des caractéristiques de pincement du composant. Ces courants de fuite sont principalement dûs au contact de grille et au substrat. En effet, les courants de fuites de grille, qui dépendent de la hauteur de la barrière de Schottky à l'interface métal/semi-conducteur. Toutefois, il faudra tout d'abord comprendre les problèmes de l'auto-échauffement [19].

II.5.2 Effets de l'auto échauffement sur les caractéristiques électrique des HEMTs

À fort niveau de puissance, l'échauffement des transistors devient important. Lorsqu'on élève la température d'un transistor HEMT, explicitement à partir d'une source extérieure ou en injectant plus de courant dans le transistor, les vibrations du réseau cristallin gagneront en amplitude due à l'excès d'énergie fournie au cristal. Ces vibrations constituent un obstacle au libre mouvement des porteurs dans le canal du transistor. Par conséquent, le phénomène d'auto échauffement entraîne une diminution de la mobilité des porteurs et donc une dégradation des performances du composant [20]. Ceci se traduit par une décroissance du courant I_{ds} lorsque la tension V_{ds} augmente, ce qui a pour conséquence une chute de la transconductance de sortie et du gain. La limitation du matériau est liée à la température externe et à l'auto-échauffement.

Ce dernier est proportionnel au produit de la puissance dissipée et de la résistance thermique entre la zone active du composant et son drain thermique.

La puissance dissipée est liée à la puissance statique fournie et au rendement du composant. Ainsi, les caractéristiques essentielles d'un bon composant de puissances sont: une haute température admissible par le matériau, une grande conductivité thermique et un rendement important [5]. La génération de chaleur dans les composants à semiconducteurs a été développée par Wachutka [19]. D'après cette théorie, la génération de chaleur dans les HEMTs est due principalement à l'effet Joule et est égale à la puissance électrique dissipée [21,22].

La température du canal T_{ch} est obtenue à partir de l'énergie dissipée et donnée par :

$$T_{ch} = T_{am} + \Delta T$$

La variation de la température s'écrit : $\Delta T = I_{ds} V_{ds} R_{th}$

Avec R_{th} la résistance thermique du matériau du GaN [23,24, 25].

Prenant en compte l'effet de l'auto échauffement, on peut écrire l'équation gouvernant le courant de drain du transistor comme étant :

$$I_{ds} = I_{ds}(T_0) (1 - \delta \bar{P}) \quad (II-49)$$

Où $I_{ds}(T_0)$ est le courant traversant le canal du transistor si l'effet de l'auto échauffement n'est pas pris en compte, \bar{P} est la dissipation énergétique et δ le coefficient de la résistance thermique donnée par :

$$\delta = \lambda R_{th} \quad [W^{-1}] \quad (II-50)$$

Avec λ est un coefficient thermique [K^{-1}] et \bar{P} :

$$\bar{P} = I_{ds} V_{ds} \quad (II-51)$$

On utilisant (II-50) et (II-51), on peut écrire (II-49) sous la forme [26] :

$$I_{ds} = I_{ds}(T_0) (1 - \lambda \Delta T) \quad (II-52)$$

II.6. Effet de la relaxation du réseau sur les paramètres électriques des HEMT

Sous une contrainte mécanique due au désaccord de mailles entre les deux matériaux qui composent le HEMT à base d' $Al_m Ga_{1-m} N / GaN$, la polarisation totale est la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique. Ce qui induit une charge positive « σ^+ » à l'interface $Al_m Ga_{1-m} N / GaN$. Alors les électrons vont s'accumuler. Cette polarisation agit directement sur la tension de seuil, et par conséquent, influe sur la densité n_s du 2DEG et sur le courant I_{ds} . Pour une épaisseur donnée de la couche AlGa_mN, l'augmentation de la fraction molaire de l'aluminium conduit à une relaxation du réseau cristallin. L'équation de la tension de seuil V_{th0} de la structure 3 sans l'effet de relaxation est donnée par :

$$V_{th0} = - \left(\frac{qN_D d_2}{\varepsilon_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4 \right] - \frac{E_{bGaN}}{q} \right) \quad (\text{II-53})$$

Si on considère la dépendance de la tension de seuil avec la polarisation alors V_{thp} est donné par

$$V_{thp} = V_{th0} - \sigma_P \left(\frac{d_4^-}{\varepsilon_1} + \frac{D}{\varepsilon_2} \right) \quad (\text{II-54})$$

$$\text{Où, } \sigma_P(m) = \sigma_{pseudo}(m) - \sigma_r(m) \quad (\text{II-55})$$

Avec σ_{pseudo} est la densité de charge induite par la polarisation d'une structure pseudomorphique (complètement tendue) définie par:

$$|\sigma_{pseudo}| = |P_{SP_{AlGaN}}(m) + P_{PZ_{AlGaN}}(m) - P_{SP_{GaN}}| \quad (\text{II-56})$$

$$\sigma_r(m) = 2r(m) \frac{a - a_0(m)}{a_0(m)} \left(e_{31}(m) - e_{33}(m) \frac{C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad (\text{II-57})$$

Avec $r(m)$ est le degré de relaxation. Pour une couche d'AlGaN d'une épaisseur comprise entre 200 et 400 Å, $r(m)$ est donné par [27] :

$$r(m) = \begin{cases} 0 & \text{Couche d'AlGaN tendue} \\ 3.5 \text{ m} - 1.33 & \text{Couche d'AlGaN partiellement relaxée} \\ 1 & \text{Couche d'AlGaN totalement relaxée} \end{cases} \quad (\text{II-58})$$

Alors, la tension de seuil peut être écrite, comme suit :

$$V_{thp} = V_{thpseudo} + V_{thr} \quad (\text{II-59})$$

$$V_{thpseudo} = V_{th0} - \sigma_{Pseudo}(m) \left(\frac{d_4}{\varepsilon_1} + \frac{D}{\varepsilon_2} \right) \quad (\text{II-60})$$

$$V_{thr} = \sigma_r(m) \left(\frac{d_4}{\varepsilon_1} + \frac{D}{\varepsilon_2} \right) \quad (\text{II-61})$$

Afin de connaître l'influence de la relaxation du réseau cristallin sur n_S et I_{ds} , on remplace dans les équations de n_S et I_{ds} , les expressions de V_{th} par celle de V_{thp} [28].

II.7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit le transistor HEMT à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, le principe de formation du 2DEG, sa structure et les différentes couches qui le composent. Un modèle de la mobilité des électrons dans GaN en fonction de la température et du dopage a été présenté.

Ensuite, nous avons calculé la concentration des électrons « n_s » en fonction de la température dans le canal en intégrant l'équation de Poisson, puis nous avons inclus les phénomènes quantiques qui sont à l'origine du confinement des porteurs et la formation d'un puits de potentiel en résolvant l'équation de Schrödinger pour les différents régime de fonctionnement : faible, moyenne et forte inversion. Après, nous avons présenté le modèle analytique du courant dans le transistor HEMT pour les trois régimes de fonctionnement en incluant les effets thermiques et les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique sur les caractéristiques courant-tension du transistor. Enfin l'effet d'auto-échauffement et la relaxation du réseau cristallin de la couche AlGa_N sur les performances des transistors HEMT a été considéré.

Chapitre III

Effets thermiques et relaxation -Résultats et interprétation

III.1. Introduction

La simulation des différents paramètres des composants est une étape indispensable pour la compréhension des phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances, Par conséquent, ces effets doivent être connus et modélisés. En raison de l'auto-échauffement des composants à base de nitrures utilisés pour les applications de puissance et hautes températures, il est nécessaire de connaître la dépendance des paramètres de transport électriques en fonction de la température dans les différentes structures HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

Ce chapitre est consacré à la présentation et l'interprétation des résultats de simulation obtenus en utilisant le langage Visuel Basic en tenant compte des effet thermique et relaxation sur les paramètres électriques et les caractéristiques courant-tension pour différentes structures .

- En première étape, nous nous sommes intéressé à connaître l'évolution de la mobilité des porteurs dans le canal du transistor à base du GaN en fonction de la température et du dopage.
- Dans une deuxième étape, nous avons étudié les effets thermique et relaxation sur les propriétés électriques telles que la tension de seuil V_{th} et la densité des électrons n_s dans le 2DEG ainsi la dépendance des paramètres intrinsèques E_{gap} et la discontinuité de bandes à l'interface ΔE_c qui dépendent de la température.
- Une troisième étape est consacrée à l'étude des effets thermiques et relaxation sur les caractéristiques courant-tension I-V dans différentes structures HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

III.2. La mobilité des porteurs dans GaN

III.2.1. Mobilité en fonction de la température

La mobilité des porteurs étant liée au libre parcours moyen sans choc dans le semi-conducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En effet, l'élévation de température, crée des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.

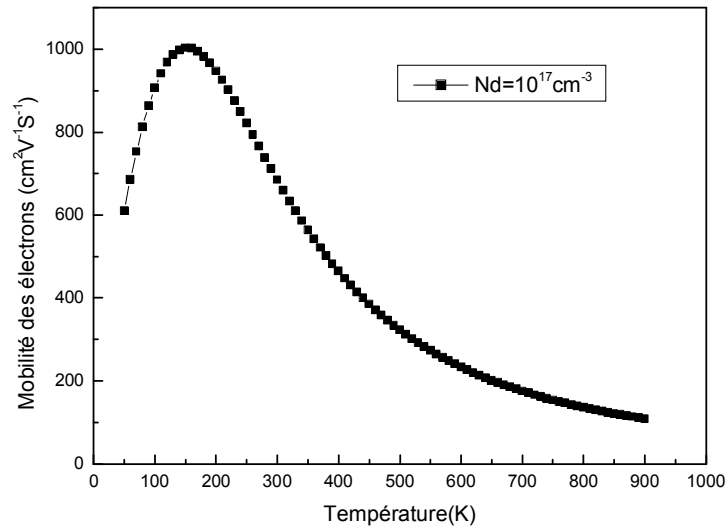


Figure III.1 : Evolution de la mobilité des électrons dans le GaN wurtzite a faibles champs en fonction de la température pour une concentration du dopage $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$.

La figure III.1 illustre l'évolution de la mobilité des électrons dans le GaN wurtzite à faibles champs en fonction de la température pour une concentration du dopage $N_D=10^{17}\text{cm}^{-3}$. Dans la gamme de température de 50K à 150K, on observe une augmentation de la mobilité des électrons de $609\text{cm}^2.\text{v}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à $1002\text{cm}^2.\text{v}^{-1}.\text{s}^{-1}$. A partir de 150K on observe une décroissance de la mobilité est atteint la valeur $180\text{cm}^2.\text{v}^{-1}.\text{s}^{-1}$ à 900K. On remarque que l'augmentation de la mobilité avec la température est principalement limité par la diffusion des impuretés ionisée et quand la température augmente a pour effet d'augmenter la vitesse des porteurs et donc de diminuer leurs diffusions avec les impuretés ionisés, la mobilité devient limité par la diffusion avec les phonons acoustiques à travers le potentiel associé à la déformation du réseau et du champs piézo-électrique. L'effet piézo-électrique ne joue aucun rôle sur la diffusion des électrons que dans le domaine des faibles températures. Pour les hautes températures, on observe un phénomène de saturation quand la mobilité est principalement limitée par la diffusion avec les phonons optiques polaires LO. Dans les températures intermédiaires il joue un rôle négligeable par conséquent la mobilité diminue.

III.2.2. Effet du dopage sur la mobilité

La figure III-2 représente la variation de la mobilité des électrons dans le GaN wurtzite à faibles champs en fonction de la température pour différentes valeurs de la concentration du dopage $N_D=3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 10^{17} cm^{-3} , $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $3.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, 10^{18} cm^{-3} .

On observe que la mobilité des électrons diminue lorsque on augmente la concentration des atomes dopants N_D dans le GaN wurtzite. Les six courbes sont convergentes à haute température, mais ils sont différentes aux basses températures et présentent un étalement. On remarque aussi que le maximum de la mobilité diminue et sa position se déplace vers les hautes températures quand N_D augmente. On peut donc noter une grande diminution des mobilités entre un dopage $N_D= 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et 10^{18} cm^{-3} .

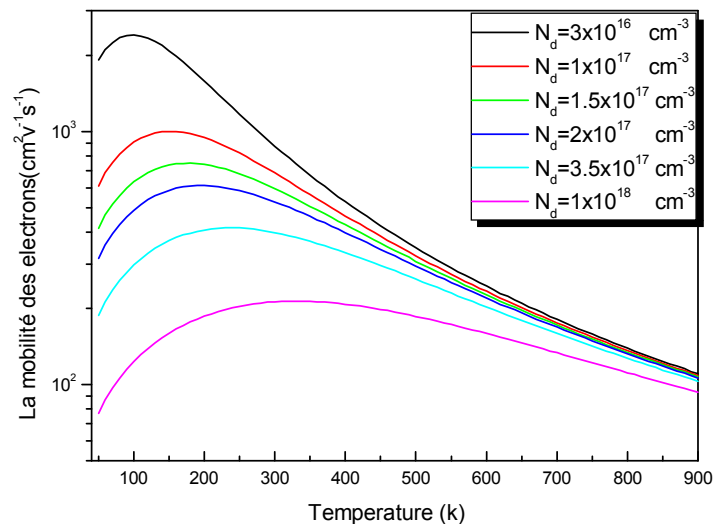


Figure III.2: Variation de la mobilité des électrons dans le GaN wurtzite a faibles champs en fonction de la température pour différentes valeurs de la concentration du dopage.

III.3.3. Mobilité en fonction du dopage

Le dopage entraîne des modifications dans le réseau cristallin du GaN wurtzite qui affecte la mobilité. La figure III.3 montre la variation de la mobilité des électrons dans le GaN en fonction du dopage N_D dans une marge de 10^{15} cm^{-3} à 10^{18} cm^{-3} pour $T=100\text{K}$, 300K , 600K .

On observe une réduction de la mobilité avec l'augmentation de la concentration du dopage. On remarque que la mobilité des électrons étant plus élevée dans un matériau non dopé que dans un matériau dopé pour cette raison le GaN (N.I.D) est utilisé comme canal du transistor HEMT. On observe que lorsque la température T augmente la mobilité des électrons diminue et que la mobilité à $T=100\text{K}$ diminue rapidement en fonction du N_D par rapport la mobilité à $T=300\text{K}$ et 600K qui sont quasi-identique. Donc, il faut ajuster la concentration du dopant, qui

s'avère un important paramètre pour un meilleur rendement du dispositif. L'introduction d'une grande quantité du dopant induit la diminution de la mobilité des porteurs. A 600K et 300K le transport des électrons est dominé par la diffusion avec les phonons, l'impact du dopage est donc moins visible. Néanmoins, lorsque l'on réduit la diffusion avec les phonons comme c'est le cas à 100K, l'effet de l'augmentation du dopage du GaN devient clairement visible.

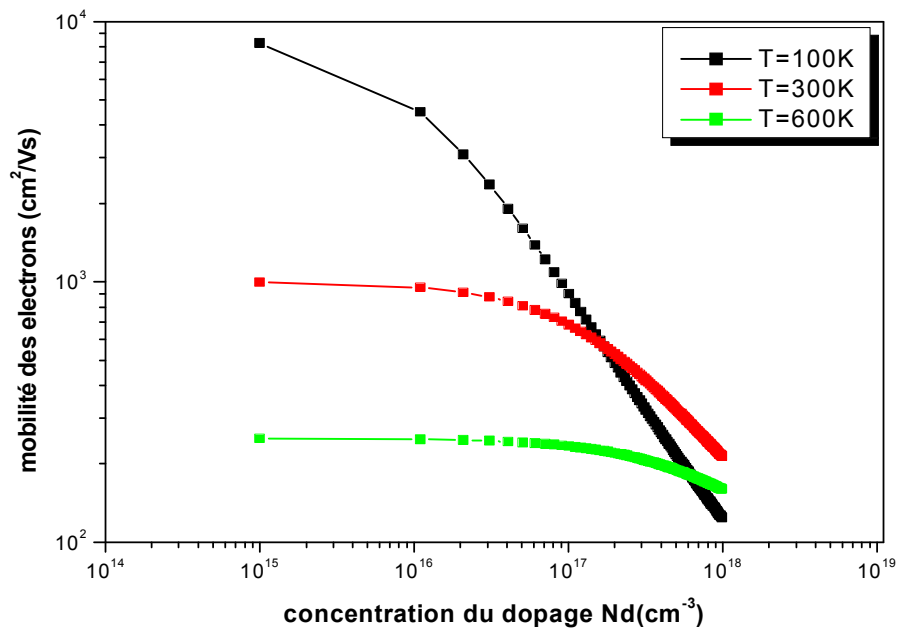


Figure III.3: Variation de la mobilité des électrons dans le GaN wurtzite a faibles champs en fonction de la concentration du dopage pour différentes valeurs de la température

III.4 Etude de l'effet thermique et de la relaxation sur les propriétés électriques de la structure 1

La figure III.4 représente une Vue en coupe de la première structure étudiée (structure1).

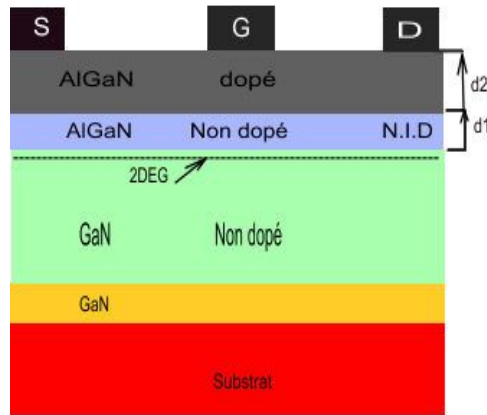


Figure III.4 : Vue en coupe de la structure 1

III.4.1. La tension de seuil V_{th} en fonction de la température

La tension de seuil est relativement dépendante des paramètres intrinsèques E_{gap} et la discontinuité de bandes à l'interface ΔE_c qui dépendent de la température. L'étude de la dépendance de chacune en fonction de la température s'avère nécessaire.

III.4.1.1 Dépendance de la largeur de bande interdite en fonction de la température

L'énergie de bande interdite est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température, elle définit la température maximale de fonctionnement du transistor. Le matériau est considéré comme un semi-conducteur à grand gap. La figure III-5 représente la variation de la bande interdite des Nitrures (GaN , AlN , $Al_mGa_{1-m}N$) en fonction de la température.

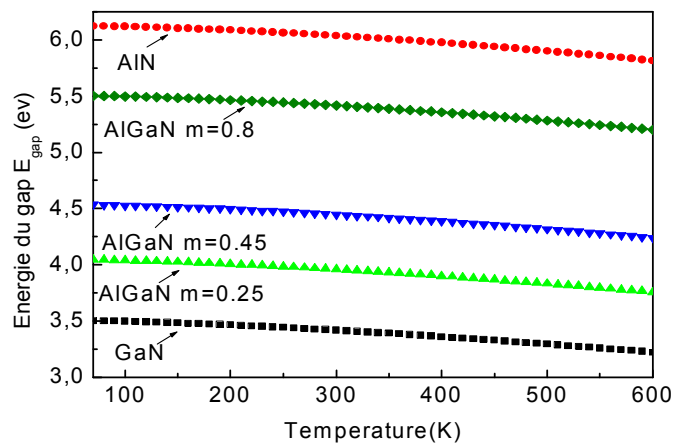


Figure III-5 dépendance la largeur de la bande interdite des Nitrure en fonction de la température pour différentes valeurs de m.

On remarque que la largeur de la bande interdite gap décroît avec la température. A 70 K, la valeur de l'énergie du gap E_{gap} (GaN) était de 3.45 eV, et passe à 3.39 eV à 300 K, et elle atteint une valeur minimale de 3.22 eV à 600 K. on remarque que l'évolution de l' E_{gap} (AlN) en fonction de la température est la même que celle du matériau GaN, elle passe de 6.13 eV à 70 K à 5.82 eV à 600 K. La variation de la bande interdite du matériau $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en fonction de la température, pour une fraction molaire est similaire à celle du GaN et AlN. On observe que l' E_{gap} ($\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ - $m=0.25$) décroît de 4.00 eV à 70 K jusqu'au 3.75 eV à 600 K, l'évolution par rapport à la température est quasi-identique à celle du GaN et de l'AlN.

III.4.1.2 Dépendance de la discontinuité de bandes à l'interface AlGa_mN/GaN en fonction de la température

La figure III-6 illustre la dépendance de la discontinuité de bandes à l'interface ΔE_c de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ en fonction de la température pour différentes valeurs de m . On remarque que ΔE_c est quasi constant en fonction de la température, pour $m=0.25, 0.4, 0.6, 0.8$. Une décroissance de 0.386 eV à 0.374 eV est remarquée pour la variation si $m=0.25$.

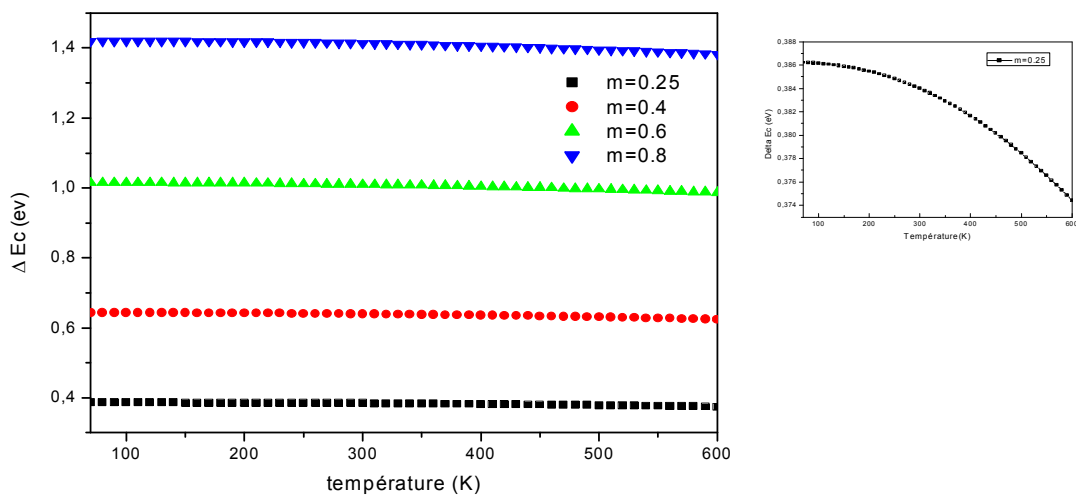


Figure III-6 : Dépendance de la discontinuité de bandes à l'interface ΔE_c de l'hétérostructure à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ en fonction de la température pour des différentes valeurs de la fraction molaire m .

III.4.1.3 Effet de la relaxation à la tension de seuil en fonction de la température

L'effet de relaxation du réseau cristallin est induit par l'augmentation de la fraction molaire "m" sur les propriétés électriques du transistor tels que la tension de seuil V_{th} . La figure III-7 présente la variation la tension du seuil V_{th} du HEMT de l'hétérostructure à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ en fonction de la température pour trois valeurs de la fraction molaire

($m=0.25, 0.45$ et 0.65) en tenant compte des effets du relaxation du réseau cristallin de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, avec un dopage fixe $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Pour chaque valeur de "m", on a une droite un V_{th} présente une faible variation par rapport à la température, et sa valeur décroît avec l'accroissement de "m". En effet, une grande valeur de "m" induit d'importantes polarisations spontanée et piézoélectrique, ce qui influe directement sur la tension seuil. A l'absence de la relaxation le V_{th} suit la même forme que celle avec polarisation totale pour $m=0.25$ qui existe, dans l'intervalle (0-0.38) la structure est considéré totalement tendue. L'influence de la relaxation et de la piézoélectricité sont observables pour $m=0.45$ et $m=0.65$ qui existent dans l'intervalle (0.38-0.67) la structure est partiellement relaxée, est au delà de 0.67 la structure est totalement relaxé. La décroissance de la polarisation piézoélectrique conduit à une augmentation de la tension de seuil V_{th} . De ce fait, la tension de seuil $V_{th} = -9.92 \text{ V}$ sans relaxation pour $m=0.45$, cependant $V_{th} = -8.78 \text{ V}$ lorsque l'effet de la relaxation est pris en compte. Cependant, pour $m=0.65$, V_{th} varie de -15.53 V à -8.56 V . On peut remarquer que l'effet de la relaxation est plus significatif pour les taux les plus élevés de m. On observe une légère augmentation du V_{th} en fonction de la température pour $m=0.25$

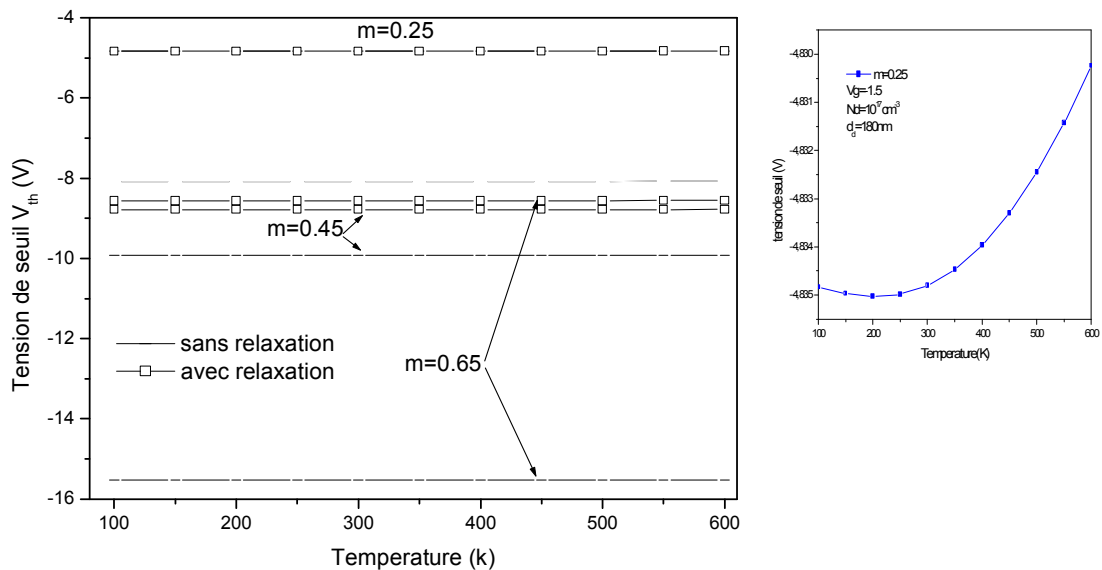


Figure III-7 : Evolution de la tension du seuil en fonction de la température pour différentes valeurs de « m » en tenant compte des effets du relaxation $V_g = -1.5 \text{ V}$ et $N_D = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

III.4.2 La densité du 2DEG en fonction de la température

La concentration n_s (densité des électrons 2DEG) dans le canal d'un transistor HEMT est un paramètre important qui contribue aux performances du composant. La figure III.8 illustre l'évolution de la densité d'électrons en fonction de la température pour pour différentes de

polarisation de grille, $m=0.25$, A l'aide du modèle schrödinger-Poisson, nous avons déterminé les variations de la densité d'électrons n_s en fonction de la température de réseau, on observe que la température n'influe pas beaucoup sur la densité d'électrons. Cela peut être expliqué par le fait que les polarisations piézoélectrique et spontanée varient de la même façon en fonction de la température dans le GaN et l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, ce qui implique une faible variation de la différence de la polarisation totale à l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ (contrainte) et donc de la densité d'électrons en fonction de la température.

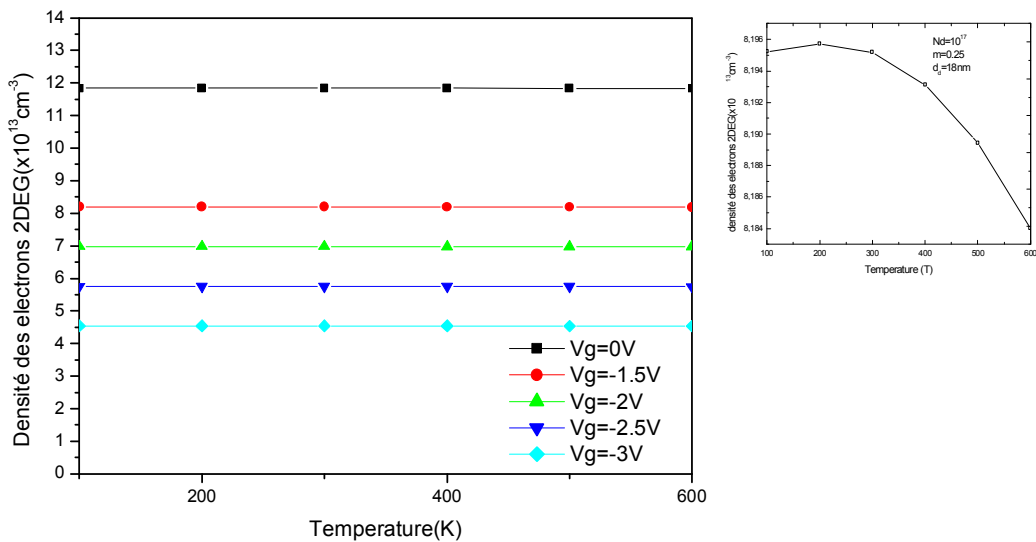


Figure III-8 : Evolution de la densité des électrons en fonction de température pour différentes de polarisation de grille, pour $m=0.25$.

III.4. Effet thermique sur Caractéristique I-V du courant-tension d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

III.4.1. Caractéristique de sortie I-V avec et sans effets thermiques

En plus des effets thermiques sur les caractéristiques de sortie, nous étudions l'effet de la présence de la couche à grand gap non dopé (structure2) et la couche appelée cap layer (structure 3).

III.4.1.1 Caractéristiques de sortie I-V avec et sans les effets thermiques pour la structure 1

La figure III.9 représente le réseau caractéristique de sortie I-V pour différentes valeurs de V_g obtenus sur la structure 1 (a) sans effet thermique (b) avec effet thermique à $T=300\text{K}$ (c) avec effet thermique à $T=400\text{K}$. On remarque que les caractéristiques de ce réseau I-V peut être séparées en deux régions : une région linéaire dans laquelle le courant I_{DS} croît avec la tension V_{DS} et une région dite de "saturation" où le courant de drain est sensiblement indépendant de

V_{DS} . Pour les faibles valeurs de la tension de drain la densité de porteurs dans le canal reste sensiblement uniforme sous la grille. Cette densité dépend essentiellement de la tension qui polarise celle-ci. En effet, plus cette tension augmente et plus la mobilité des électrons dans le canal augmente. Lorsque la tension de drain s'accroît, l'effet du champ électrique provoque le ralentissement de la croissance du courant de drain. En conséquence, le courant I_{ds} atteint un certain niveau de saturation pour une tension de commande donnée, appelée tension de coude. Alors, il devient constant vis-à-vis de la tension drain source V_{ds} , c'est le régime de saturation. Nous observons sur la figure III.9 (b) et (c) une baisse du courant de drain sur toutes les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$. Si l'effet thermique est négligé, à $T=300K$ le courant sature à $I_{dsat}=9.39mA$ et pour $V_g=-1V$ avec l'introduction des effets thermiques le courant sature à $I_{dsat}=6.64mA$. Lorsque on augmente la température de $300K$ à $400K$ (b) et (c) on remarque une décroissance du courant Ce ci est lié à une décroissance de la mobilité des électrons où le transport des électrons 2DEG dans le canal est dominé par la diffusion avec les phonons.

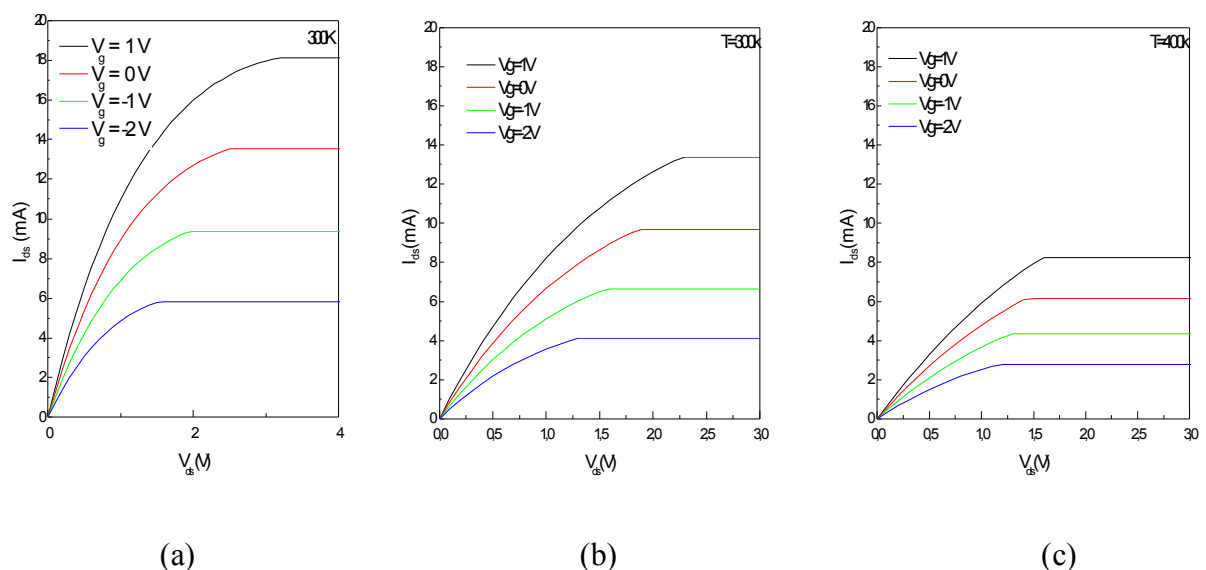


Figure III.9 : réseau caractéristiques I-V pour différentes V_g structure 1
 (a) sans effet thermique (b) avec effet thermique à $T=300k$ (c) avec effet thermique à $T= 400k$

III.4.1.2 Effet thermique et teneur en aluminium sur les caractéristiques courant-tension

Les figures III.10 (a) et (b) montrent les caractéristiques courant-tension avec effets thermiques d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ pour $m=0.25$ et $m=0.45$ respectivement à $T=100K, 300K$ et $600K, V_{ds}=3V$ et $V_{gs}=-1.5V$.

On observe une baisse du courant de drain lorsque la température augmente sur toutes les caractéristiques. La réduction du courant de saturation est provoquée par la dégradation de la mobilité des électrons en fonction de la température qui est due à l'augmentation des diffusions

avec les phonons optiques polaires. En effet quand la température augmente la valeur du courant de drain est compensé partiellement par l'augmentation de la densité d'électrons en fonction de la température, plus la dépendance de la tension de seuil, la largeur de la bande interdite E_{gap} et la variation de la discontinuité entre les bandes de conduction en fonction la température.

On peut remarquer aussi que le courant I_{ds} dépend de la fraction molaire d'aluminium m . on constate que pour $m=0.25$, les valeurs du courant sont faibles $I_{dsat}=7.41mA$, $5.79mA$ et $1.85mA$ pour $T=100K$, $300K$ et $600K$ respectivement si on les compare à celles obtenues pour $m = 0.45$ $I_{dsat}=29.51mA$, $25.15mA$ et $5.22mA$. Ceci est due à l'augmentation de la discontinuité entre les bandes de conduction et les effets des polarisations spontanée et piézoélectrique à l'interface de l'hétérojonction $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ où la densité électronique du 2DEG augmente rapidement en augmentant m .

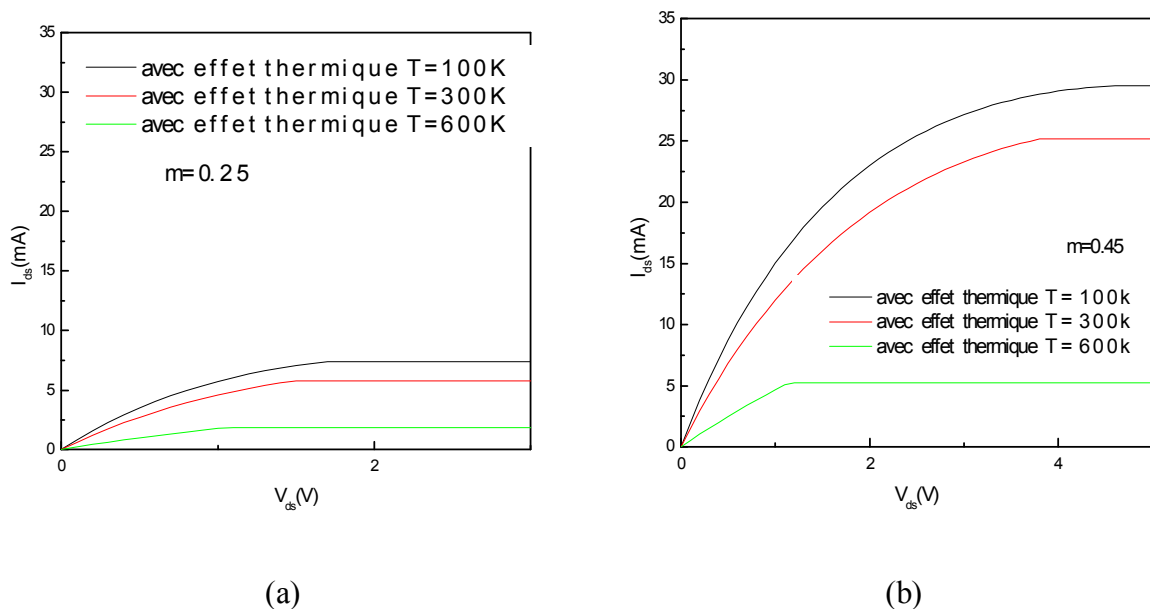


Figure III.10: les caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ avec effet thermiques à différentes température, d'un transistors HEMT structure 1 (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$

II.4.1.3 Effet de la relaxation et thermiques du réseau sur les caractéristiques de sortie I-V

Dans les hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ et pour $0 < m < 0.38$, la couche $Al_mGa_{1-m}N$ est complètement tendue, l'effet de relaxation est négligeable et l'effet thermique est dominant.

La figure III.11 (a) montre les caractéristiques courant-tension sans et avec effets thermiques d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau pour structure 1 avec $m=0.25$, à $T=300K$, $V_{ds}=3V$ et $V_{gs}=-1.5V$. On observe que les caractéristiques du courant $I_{ds}-V_{ds}$ sont influé uniquement par l'effet thermique.

Cependant, pour $0.38 < m < 0.67$, la couche est partiellement relaxée, l'effet de relaxation du réseau est considérable et par conséquent le courant est influé par les deux effets relaxation et

thermique. La figure III.11 (b) montre les caractéristiques courant –tension sans et avec effets thermiques d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau pour structure1 avec $m=0.45$, à $T=300K$, $V_{ds}=3V$ et $V_{gs}=-1.5V$. On observe que les caractéristiques du courant $I_{ds}-V_{ds}$ sans et avec effet thermique sont différentes si en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau, Pour $m=0.45$ le courant diminue encore. On remarque aussi une augmentation du courant si la teneur en aluminium augmente.

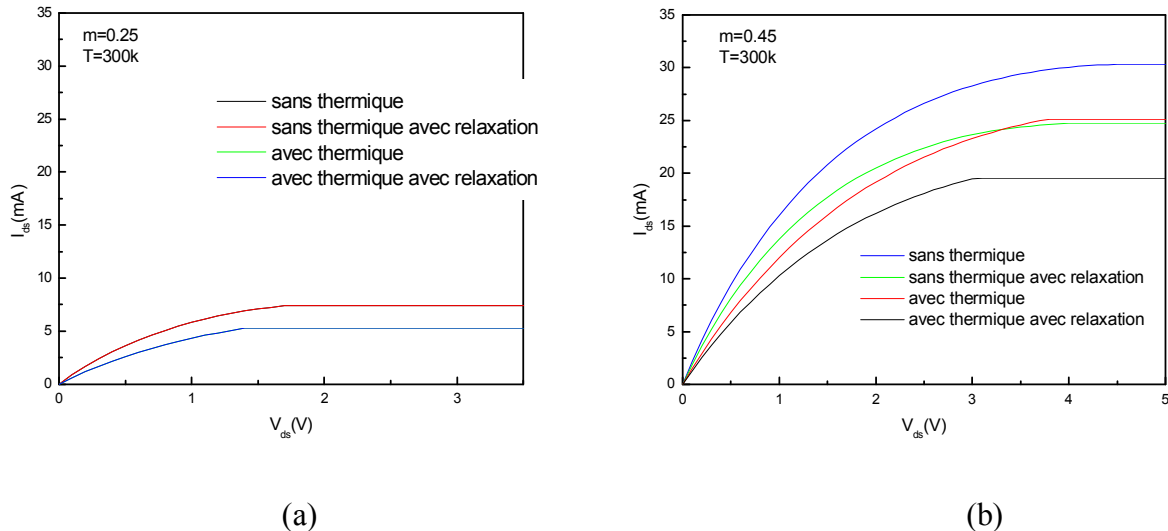
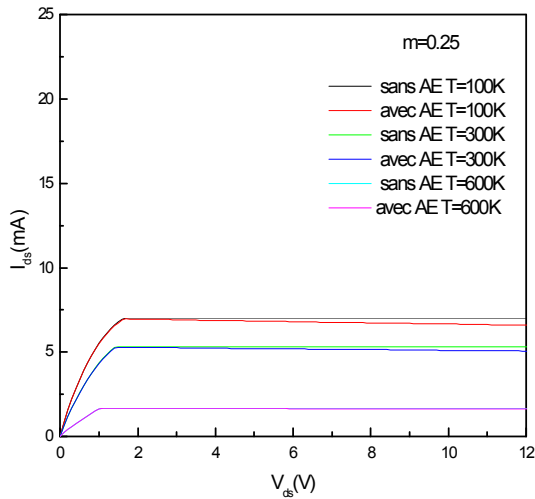


Figure III.11 : les caractéristiques $I_{ds} - V_{ds}$ sans et avec effet thermiques en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau d'un transistor HEMT structure 1 pour (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$.

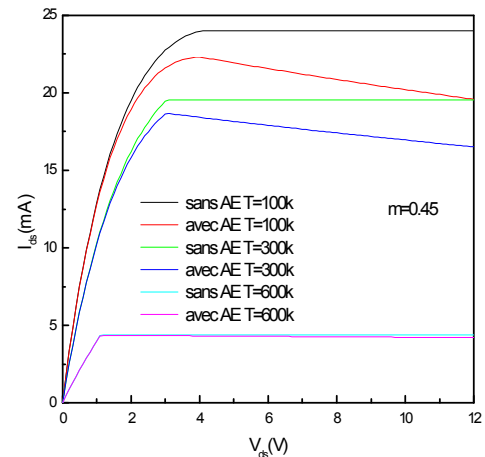
III.4.3.1.4 Effet de l'auto-échauffement du canal (self-heating) sur les caractéristiques de sortie I-V avec les effets thermiques

En plus des effets thermiques intrinsèques qui cause une élévation de la température dans le canal ce qui mène à l'apparition d'un autre phénomène appelé autoéchauffement qui dégrade les performances des transistors HEMTs à base d' $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. La figure III.12 (a) et (b) montrent les caractéristiques courant-tension ($I_{ds}-V_{ds}$) avec effet thermiques en prenant de l'auto-échauffement pour différentes température $T=100 K$, $300 K$ et $600 K$ d'un transistor HEMT d'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ pour $m=0.25$ et $m=0.45$. Lorsqu'on prend en compte l'effet de l'auto-échauffement on remarque une légère diminution du courant. La température du canal augmente avec l'augmentation de la tension de drain. A une grande valeur de la tension de drain, résulte une valeur élevée du courant circulant entre la source et le drain ce qui mène une augmentation de la température de canal. Le transistor chauffe quand la puissance dissipée devient significative, réduisant la mobilité des électrons et ainsi le courant. Une telle observation de la température du canal T_{ch} fait réduire la mobilité des porteurs dans le 2DEG conduisant à un courant de drains plus faibles pour un V_{ds} et V_{gs} données. Une résistance différentielle de sortie est négative

est observé au fortes valeur de la dissipation d'énergie est la conséquence directe d'une température T_{ch} élevée. Alors une forte élévation de température altère de façon importante les performances des transistors. Cette dégradation est plus grande avec l'augmentation de la teneur en aluminium mais si $m=0.45$ on obtient des courant élevé par rapport au courant si $m=0.25$.



(a)



(b)

Figure II.12 : les caractéristique $I_{ds} - V_{ds}$ avec effet thermiques avec et sans l'effet de l'auto-échauffement pour différente température d'un transistors HEMT $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ structure 1 (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$

III-5 Etude de l'effet thermique sur les propriétés électriques de la structure 2

La figure III.13 représente une vue en coupe de la deuxième structure étudiée, sur laquelle une couche supplémentaire à grand gap d'AlGaN est déposé .cette étude a pour objectif d'étudier l'effet de cette couche sur les caractéristique électrique du composant $d_1=3.2nm$, $d_2=18nm$, $d_3=3.2nm$, $N_D = 10^{17} cm^{-2}$.

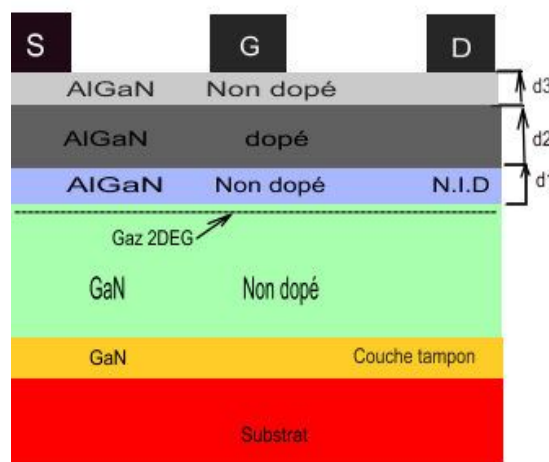
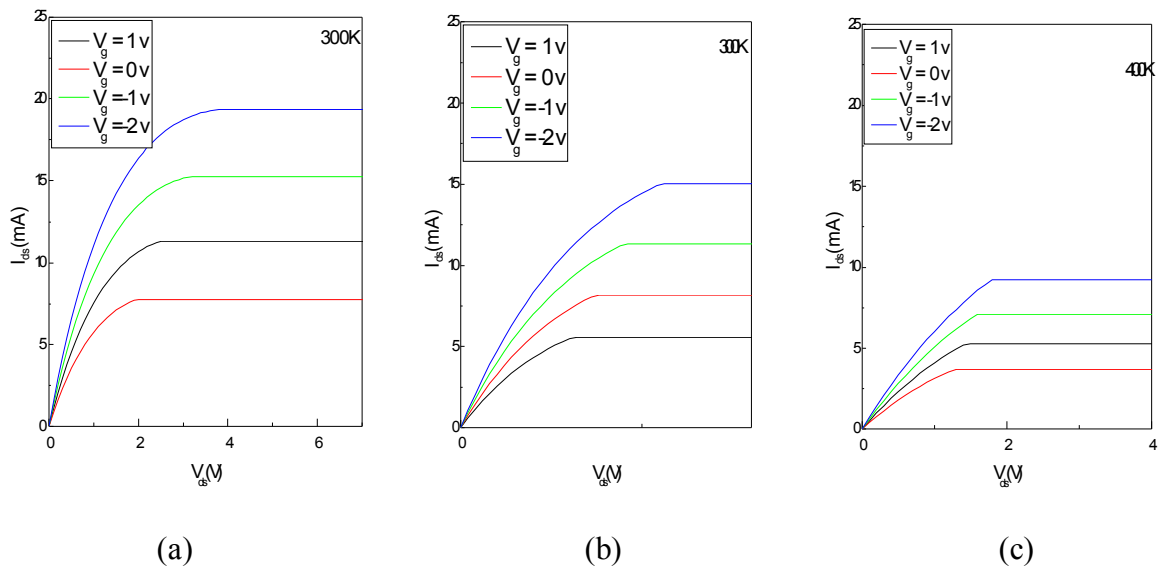


Figure III.13: Vue en coupe de la structure 2

La figure III.14 représente les caractéristiques courant-tension (I_{ds} - V_{ds}) sans et avec introduction des effets thermiques d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ pour $m=0.25$, $T=300K$, $V_{ds}=3V$ et $V_{gs}=-1.5V$ pour la structure2. On observe une baisse du courant drain sur toutes les caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) si l'effet thermique est pris en considération. Ce comportement est identique à celui observé dans la structure 1. Cependant la présence de la couche à grand gap $Al_mGa_{1-m}N$ non dopé fait augmenter la valeur du courant de saturation .par exemple, sans effet thermique $I_{dsat}=9.39mA$ mais dans la structure1, sa valeur est de $7.47mA$. Avec effet thermique $I_{dsat}=6.78mA$ mais $5.74mA$ dans la structure 1.



La figure III.14: : réseau caractéristiques I-V pour différentes V_g structure 2
 (a) sans effet thermique (b) avec effet thermique à $T=300k$ (c) avec effet thermique à $T= 400k$

III.5.1. Effet thermique et la teneur en aluminium sur les caractéristiques courant -tension

La figure III.16 (a) et (b) illustrent les caractéristique I-V avec effet thermiques pour différentes températures d'un transistor HEMT structure 2 : (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$ structure présente un courant élevé à cause de bonnes propriétés de transport et le meilleur confinement des densités des électrons dans les structures à base d' $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. En compare les figures III.10 et III.16 la même remarque que précédemment a été observé, c'est-à-dire l'introduction de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ fait augmenter la valeur du courant de saturation.

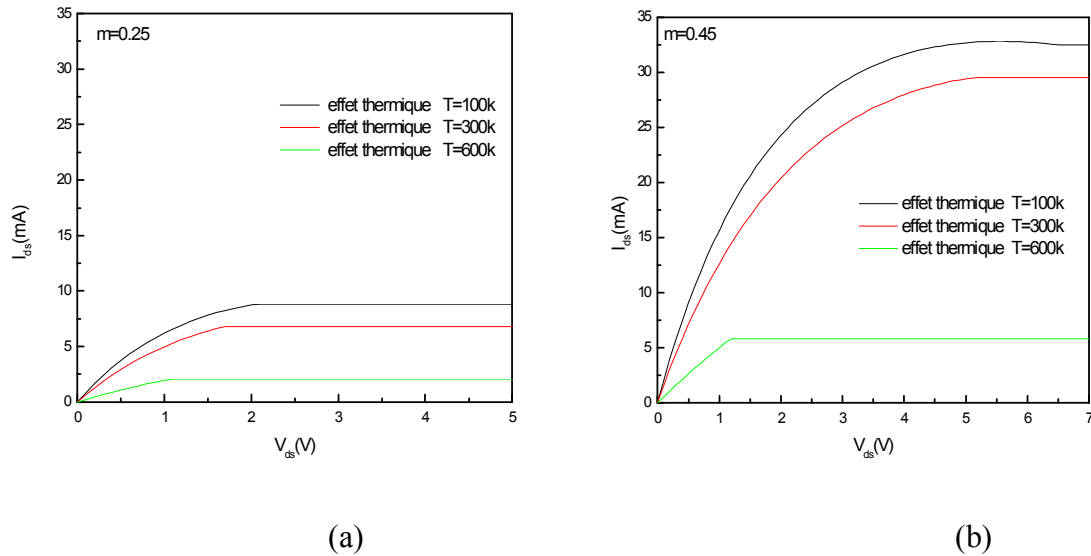


Figure III.16: les caractéristique I-V avec effet thermiques pour différente température d'un transistors HEMT structure 2 : (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$

II.5.2. Effet de la relaxation et thermiques du réseau sur les caractéristiques de sortie I-V

La figure III.17 (a) et (b) montre les caractéristiques du réseau I-V sans et avec effets thermiques d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ (structure 2) en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau avec $m=0.25, 0.45$ respectivement à $T=300\text{K}$, $V_{ds}=3\text{V}$ et $V_{gs}=-1$. En comparant III.11 et III.17 la même remarque que précédemment a été observé, c'est-à-dire l'introduction de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ fait augmenter la valeur du courant de saturation.

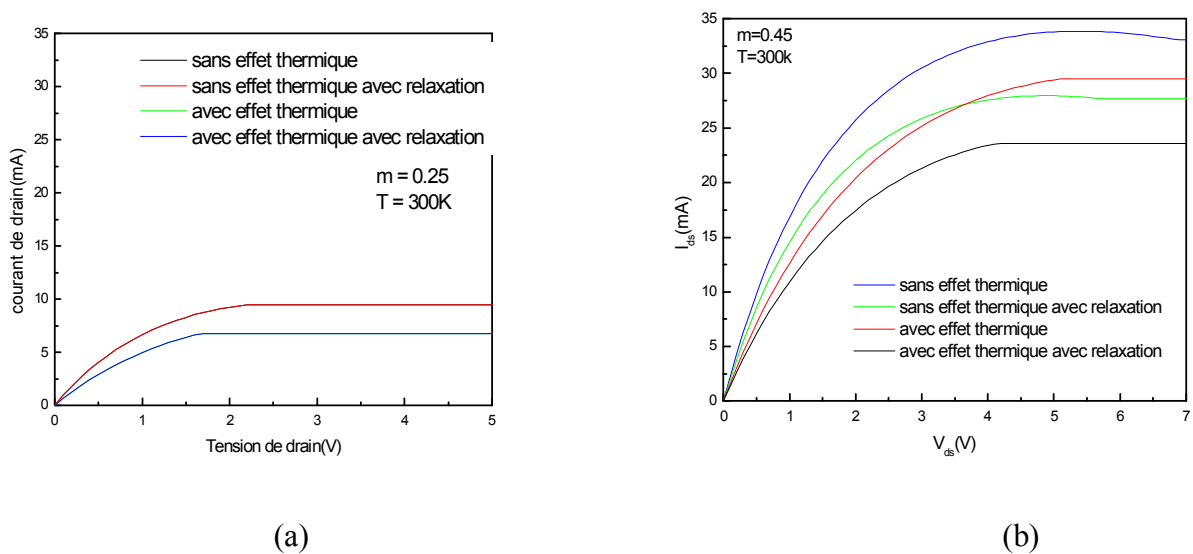


Figure II.17: les caractéristiques I - V sans et avec effet thermiques sans et avec relaxation d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ structure 2 Pour (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$

III-5.3. Effet de l'autoéchauffement du canal sur les caractéristiques de sortie I-V avec les effets thermiques

La figure III.18 (a) et (b) montrent les caractéristiques courant-tension $I_{ds}(V_{ds})$ avec effet thermique, en prenant compte de l'effet de l'auto-échauffement pour différentes températures $T=100\text{ K}$, 300 K et 600 K d'un transistor HEMT d'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ pour $m=0.25$ et $m=0.45$. En comparant III.12 et III.18 la même remarque que précédemment a été observée, c'est-à-dire l'introduction de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ fait augmenter la valeur du courant de saturation.

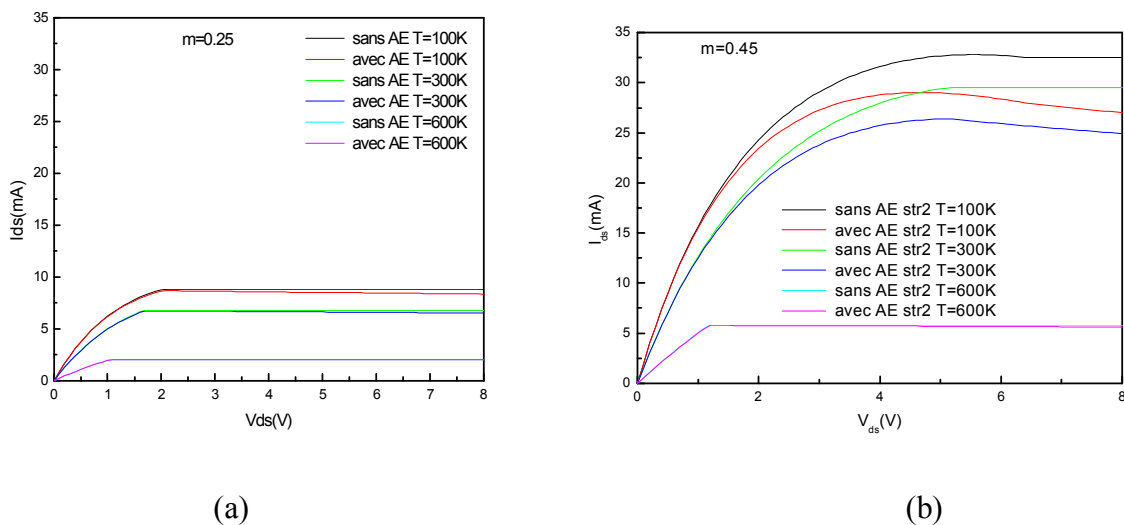


Figure II.18 : les caractéristiques I - V avec et sans effet thermiques avec et sans auto échauffement d'un transistor HEMT structure 2 et structure 3

L'étude des caractéristiques courant-tension ($I_{ds}-V_{ds}$) faite sur la structure 3 est similaire à celle réalisée sur les structures 1 et 2, cependant l'analyse des résultats obtenus sur la structure 3 montre que le courant de saturation augmente légèrement par rapport à la structure 2 (voir annexe1). Cette remarque est la même observée au cours de l'étude de la structure 2.

II.6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté, dans la première partie, les résultats obtenus en étudiant l'influence de la température et du dopage sur la mobilité des porteurs dans le GaN. Quand la concentration N_D et la température T augmentent la mobilité des électrons diminue. Cela est dû au transport des électrons qui est dominé par la diffusion avec les phonons. Dans la deuxième partie, la décroissance de la mobilité des électrons issue de l'effet thermique influe sur les caractéristiques du courant en plus de la relaxation qui agit directement sur la valeur de la tension de seuil V_{th} . D'autre part, nous avons étudié les effets des couches sur le comportement du transistor en incluant les effets thermiques. Pour cela, trois structures ont été étudiées, dans les structures I et II, la couche cap layer n'est pas déposée, alors qu'elle y est sur la structure III. Dans la structure II, l'influence du cap layer sur les caractéristiques du courant est remarquable. Afin de voir l'effet de l'auto échauffement et de la relaxation du réseau sur les performances du transistor une analyse pour différentes températures a été faite. Ces effets ont pour conséquence une dégradation des propriétés électriques qui se traduit par une chute de courant I_{ds} .

Chapitre IV

modélisation des effets de la contrainte
en surface dans l'hétérostructure
AlGaN/GaN

IV.1 Introduction

Les transistors à effet de champ à hétérojonction HFET à base des hétérostructures $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ sont un sujet d'une intense investigation ces dernières années et sont apparus comme candidats attractifs pour les applications à haute tension, forte puissance aux fréquences microondes. Grâce aux polarisations spontanées et piézoélectriques, ils ont la facilité de réaliser un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) à l'interface avec une concentration de l'ordre 10^{13}cm^{-2} sans dopage intentionnel.

Dans les hétérostructures $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ de type Wurtzite, la polarisation piézoélectrique de la couche AlGaN contrainte est environ cinq fois plus importante que dans les structures AlGaAs/ GaAs, conduisant à une augmentation significative de la concentration des porteurs à l'interface. Bernardini et al [3,16], ont montré que pour les polarisations spontanée et piézoélectrique pour les matériaux GaN et AlN sont environ dix fois plus grands que dans les matériaux III-V. Dans les matériaux III-N, la polarisation spontanée génère des champs électriques de 3MV/cm et la contrainte dans les hétérostructures pseudo-morphiques $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ ou InGaN/GaN peut générer un champ de polarisation piézoélectrique environ 2MV/cm. Ces polarisations fortes, qui résultent des champs électriques produisent des densités très élevées de porteurs à l'interface.

Dans les études antérieures sur les HFETs, les propriétés électriques et mécaniques des couches épitaxiées ont été traitées de façon indépendante. La théorie standard d'élasticité est appliquée et la loi de Hooke est supposée maintenue dans l'obtention de l'effet de la contrainte dans chaque couche.

En réalité, toutefois les propriétés électriques et mécaniques des matériaux piézoélectriques sont couplés, et sont les mieux traités au moyen d'une approche associée, d'autant plus que la réponse piézo-électrique est importante dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour une grande fraction molaire.

Dans ce chapitre, on se concentrera sur la modélisation des effets de la contrainte en surface dans l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Notre analyse est basée sur la comparaison entre deux modèles standard et couplés afin de mieux comprendre l'effet de la contrainte et la relaxation du réseau sur les propriétés électriques tel que les polarisations piézoélectrique et spontanée, le champ électrique et le potentiel électrostatique.

IV.2 Effet des contraintes sur la polarisation piézoélectrique

En absence du champ électrique externe, la polarisation totale dans l'hétérostructure de type Wurtzite est la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique. En effet, le fort gradient de cette polarisation à l'interface est responsable de la réalisation du gaz bidimensionnel (2DEG) même sans dopage. Par conséquent, cet effet doit être inclus dans l'équation de Poisson. La polarisation spontanée du GaN est négative (-0.029C/m^2) orienté vers le substrat, le dépôt de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ sur la couche GaN induit une contrainte en tension qui donne l'existence d'une polarisation piézoélectrique négative dirigé au sens de la polarisation spontanée donc une polarisation totale est remarquée à cause de l'augmentation de la polarisation piézoélectrique qui favorise l'augmentation de la contrainte biaxiale voir figure III.1 [29].

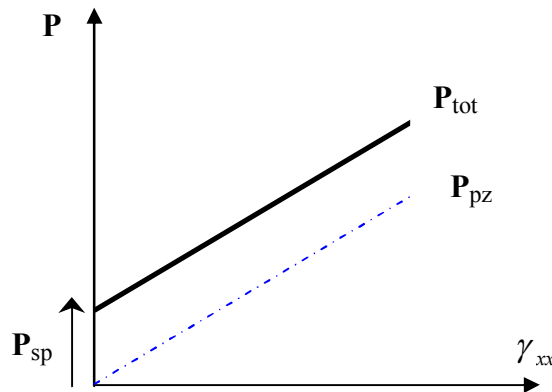


Figure III.1 : La variation de la polarisation totale en fonction de la déformation biaxiale γ_{xx} .

Une loi linéaire est établie pour représenter l'évolution de la polarisation piézoélectrique et spontanée du composé ternaire $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire d'aluminium "m" [3,16]:

$$P_{\text{AlGaN}}^S(m) = (-0.052m - 0.029)(\text{C/m}^2) \quad (\text{III-1})$$

$$P^{Pz} = 2 \frac{a_{\text{GaN}} - a_{\text{AlGaN}}}{a_{\text{AlGaN}}} \left(e_{31} - \frac{e_{33}c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (\text{III-2})$$

Comme pour la polarisation spontanée, une loi linéaire établie pour représenter l'évolution des constantes piézoélectrique e_{31} et e_{33} du composé $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en fonction de "m"

Les constantes piézoélectriques :

$$e_{31}(m) = (-0.11m - 0.49) \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{III-3})$$

$$e_{33}(m) = (0.73m + 0.73) \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{III-4})$$

Ainsi on détermine les valeurs des constants élastiques par les équations linéaires :

$$C_{13}(m) = (5m + 103) \quad (\text{GPa}) \quad (\text{III-5})$$

$$C_{33}(m) = (-32m + 405) \quad (\text{GPa}) \quad (\text{III-6})$$

IV.3 Modèle standard et relation contraintes – déformations

Au niveau macroscopique, une loi linéaire relie le tenseur des déformations γ_{kl} d'un cristal aux tenseurs des contraintes σ_{ij} . En plus, les faibles déformations sont proportionnelles aux contraintes appliquées. La loi linéaire de Hooke décrite par la déformation d'un cristal γ_{kl} due à des contraintes est :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \gamma_{kl} \quad (\text{III-7})$$

Les tenseurs des contraintes (σ_{ij}) et des déformations (γ_{kl}) sont représentés par les matrices suivantes:

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [\gamma] = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23} \\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & \gamma_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{III-8})$$

Où C_{ijkl} est le tenseur élastique due à la symétrie spatiale, ce tenseur de rang quatre est réduit à une matrice 6×6 en utilisant la notation de Voigt [30].

$$xx \rightarrow 1, yy \rightarrow 2, zz \rightarrow 3, zy, yz \rightarrow 4, zx, xz \rightarrow 4, xy, yx \rightarrow 6.$$

Les éléments du tenseur élastique peuvent réécrits $C_{ijkl} = C_{mn}$ ou $i, j, k, l = x, y, z$ et $m, n = 1, \dots, 6$. La loi de Hooke peut être simplifiée par l'utilisation de cette notation :

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \gamma_j \quad (\text{III-9})$$

La matrice 6×6 des constantes élastiques C_{ij} pour un cristal de type Wurtzite est donné par

$$[31,32]: C_{ij} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11} - c_{12}}{2} \end{bmatrix} \quad (\text{III-10})$$

La contrainte dans les couches de GaN épitaxiées suivant l'axe "c" axe [0001] est provoquée par le désaccord des paramètres de maille a et dirigée le long du plan parallèle au substrat. Le cristal est relaxé dans la direction de croissance car aucune force n'est appliquée.

Dans le cas des hétérostructures à base de nitrure de gallium $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ et pour une déformation biaxiale ($\gamma_{xx} = \gamma_{yy}$), les contraintes $\sigma_1 = \sigma_2$ et $\sigma_3 = 0$ et que les contraintes de cisaillement sont négligeables ($\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$). En utilisant, les équations (III-9) et (III-10), la relation qui lie la déformation le long de l'axe « c » et le long du plan de base peut être décrite par [32] :

$$\gamma_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \gamma_{xx} \quad (\text{III-11})$$

$$\text{Où } \nu(0001) = 2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \text{ représente le coefficient de Poisson.} \quad (\text{III-12})$$

IV.4 Modèle électromécanique couplée au champ électrique

Pour les matériaux piézoélectriques, l'équation d'état complètement couplée est exprimée sous la forme [33]:

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \gamma_{kl} - e_{kij} E_K \quad (\text{III-13})$$

Avec :

σ_{ij} : Le tenseur de contrainte.

γ_{kl} : Le tenseur de déformation.

C_{ijkl} : Tenseur élastique de rang quatre.

e_{kij} : Tenseur des coefficients piézoélectrique de rang trois.

E_k : Le vecteur de champ électrique.

L'équation (III-13) s'écrit sous forme d'une équation constitutive électromécanique [34] :

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ T_{yz} \\ T_{zx} \\ T_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma_{xx} \\ \gamma_{yy} \\ \gamma_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (\text{III-14})$$

En absence de l'accouplement piézoélectrique l'équation identifiée comme étant la loi de Hooke reliant la contrainte σ_{ij} à la déformation γ_{kl} s'écrit :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \gamma_{kl} \quad (\text{III-15})$$

En absence de la contrainte de cisaillement, P^S et P^{Pz} sont orientées suivant la direction $[0\ 0\ 0\ \bar{1}]$ et pour des raisons de symétrie :

$$\gamma_{xx} = \gamma_{yy} \quad (\text{III-16})$$

Les contraintes induisent une polarisation piézoélectrique qui est donnée par :

$$P_i^{Pz} = e_{ijk} \gamma_{jk} \quad (\text{III-17})$$

On peut l'écrire sous forme d'un produit tensoriel :

$$\bar{P}^{Pz} = e : \bar{\gamma}$$

Pour les composés de type wurtzite, la polarisation piézoélectrique est donnée par :

$$\begin{bmatrix} P_x^{Pz} \\ P_y^{Pz} \\ P_z^{Pz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma_{xx} \\ \gamma_{yy} \\ \gamma_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \\ \gamma_{zz} \end{bmatrix} \quad (\text{III-18})$$

$$P_z^{Pz} = e_{31} \gamma_{xx} + e_{31} \gamma_{yy} + e_{33} \gamma_{zz} + 0. \gamma_{yz} + 0. \gamma_{zx} + 0. \gamma_{xy}$$

$$P_z^{Pz} = 2e_{31} \gamma_{xx} + e_{33} \gamma_{zz} \quad (\text{III-19})$$

On suppose que γ_{xx} est déterminée par l'alignement atomique dans le plan perpendiculaire à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, cette condition aux limites pseudomorphiques donne:

$$\gamma_{xx} = \frac{a_{GaN} - a_{AlGaN}}{a_{AlGaN}} \quad \text{dans la couche } Al_mGa_{1-m}N \quad (\text{III-20})$$

Une déformation nulle dans la couche GaN :

$$\gamma_{xx} = 0 \quad (\text{III-21})$$

Où a_{GaN} et a_{AlGaN} sont les paramètres de maille dans les couches GaN, $Al_mGa_{1-m}N$ respectivement et sont données par :

$$a_{GaN} (0) = 3.189 \quad (\text{Å}) \quad (\text{III-22})$$

$$a_{AlGaN} (m) = (-0.077 m + 3.189) \quad (\text{Å}) \quad (\text{III-23})$$

La variation de la déformation en tension γ_{xx} en fonction de la fraction molaire d'aluminium est représentée sur la figure III-2.

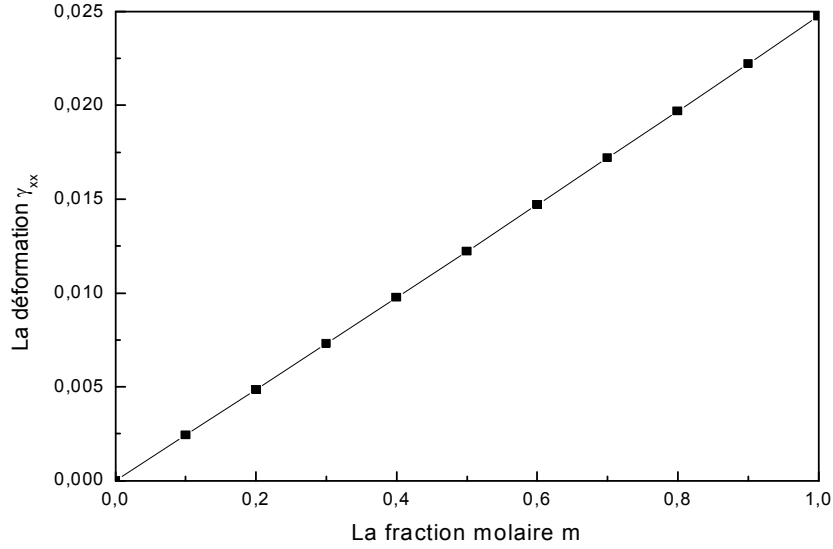


Figure III.2 La variation de la déformation en tension γ_{xx} en fonction de la fraction molaire d'Aluminium.

En réalité, la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ exerce une force sur la couche GaN, et également la couche GaN doit exercer une force sur la couche de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, causant des tensions sur le GaN côté de l'interface. Cette distorsion locale du réseau serait maximale à la jonction et de devient extrêmement petite à l'intérieur du GaN. La composante normale du tenseur de contrainte principale obtenue à partir de l'équation constitutive électromécanique s'écrit :

$$\sigma_{zz} = 2c_{13}\gamma_{xx} + c_{33}\gamma_{zz} - e_{33}E_z \quad (\text{III-24})$$

A partir des conditions aux limites pour des surfaces libres, les contraintes principales sont nulles ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$), par conséquent, et dans le cas à une seule dimension on a :

$$\gamma_{zz} = \frac{-2c_{13}}{c_{33}}\gamma_{xx} + \frac{e_{33}}{c_{33}}E_z \quad (\text{III-25})$$

Où γ_{zz} est la déformation verticale au plan d'interface, avec E_z le champ électrique induit qui est égale à :

$$E_z = -\frac{\partial\phi}{\partial z} \quad (\text{III-26})$$

On remarque que le premier terme $\frac{-2c_{13}}{c_{33}}\gamma_{xx}$ est égal au coefficient de Poisson du modèle standard pour γ_{zz} et un nouveau terme $\frac{e_{33}}{c_{33}}E_z$ issu du couplage représentant l'accouplement électromécanique. Le calcul de l'accouplement dépendra de la fraction molaire d'aluminium et les champs électriques de polarisation dans les couches, qui à leurs tours,

dépendront de la distribution des charges et les conditions aux limites utilisées pour résoudre l'équation du Poisson.

Afin d'illustrer le concept de l'accouplement électromécanique et étudier les effets analytiquement dans les hétérostructures à base de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ (figure III.3). La densité de charge ρ dans le gaz bidimensionnel (2DEG) est modélisée par la fonction de Dirac $\delta(z-t_a)$ localisée à l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Les électrons induits dans le 2DEG peuvent être expliqués par les charges de surface et par des pièges de niveaux profonds dans les couches [35].

$$\rho = -qn_s\delta(z-t_a) \quad (\text{III-27})$$

Donc :

$$\rho = \begin{cases} -qn_s, & z = t_a \\ 0, & z \neq t_a \end{cases} \quad (\text{III-28})$$

n_s : est la concentration 2DEG.

q : La charge d'électron.

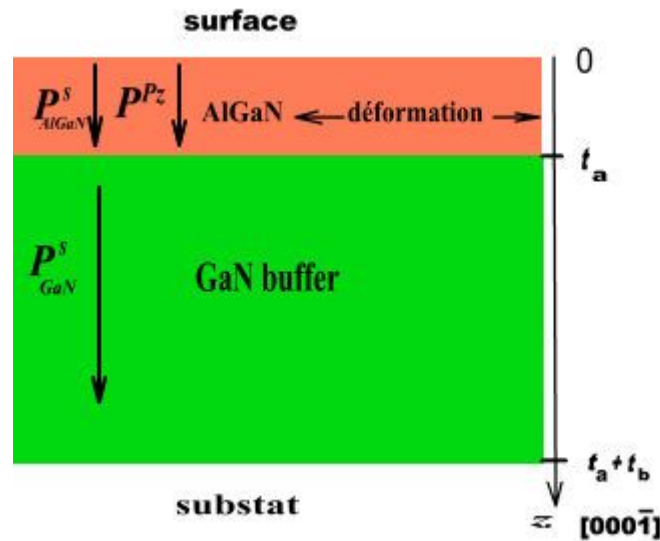


Figure III.3 Vue en coupe d'une hétérostructure à base de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ HFET présentant les sens des vecteurs des polarisations spontanées et piézoélectrique suivant le long l'axe z.

Le vecteur de déplacement électrique s'écrit :

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0\epsilon_r\vec{E} + \vec{P} \quad (\text{III-29})$$

$$\vec{\nabla}\vec{D} = \epsilon\vec{\nabla}\vec{E} + \vec{\nabla}\vec{P} \quad (\text{III-30})$$

L'équation de Poisson s'écrit :

$$\vec{\nabla}\vec{D} = \rho \quad (\text{III-31})$$

Donc :

$$\vec{\nabla} \vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{\nabla} \vec{E} + \vec{\nabla} \vec{P} = \rho \quad (\text{III-32})$$

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r (\vec{\nabla}(-\vec{\nabla} \phi)) + \vec{\nabla} \vec{P} = \rho \quad \text{avec} \quad \vec{E} = -\vec{\nabla} \vec{\phi}$$

$$-\varepsilon_0 \varepsilon_r \nabla^2 \phi = \rho - \vec{\nabla} \vec{P} \quad (\text{III-33})$$

L'équation de Poisson 1D sera écrite suivant l'axe z sous la forme:

$$\vec{\nabla} \cdot \varepsilon \vec{\nabla} \phi = -\rho + \vec{\nabla} (\vec{P}^s + \vec{P}^{Pz}) \quad (\text{III-34})$$

Où :

ϕ : Le potentiel électrostatique

$\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$: La permittivité électrique

\vec{P}^s : La polarisation spontanée,

\vec{P}^{Pz} : La polarisation piézoélectrique.

En utilisant les équation (III-24) et (III-25), la polarisation piézoélectrique P^{Pz} en fonction du champ électrique E_z et γ_{xx} est calculée et s'écrit sous la forme:

$$P^{Pz} = 2e_{31} \gamma_{xx} + e_{33} \left(-\frac{2c_{13}}{c_{33}} \gamma_{xx} + \frac{e_{33}}{c_{33}} E_z \right) \quad (\text{III-35})$$

$$P^{Pz} = 2 \left(e_{31} - \frac{e_{33} c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} + \frac{e_{33}^2}{c_{33}} E_z \quad (\text{III-36})$$

En remplaçant P^{Pz} dans l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\varepsilon \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] = \frac{\partial P^s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2 \left(e_{31} - \frac{e_{33} c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{e_{33}^2}{c_{33}} E_z \right] - \rho \quad (\text{III-37})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\varepsilon \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{e_{33}^2}{c_{33}} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] = \frac{\partial P^s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2 \left(e_{31} - \frac{e_{33} c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} \right] - \rho \quad (\text{III-38})$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\varepsilon + \frac{e_{33}^2}{c_{33}} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] = \frac{\partial P^s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2 \left(e_{31} - \frac{e_{33} c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} \right] - \rho \quad (\text{III-39})$$

D'où l'équation de Poisson 1D devient alors:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\varepsilon + \frac{e_{33}^2}{c_{33}} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] = \frac{\partial P^s}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2 \left(e_{31} - \frac{e_{33} c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} \right] + e_0 n^{(2)} \cdot \delta(z - t_a) \quad (\text{III-40})$$

Où :

Pour obtenir le potentiel ϕ on intègre l'équation (III-35) deux fois dans chaque couche

En 1^{ère} intégration :

$$\left(\varepsilon + \frac{e_{33}^2}{c_{33}} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = P^s + 2 \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} + A$$

En posant $\varepsilon' = \varepsilon + \frac{e_{33}^2}{c_{33}}$ alors

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{P^s}{\varepsilon'} + \frac{2}{\varepsilon'} \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} + \frac{A}{\varepsilon'} \quad (\text{III-41})$$

Le potentiel électrostatique est obtenu en intégrant l'équation III-36 :

$$\phi = \frac{P^s}{\varepsilon'} z + \frac{2}{\varepsilon'} \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} \cdot z + \frac{A}{\varepsilon'} z + B \quad (\text{III-42})$$

Avec A et B sont des constantes inconnues.

Pour obtenir le potentiel électrostatique ϕ avec les conditions aux limites suivantes:

- $\phi=0$ si $z=0$ et $z = t_a + t_b$, en absence de tension appliquée ou nulle et les surfaces sont neutres, c'est à dire que les charges de polarisation des matériaux sont neutralisés par les charges surfaciques extérieures, le potentiel est nul (voir figure III.3).
- La continuité du potentiel et du vecteur de déplacement électrique à travers l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$.

Le potentiel dans chaque couche est décrit avec deux constantes inconnues A et B, alors il y a quatre inconnues (A_{GaN} , B_{GaN} , $A_{\text{AlGa}_m\text{N}}$ et $B_{\text{AlGa}_m\text{N}}$) pour déterminer ϕ . Les constantes B sont nulles (B_{GaN} , $B_{\text{AlGa}_m\text{N}}$) en imposant les conditions aux limites $\phi=0$ si $z=0$ et $z = t_a + t_b$, il devrait également noter que $\gamma_{xx} = 0$ dans la couche relaxée de GaN. La relation entre les constantes A dans les couches GaN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ (A_{GaN} et $A_{\text{AlGa}_m\text{N}}$) est établie de la continuité du vecteur de déplacement électrique en intégrant équation de Poisson 1D (III.35), à l'interface d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Cette condition aux limites donne la relation entre les champs électriques dans les couches. L'intégration de l'équation de poisson 1D à l'interface donne :

$$\varepsilon' \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{t_a^-}^{t_a^+} = P^s \Big|_{t_a^-}^{t_a^+} + 2 \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \gamma_{xx} \Big|_{t_a^-}^{t_a^+} + qn_s \quad (\text{III-43})$$

À l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, la condition de la continuité du vecteur de déplacement s'écrit :

$$\vec{D}_{t_a^-} = \vec{D}_{t_a^+} \quad (\text{III-44})$$

$$\varepsilon_{t_a^-} \cdot \vec{E}(t_a^-) = \varepsilon_{t_a^+} \cdot \vec{E}(t_a^+) \quad (\text{III-45})$$

$$-\varepsilon_{t_a^-} \frac{\partial \phi(t_a^-)}{\partial z} = -\varepsilon_{t_a^+} \frac{\partial \phi(t_a^+)}{\partial z} \quad (\text{III-46})$$

Dans la couche GaN et près de l'interface :

$$\frac{\partial \phi(t_a^+)}{\partial z} = \frac{P_{\text{GaN}}^s}{\varepsilon'} + 0 + \frac{A_{\text{GaN}}}{\varepsilon'} \quad (\gamma_{xx} = 0) \quad (\text{III-47})$$

Dans la couche AlGaN et près de l'interface :

$$\frac{\partial \phi(t_a^-)}{\partial z} = \frac{P_{AlGaN}^s}{\varepsilon'} + 2 \frac{\left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right)}{\varepsilon'} \gamma_{xx} + \frac{A_{GaN}}{\varepsilon'} \quad (III-48)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{t_a^-}^{t_a^+} = \frac{\partial \phi(t_a^+)}{\partial z} - \frac{\partial \phi(t_a^-)}{\partial z} = \frac{P_{GaN}^s - P_{AlGaN}^s}{\varepsilon'} - 2 \frac{\left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right)}{\varepsilon'} \gamma_{xx} + \frac{A_{GaN} - A_{AlGaN}}{\varepsilon'} \quad (III-49)$$

En comparant les relations III.43 et III.49, on a :

$$A_{GaN} - A_{AlGaN} = qn_s \quad (III-50)$$

Alors on obtient la relation entre les constantes A dans les couches :

$$A_{GaN} = A_{AlGaN} + qn_s \quad (III-51)$$

$$\frac{\partial \phi_{AlGaN}}{\partial z} - \frac{\partial \phi_{GaN}}{\partial z} = \frac{P_{AlGaN}^s - P_{GaN}^s}{\varepsilon'} + 2 \left(\frac{e_{31} - e_{33} c_{13}}{\varepsilon' c_{33}} \right) \gamma_{xx} + \frac{A_{AlGaN} - A_{GaN}}{\varepsilon'} \quad (III-52)$$

Dans les HEMTs $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, $t_b \gg t_a$ généralement l'épaisseur de GaN est de l'ordre de $1 \mu m$ alors que l'épaisseur de $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ est de l'ordre d'une dizaine de nm , donc dans le buffer :

$$\phi_{GaN} = cste \quad \text{Alors} \quad \frac{\partial \phi_{GaN}}{\partial z} = 0 \quad (III-53)$$

L'équation (III-49) devient :

$$\frac{\partial \phi_{AlGaN}}{\partial z} = \frac{P_{AlGaN}^s - P_{GaN}^s}{\varepsilon'} + 2 \left(\frac{e_{31} - e_{33} c_{13}}{\varepsilon' c_{33}} \right) \gamma_{xx} - \frac{qn_s}{\varepsilon'} \quad (III-54)$$

Le potentiel électrostatique dans la couche AlGaN est donnée par :

$$\phi_{AlGaN} = \frac{P_{AlGaN}^s - P_{GaN}^s}{\varepsilon'} z + 2 \left(\frac{e_{31} - e_{33} c_{13}}{\varepsilon' c_{33}} \right) \gamma_{xx} z - \frac{qn_s}{\varepsilon'} z \quad (III-55)$$

Le champ électrique dans la couche AlGaN s'écrit:

$$E_z = \frac{P_{GaN}^s - P_{AlGaN}^s}{\varepsilon'} + \frac{qn_s}{\varepsilon'} - 2 \left(\frac{c_{33} e_{31} - e_{33} c_{13}}{\varepsilon' c_{33}} \right) \gamma_{xx} \quad (III-56)$$

On remarque que le champ électrique dans le modèle standard est obtenu en remplaçant ε' par ε dans l'équation (III-56). On observe que pour la croissance le long de [0001], le champ électrique dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ du modèle couplé est plus petit comparativement à celui obtenu par le modèle standard, car la valeur e_{33}^2/C_{33} est toujours positive. La composante verticale de la déformation γ_{zz} dans le modèle couplé est obtenue en remplaçant E_z (III.56) dans l'équation (III.25):

$$\gamma_{zz} = -2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \gamma_{xx} + \frac{e_{33}}{c_{33}} \left[\frac{P_{GaN}^s - P_{AlGaN}^s}{\varepsilon'} + \frac{qn_s}{\varepsilon'} - 2 \left(\frac{e_{31}c_{33} - e_{33}c_{13}}{\varepsilon' c_{33}} \right) \right] \quad (\text{III-57})$$

$$\gamma_{zz} = -2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \gamma_{xx} + \left(\frac{2e_{33}(e_{33}c_{13} - e_{31}c_{33})}{c_{33}(\varepsilon c_{33} + e_{33}^2)} \right) \gamma_{xx} + \frac{e_{33}(P_{GaN}^s - P_{AlGaN}^s + qn_s)}{\varepsilon c_{33} + e_{33}^2} \quad (\text{III-58})$$

Le premier terme $\frac{-2c_{13}}{c_{33}} \gamma_{xx}$ est le résultat typique obtenu de la théorie élastique découplé, les autres termes sont dûs à l'accouplement électromécanique. Le potentiel électrostatique est une fonction de la polarisation piézoélectrique, qui est fonction de γ_{zz} et γ_{xx} .

IV-5 Effet de la relaxation du réseau cristalline

En générale la polarisation piézoélectrique P^{Pz} dépend de la contrainte à l'interface en tenant compte de la différence de la constante des mailles pour les deux couches GaN et $Al_mGa_{1-m}N$. Pour une structure complètement tendue, la polarisation piézoélectrique induite est donnée par [36,37]:

$$P_{AlGaN}^{Pz} = 2 \left(\frac{a_{GaN}(0) - a_{AlGaN}(m)}{a_{AlGaN}(m)} \right) \left(e_{31} - \frac{e_{33}c_{13}}{c_{33}} \right) \quad \text{Pour } 0 \leq m \leq 1 \quad (\text{III-59})$$

Cependant, pour une certaine épaisseur de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$, l'augmentation de la fraction molaire augmente le désaccord de maille ce qui induit une relaxation du réseau cristallin. De plus, l'augmentation de la fraction molaire d'Al, les mailles ne peuvent plus être adaptés complètement par des contraintes internes et mène à la formation des dislocations "misfit" ou des grains. Dans de telles conditions, la couche barrière serait relaxée, par conséquent la densité de charge piézoélectrique induite est réduite par la contrainte de polarisation piézoélectrique. La déformation « misfit » γ_{misfit} sera calculée à l'intérieur par rapport à son état relaxé [38]

$$\gamma_{misfit} = \frac{a(m) - a_0(m)}{a_0(m)} \quad (\text{III-60})$$

Où : $a(m)$ le paramètre de maille de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ sans contrainte et

$$a_0(m) \text{ Paramètre de maille relaxée } a_0(m) = (3.189 - 0.077m) \text{ \AA}$$

$a(m) - a_0(m)$ est choisi puisque la structure est toujours sous tension en raison que $a(m) \leq a_{GaN}$ et la dislocation due aux désaccord de maille (misfit) est toujours positive. La déformation élastique de la structure est définie pour une structure parfaitement cohérente $a(m) = a_{GaN}$ Où :

$$\begin{aligned}\gamma_{\max, misfit} &= \frac{a_{GaN} - a_0(m)}{a_0(m)} = \frac{0.077m}{3.189 - 0.077m} \\ &\approx \frac{0.077m}{3.189} = 0.024m\end{aligned}\quad (III-59)$$

Pour une structure partiellement relaxée, le rapport des déformations en comparaison à l'état sans relaxation définit le degré de contrainte dans la structure

$$S(m) = \frac{\gamma_{misfit}}{\gamma_{\max, misfit}} = \frac{a(m) - a_0(m)}{a_{GaN} - a_0(m)} \quad (III-60)$$

Par conséquent, le degré de relaxation est donné par :

$$r(m) = 1 - S(m) = \frac{a_{GaN} - a(m)}{a_{GaN} - a_0(m)} \quad (III-61)$$

Pour une épaisseur de l'ordre de 300Å d'une couche $Al_mGa_{1-m}N$ au dessus de GaN, le coefficient $r(m)$ est mesuré par Ambacher [37]

$$r(m) \begin{cases} 0 & 0 \leq m \leq 0.38 \\ 3.5m - 1.33 & 0.38 \leq m \leq 0.67 \\ 1 & 0.67 \leq m \leq 1 \end{cases} \quad (III-62)$$

Généralement pour une couche d' $Al_mGa_{1-m}N$ d'une épaisseur comprise entre 200 et 400Å, la couche $Al_mGa_{1-m}N$ est totalement tendue ou contraint pour la fraction molaire $0 \leq m \leq 0.38$, partiellement relaxée pour $0.38 \leq m \leq 0.67$ et totalement relaxé pour $0.67 \leq m \leq 1$.

En modèle standard et en tenant compte de l'effet de la relaxation, la déformation en tension est décrite par la relation Mæda [38]

$$\gamma_{xx}^{re} = \frac{a_{GaN} - a_0}{a_0} (1 - r(m)) \quad (III-63)$$

La déformation verticale γ_{zz}^{re} s'écrit sous la forme:

$$\gamma_{zz}^{re} = \frac{-2c_{13}}{c_{33}} \gamma_{xx}^{re} = -2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \left(\frac{a_{GaN} - a_0}{a_0} \right) (1 - r(m)) \quad (III-64)$$

La polarisation piézoélectrique P_{re}^{Pz} pour la structure partiellement relaxée peut s'exprimer en modifiant de l'équation III.59 et la soustraction de la partie de relaxation [12]

$$P_{re}^{Pz}(m) = 2[1 - r(m)] \left(\frac{a_{GaN} - a_0}{a_0} \right) \left(e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}} \right) \quad (III-66)$$

Dans le modèle couplé, de la même manière pour obtenir γ_{zz}^{re} et E_z^{re} , on remplace γ_{xx} par γ_{xx}^{re} dans III-58 et III-56 on obtient :

$$\gamma_{zz}^{re} = -2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \gamma_{xx}^{re} + \left(\frac{2e_{33}(e_{33}c_{13} - e_{31}c_{33})}{c_{33}(\varepsilon c_{33} + e_{33}^2)} \right) \gamma_{xx}^{re} + \frac{e_{33}(\mathbf{P}_{GaN}^S - \mathbf{P}_{AlGaN}^S + qn_s)}{\varepsilon c_{33} + e_{33}^2} \quad (\text{III-67})$$

$$E_z^{re} = \frac{\mathbf{P}_{GaN}^S - \mathbf{P}_{AlGaN}^S}{\varepsilon'} + \frac{qn_s}{\varepsilon'} - 2 \left(\frac{c_{33}e_{31} - e_{33}c_{13}}{\varepsilon' c_{33}} \right) \gamma_{xx}^{re} \quad (\text{III-68})$$

Le champ électrique E_z^{re} dans le modèle standard est obtenu en remplaçant ε' par ε dans l'équation (III-68).

IV.6 Résultats et interprétations

Dans ce paragraphe nous allons présenter les résultats de simulations obtenues en analysant l'effet des contraintes en surface dans les hétérostructures à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ en comparant les modèles standard "découplé" et couplé. En fait, les programmes que nous avons utilisés ont été réalisés sous environnement de VISUEL BASIC.

IV.6.1 Etude de la déformation verticale γ_{zz} en fonction de la fraction molaire « m »

La figure III.4 représente la dépendance de la déformation verticale γ_{zz} en fonction de la fraction molaire "m" de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour le modèle standard et le modèle couplé.

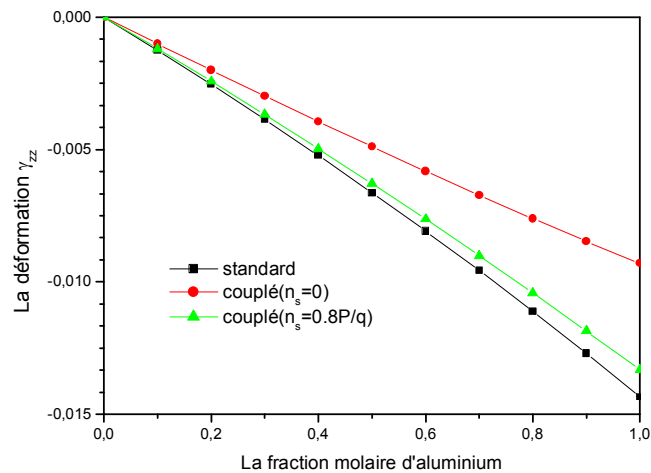


Figure III.4 : Evolution de la déformation verticale γ_{zz} en fonction de la fraction molaire d'aluminium "m" pour le modèle standard et le modèle couplé, en absence et présence des électrons libres n_s .

On remarque que lorsque la fraction molaire d'aluminium augmente, la déformation augmente linéairement en valeurs absolues pour les deux modèles standard et couplé. Par exemple pour $m=0.3$ γ_{zz} calculée est égale à 0.0038 dans le modèle standard, est égale à 0.0036

dans le modèle couplé en présence des électrons libres et de 0.0029 pour un couplage si on tient pas compte des électrons libres. On remarque que le couplage électromécanique fait changer la déformation γ_{zz} d'une manière significative même en l'absence d'un 2DEG. On note également que l'accouplement réduit γ_{zz} relativement au modèle standard. Cette observation peut s'expliquer par le fait que l'accouplement s'oppose à la contraction de la structure le long de l'axe de "c" quand il y a une déformation en tension dans le plan perpendiculaire à "c". Une comparaison réaliste entre les deux approches devrait inclure les charges mobiles existantes à l'interface par l'effet de la polarisation totale à l'interface est donnée par [9] :

$$P = [P_{GaN}^s - P_{AlGaN}^s - P_{AlGaN}^p] \quad (III-70)$$

IV.6.2 Variation du champ électrique en fonction de la fraction molaire « m »

La dépendance du champ électrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche AlGa_mN pour le modèle standard et couplé, en absence et présence des électrons libres n_s 2DEG c'est à dire effet de l'écrantage –screening- avec $n_s = 0.8P/q$ est représenté sur la figure III.5.

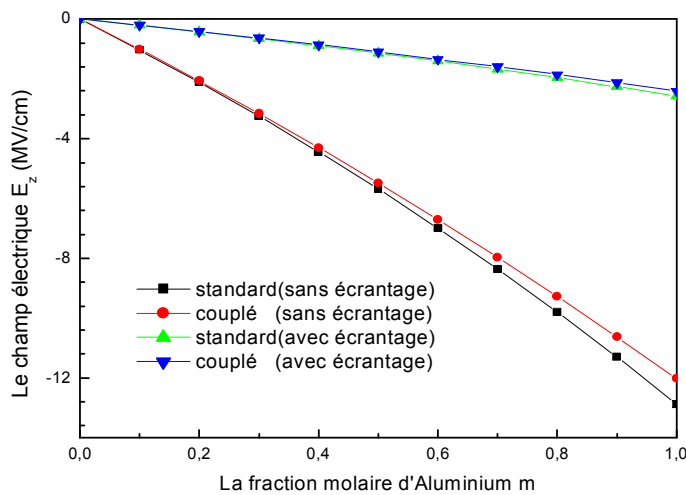


Figure III.5 : Dépendance du champ électrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche Al_mGa_{1-m}N pour le modèle standard et couplé en absence et présence des électrons libres n_s 2DEG effet de l'écrantage –screening- avec $0.8P/q$.

Nous avons représenté l'évolution du champ électrique en fonction de la fraction molaire une augmentation quasi-linéaire dans les modèles standard et couplé, sans et avec l'écrantage du 2DEG. Nous remarquons que le champ est très important dans les composants HFETs à base de l'hétérostructure Al_mGa_{1-m}N/GaN, il varie dans le modèle standard sans l'écrantage du 2DEG de

1.01MV/cm pour $m=0.1$ et si m augmente jusqu'à 0.9 le champ augmente jusqu'à 11.30MV/cm. Néanmoins, la variation est relativement très étroite au modèle couplé sans 2DEG. Cependant la présence du 2DEG réduit d'une manière significative le champ électrique dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, il varie de 0.2MV/cm pour $m=0.1$ jusqu' à 2.26 MV/cm pour $m=0.9$ dans le modèle standard. Nous avons considéré que n_s du 2DEG égale à la valeur $0.8P/q$, sa présence réduit le champ électrique induit par la polarisation. La concentration des électrons du 2DEG n_s est tenue en compte car elle représente les électrons induits par les effets de polarisation et qui apparaissent dans les composants HFETs à base du nitrure de gallium qui représente l'écrantage des électrons qui ont un grande influence dans le couplage électromécanique.

IV.6.3 La dépendance du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire « m »

La figure III.12 représente la variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour un épaisseur de couche $d=10\text{nm}$, dans le modèle standard et couplé en absence et présence des électrons libres n_s 2DEG avec $n_s=0.8P/q$.

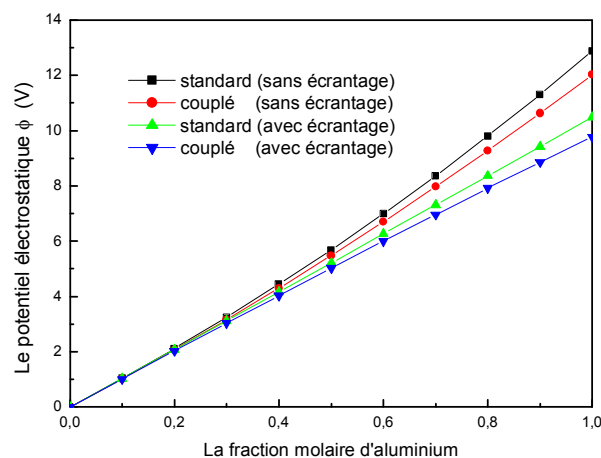


Figure III.12 : Variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour un épaisseur de couche $d=10\text{nm}$ dans le modèle standard et couplé sans 2DEG et avec $n_s=0.8P/q$.

Nous avons observé une augmentation presque linéaire du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ due dans les quatre cas représentés standard et couplés, sans et avec l'écrantage du 2DEG. Ainsi on observe une réduction du potentiel du modèle couplé par rapport au modèle standard. L'effet de l'écrantage des électrons libres sur le 2DEG est remarqué par la réduction du potentiel électrostatique.

IV.6.4 La variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur « d »

Sur La figure III.11 on montre la variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour la fraction molaire $m=0.3$. On remarque que le potentiel électrostatique croît avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

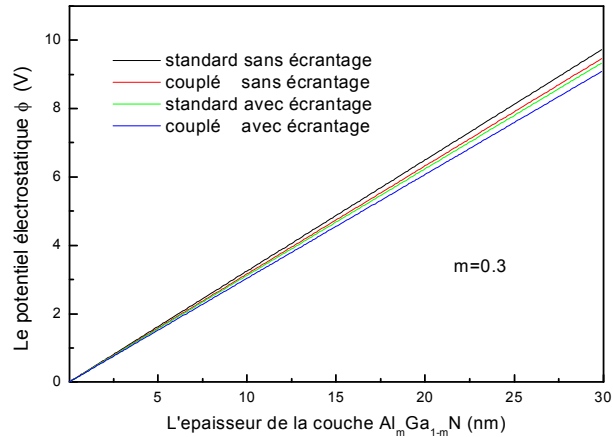


Figure III.11 : Variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour la fraction molaire $m=0.3$, le modèle standard et couplé sans 2DEG et avec n_s .

IV.6.5 La déviation de la déformation en fonction de la fraction molaire « m »

Nous avons étudié la déviation Δ entre les modèles couplé et découplé (standard). La déviation de la composante verticale de déformation γ_{zz} est défini par la relation [9]:

$$\Delta = \frac{\gamma_{zz} - \gamma_{\text{découplé}}}{\gamma_{zz}} \quad (\text{III-71})$$

La figure III-6 représente la variation de déviation Δ de la composante verticale de déformation γ_{zz} pour deux cas : avec et sans écrantage des électrons libres.

On observe qu'en absence du 2DEG la déviation augmente en valeurs absolues en augmentant la fraction molaire "m" la déviation est plus claire par rapport au modèle couplé avec l'écrantage du 2DEG. Par exemple si $m=0.3$ la déviation dans le modèle couplé avec l'absence de 2DEG égale à 24,72 % par contre la déviation pour l'écrantage du 2DEG égale à 4.13%

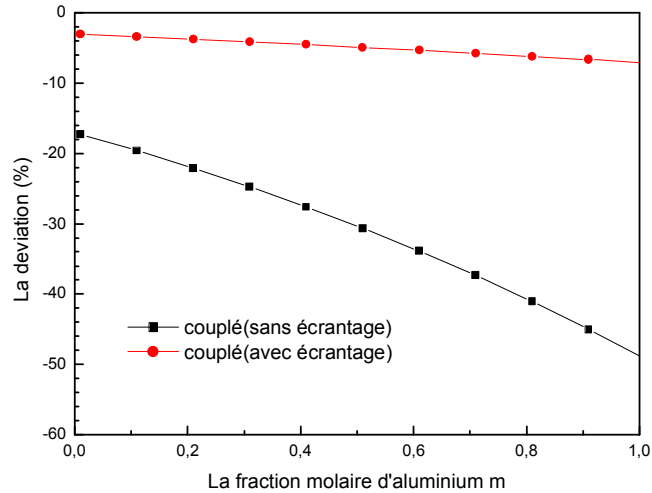


Figure III.6 : Variation de déviation Δ de la composante verticale de déformation γ_{zz} pour deux cas couplés, avec et sans écranage des électrons libre.

Pour une structure HFET d'une fraction molaire d'Al est 0.3, l'erreur est d'environ 30% si l'effet de la 2DEG est négligé. Il est clair que si la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est examinée dans l'isolement, le modèle standard donne une grande erreur dans le tenseur de déformation. Dans une structure HFET, l'effet de l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ est non négligeable. Cette interface présente une physique supplémentaire, dont le plus important est la présence du 2DEG qui rétablit la validité du modèle standard.

IV.6.6 Effet de la polarisation spontanée sur la déviation de la déformation en fonction de la fraction molaire « m »

La figure III.7 représente la déviation Δ de la composante verticale de déformation γ_{zz} avec et sans écranage et lorsque la polarisation spontanée n'est pas tenu en compte. En l'absence de la polarisation spontanée, on observe une décroissance en valeurs absolues de la déviation Δ en fonction de la fraction molaire m. En absence des électrons libres n_s , cette décroissance est plus grande et claire par l'écart entre les déviations. On observe aussi que dans le cas de l'écranage du 2DEG et l'absence de la polarisation spontanée la déviation sont plus petits.

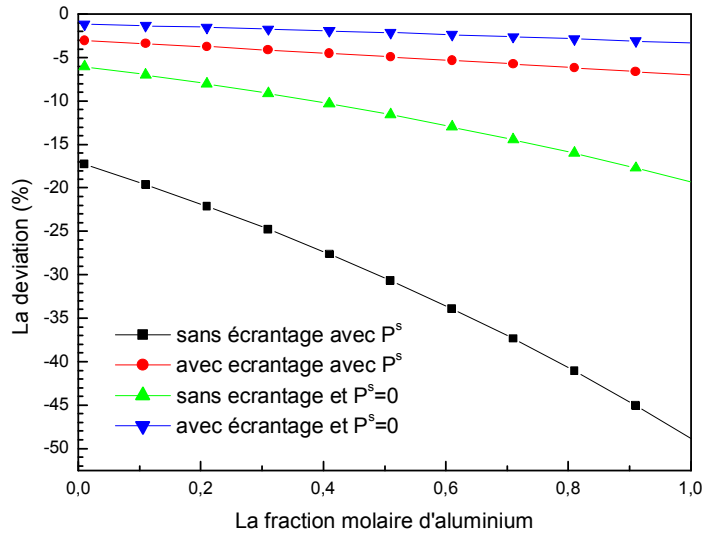


Figure III.7 : La déviation Δ de la composante verticale de déformation pour les deux cas couplée avec et sans charge libres dont la polarisation spontanée $P^s=0$.

IV.7.1 Effet de relaxation du réseau sur la déformation γ_{xx} en fonction de « m »

La figure III.8 représente La variation de la déformation en tension en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans le modèle standard, dans les deux cas : avec et sans relaxation.

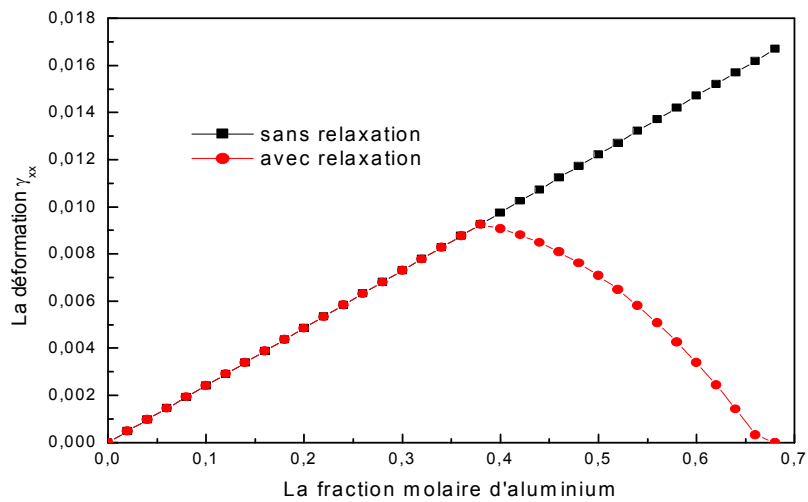


Figure III.8 : Variation de la déformation en tension en fonction de la fraction molaire 'aluminium pour le modèle standard, dans le modèle standard, dans les deux cas : avec et sans relaxation.

On observe que sans relaxation la déformation augmente linéairement, par contre s'il y a une contrainte externe appliquée ou la structure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ est partiellement relaxée, la

déformation γ_{xx} diminue sensiblement de leur valeur maximale autour de la fraction molaire d'Aluminium de 0.38.

IV.7.2 Effet de la relaxation du réseau sur la déformation verticale γ_{zz} en fonction de « m »

L'évolution de la déformation verticale γ_{zz} en fonction de « m » en prenant en compte l'effet de la relaxation dans les deux modèles (standard et couplé) est représentée sur la figure III.9

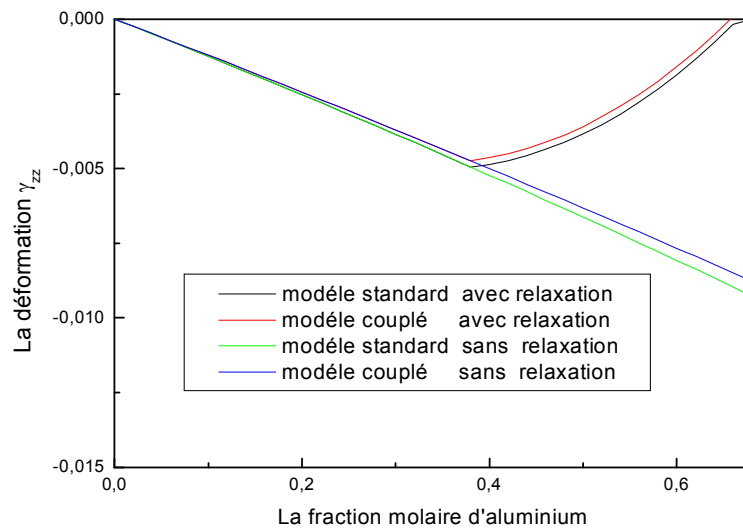


Figure III.9 : Evolution de la déformation verticale γ_{zz} en fonction de « m » en prenant en compte l'effet de la relaxation dans les deux modèles (standard et couplé).

On remarque que la déformation verticale γ_{zz} croît avec l'augmentation de la fraction molaire d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Cependant, on observe qu'à partir de la valeur de $m=0.38$, l'apparition de l'effet de la relaxation du réseau cristallin et de la déformation γ_{zz} jusqu'à 0.67, pour des valeurs supérieures de 0.67 elle s'annule. Le même comportement est remarqué lorsque la structure est partiellement relaxée dans les deux modèles.

IV.7.3 Effet de la relaxation du réseau sur le champ électrique E_z en fonction de « m »

La figure III.10 illustre la dépendance du champ électrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ dans le modèle standard et couplé en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau. Le champ électrique décroît lorsque la fraction molaire de l'Al augmente dans les deux modèles sans tenir en considération de la relaxation. Par contre, lorsque l'effet de la relaxation est pris en compte l'allure change avec une légère augmentation dans la zone où le réseau est partiellement relaxé.

- Première zone : la fraction molaire « m » varie entre « 0.38 » et « 0.67 », la structure est partiellement relaxée et le champ électrique varie légèrement.
- Deuxième zone : la fraction molaire « m » est supérieure à « 0.67 », la structure considérée totalement relaxée, le champ diminue encore et suit une allure linéaire.

L'origine de cette augmentation c'est la décroissance de la déformation γ_{zz} qui cause une décroissance de la polarisation piézoélectrique.

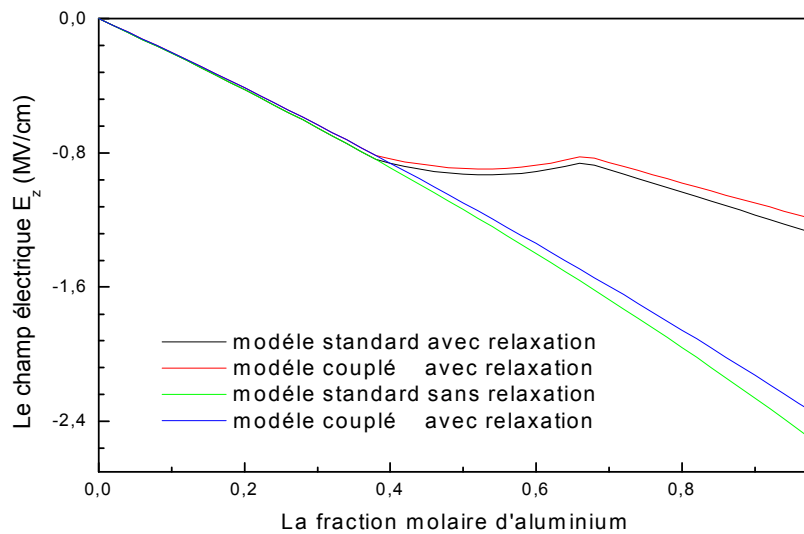


Figure III.10: Dépendance du champ électrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour le modèle standard et couplé en prise en compte l'effet de la relaxation.

IV.7.4 Effet de la relaxation du réseau sur le potentiel électrostatique en fonction de « m »

La figure III.13 montre la variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour une épaisseur de couche $d=10nm$, dans le modèle standard et couplé avec $n_s=0.8P/q$ en prise en compte l'effet de la relaxation.

On remarque que le potentiel électrostatique croît rapidement lorsque la fraction molaire augmente. L'augmentation de la valeur de « m » induit d'importantes polarisations piézoélectriques qui influent sur le potentiel quand l'effet de la relaxation apparaît.

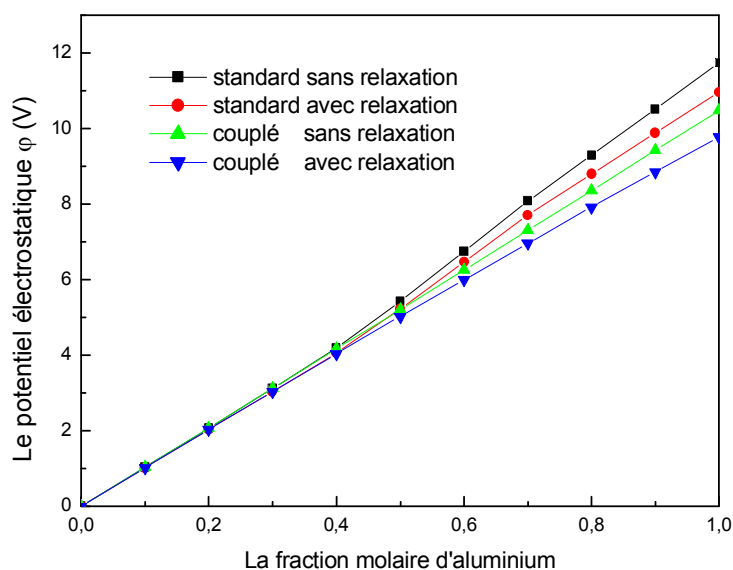


Figure III.13: Variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour un épaisseur de couche $d=10\text{nm}$, dans le modèle standard et couplé avec $n_s = 0.8P/q$.

On observe pour les valeurs de «m» comprises entre (0-0.38) que la dépendance du potentiel électrostatique est même avec et sans relaxation du réseau cristallin pour les deux modèles standard et couplés. Quand «m» varie entre « 0.38 » et « 0.67 » la relaxation joue un rôle et on observe une augmentation significative de «m» sur la valeur de potentiel électrostatique. Pour des valeurs supérieures à $m > 0.67$, l'influence de la relaxation est plus importante, alors l'écart entre les courbes devient très important. Cela est la conséquence de l'absence de l'influence de la polarisation piézoélectrique due à la disparition de la contrainte mécanique sur la couche d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

IV.7.5 Effet de la relaxation du réseau sur la densité des électrons induite par la polarisation piézoélectrique

La figure III.14 représente la variation la concentration des électrons induite par la polarisation piézoélectrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ en prise en compte l'effet de la relaxation. On remarque que la variation de la concentration des électrons du 2DEG induit par la polarisation piézoélectrique augmente rapidement en augmentent la fraction de l'aluminium dans la couche de l' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ si l'effet de la relaxation n'est pas pris en considération.

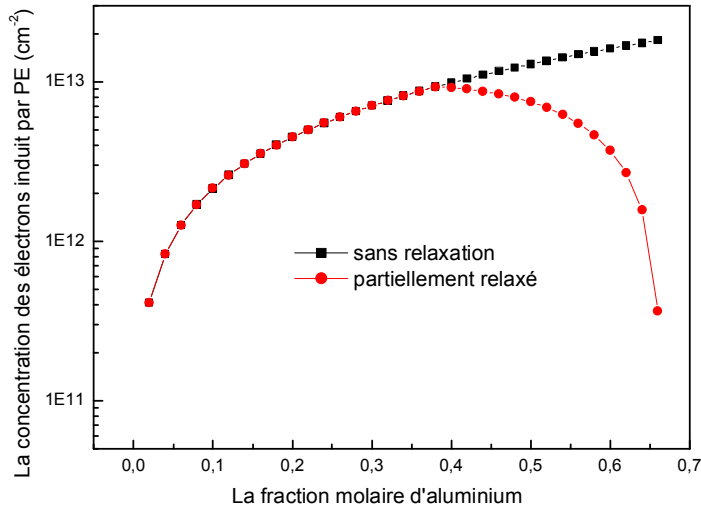


Figure III.14 : Variation la concentration des électrons induite par la polarisation piézoélectrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ en prenant en compte l'effet de la relaxation.

Dans le cas d'une couche d' $Al_mGa_{1-m}N$ est partiellement relaxée, il y a également une concentration en porteurs maximum des électrons autour de $m=0.38$. Si une contrainte externe peut être appliqué à l'hétérostructure d' $Al_mGa_{1-m}N$, la concentration des électrons peuvent être changée sensiblement avec diminution.

IV.8 Conclusion

Dans ce troisième chapitre, nous avons présenté l'effet de la contrainte sur la polarisation piézoélectrique, puis nous avons étudié le modèle standard ainsi une analyse d'un modèle électromécanique « couplé », afin de simuler les déformations, les champs électriques, le potentiel et l'influence de l'effet de la relaxation du réseau.

Un modèle de couplage électromécanique dans le but d'étudier les effets de la contrainte en surface $Al_mGa_{1-m}N / GaN$ des transistors HEMTs. La description du modèle est basée de la loi de Hooke et l'utilisation de l'équation d'état complètement couplée ainsi les relations contrainte/déformation pour les matériaux piézoélectriques. En utilisant un modèle couplé analytique pour les HEMT, il est montré qu'il donne lieu à un changement important dans la valeur du champ et la déformation. Lorsque les charges libres sont présents dans le plan d'un 2DEG à l'interface $Al_mGa_{1-m}N / GaN$, le champ électrique généré par la polarisation est réduit.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le présent travail a été consacré à l'étude par simulation des effets de la contrainte en surface dans les hétérostructures $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ et des effets thermiques sur les caractéristiques électriques des transistors HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. L'étude faite sur différentes structures.

nous avons Nous avons passé en revue ses principales propriétés électriques, mécaniques et thermiques, aussi nous avons étudié les polarisations spontanée et piézoélectrique.

Un modèle de la mobilité des électrons dans le GaN en fonction de la température et du dopage a été présenté. Ensuite, nous avons calculé la concentration des électrons « n_s » en fonction de la température. Après, nous avons présenté le modèle analytique du courant dans le transistor HEMT, pour les trois régimes de fonctionnement en incluant les effets thermiques et les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique sur les caractéristiques courant-tension du transistor. Enfin l'effet d'auto-échauffement et la relaxation du réseau cristallin de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ sur les performances des transistors HEMT ont été examinés.

Les résultats de simulations obtenus sur les différentes structures étudiées ont été présentés. Nous avons remarqué dans la première partie, que l'augmentation de la température conduit à une dégradation des propriétés de transport qui est dominés par la diffusion avec les phonons. Dans la deuxième partie, la décroissance de la mobilité des électrons issue de l'effet thermique influe sur les caractéristiques électriques qui se traduit par une chute courant de drain I_{ds} . L'état thermique résultant de l'auto échauffement du transistors dû au passage d'un courant drain source, qui peut être important, s'explique par une résistance de sortie négative, en plus de la relaxation qui agit directement sur la valeur de la tension de seuil V_{th} et par conséquent le courant I_{ds} .

Ensuite, nous avons étudié les effets des couches sur le comportement du transistor en incluant les effets thermiques. Pour cela, trois structures ont été étudiées. Dans les structures 1 et 2, la couche cap layer n'est pas déposée, alors qu'elle y est sur la structure 3. Dans la structure 2, la présence de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ procure une augmentation du courant. Une légère influence du cap layer sur les caractéristiques du courant a été remarquée. L'effet de l'auto échauffement et de la relaxation du réseau sur les performances de ces structures a été analysé et le même comportement a été observé.

Nous avons analysé l'effet de la contrainte en surface de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. Un modèle de couplage électromécanique a été étudié. Il est montré qu'il donne lieu à un changement important dans la valeur du champ et la déformation. Lorsque les charges libres sont présents à l'interface $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N} / \text{GaN}$, le champ électrique généré par la polarisation est réduit.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **C. Charbonniaud**, « *Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde.* »
Thèse de doctorat soutenue le 20 octobre 2005, Université de Limoges.
- [2] **N. Vellas**, « *Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences* »
Thèse de doctorat soutenue le 18 Décembre 2003, Université de Lille.
- [3] **F. Bernardini, et al**, « *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides.* » Physical Review B, volume 56, number 16, pp 10024 -10027, 15 October 1997.
- [4] **S. de Mayer**, « *Etude d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chips d'amplificateur distribué de puissance à très large bande.* »
Thèse de doctorat soutenue le 12 Septembre 2005, Université de Limoges.
- [5] **M. Werquin**, « *Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMT's de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences.* »
Thèse de doctorat soutenue le 14 Décembre 2005, Université de Lille.
- [6] **B. Benbakhti**, « *Analyses physique et thermique de transistors à effet de champ de la filière GaN optimisation de structures pour l'amplification de puissance hyperfréquence.* »Thèse de doctorat soutenue le 14 Décembre 2006, Université de Lille.
- [7] **S. Anceau**, « *Etude des propriétés physiques des puits quantiques d'alliages quaternaires (Al, Ga, In) N pour la conception d'émetteurs ultraviolets.* »
Thèse de doctorat soutenue le 20 septembre 2004, Université de Lille.
- [8] **Yuancheng Chang, Yimen Zhang, Yuming Zhang, K.Y Tong**, « *A thermal model for static current characteristics of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors including self-heating effect.* », Journal of Applied Physics, vol.99, pp.044501-1-5, 2006.
- [9] **D. Siriex**, « *Modélisation non linéaire des MESFETS sur carbure de silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes.* »
Thèse de doctorat soutenue le 20 janvier Décembre 2000, Université de Limoges.
- [10] **H. Mathieu**, « *Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques.* »
DUNOD, ISBN 2-10-048633-0 5^e édition
- [11] **Caughey DM, Thomas RE.** « *Carrier mobilities in silicon empirically related to*

doping and field. », Proc IEEE, 55(12):2192–3, 1967.

- [12] **Bonch-Bruevich VL, Kalashnikov SG.** « *Semiconductor physics.* » Moscow: Nauka; 1977.
- [13] **Tigran T. Mnatsakanov, Michael E. Levinshtein, Lubov I. Pomortseva, Sergey N. urkov, Gregory S. Simin, M. Asif Khan,** « *Carrier mobility model for GaN.* », Solid-State Electronics, vol 47, pp. 111–115, 2003.
- [14] **Majeswski ML.** « *An analytical DC model for the modulation doped field effect transistor.* », IEEE Trans Electron, 34(9):1902–10, 1987.
- [15] **Rashmi, Abhinav Kranti, S.haldar, R.S.Gupta,** « *Accurate charge control model for spontaneous end piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gaz sheet charge density of lattice-mismatched AlGa_N/Ga_N* », solide-states electronics vol 46, pp. 621–630, 2002.
- [16] **O. Ambacher, J. Smart, and al;** “*Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures*”, Journal of applied Physics, American institute of physics, 3222-3233(1999).
- [17] **Yuancheng Chang , Yimen Zhang , Yuming Zhang , K.Y Tong ,** « *A thermal model for static current characteristics of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors including self-heating effect.* », Journal of Applied Physics, vol.99, pp.044501-1-5, 2006
- [18] **Rashmi, Abhinav Kranti, S.haldar, R.S.Gupta,** « *Accurate charge control model for spontaneous end piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gaz sheet charge density of lattice-mismatched AlGa_N/Ga_N* », solide-states electronics vol 46, pp. 621–630, 2003
- [19] **S. Augaudy,** « *Caractérisation et modélisation des transistors micro-ondes, application a l'étude de la linéarité des amplificateurs a fort rendement.* »
Thèse de doctorat soutenue le 6 Mars 2002, Université de Limoges.
- [20] **J. D. Albrecht, R. P. Wang, R. P. Ruden, M. Farahmand, and K. F. Brennan;** « *Electron transport characteristics of Ga_N for high temperature device modelling* »
J. Appl. Phys., 83, pp.369-372,1998.
- [21] **E.Byk,** « *Méthodes d'analyses couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance.* »
Thèse de doctorat soutenue le 12 Septembre 2002, Université de Limoges.
- [22] **K.A.Filippov, A.A.Balandin,** « *Self-heating effects in Ga_N/AlGa_N heterostructure field*

effect transistors and device structure optimization »

In nanotech, vol.3, ISBN 0-9728422-2-5; pp.333-336, 2003.

- [23] **S.A.Maas**, «*III conditioning in Self-heating effects FET models* »
IEEE microwave and wireless components letter, vol.12, no.3, march 2002.
- [24] **R.G.johnson et al**, «*A physics –based electro-thermal model for microwave and millimeter wave HEMTS* » IEEE MTT-S digest 1997.
- [25] **J.Piprek**, «*Nitride semiconductor devices: Principles and simulation* »
wiley –vch Verlag, weinheim isbn: 978-3-527-40667-8,2007.
- [26] **A. Madjdi**, «*Etude par simulation des propriétés électriques des transistors HEMTs à base d'AlGaN/GaN*»
Mémoire de Magister en électronique, Université Mentouri - Constantine, 2006.
- [27] **Rashmi et al**, «*Comprehensive analysis of small-signal parameters of fully strained and partially relaxed high al-content lattice mismatched $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ HEMTs.* »
IEEE Transactions on microwave theory and technique, Vol .50, no. 2, February 2003.
- [28] **F.djefdjouf**, «*Modélisation de l'hétérostructure HFETs AlGaN/GaN incluant les effets électriques*», Mémoire de Magister en électronique, Université Mentouri Constantine, 2007.
- [29] **D. Chahrazad**, «*Etude par simulation des phénomènes de polarisations et les contacts ohmiques dans les transistors HEMTs a base de GaN.* », Mémoire de Magister en électronique, Université Mentouri - Constantine, 2005
- [30] **O.Ambacher et al**, «*Pyroelectric properties of Al (In) GaN/GaN hetero- and quantum well structures* », Journal of physics: condensed matter, volume 14, pp3399-3434, 2002.
- [31] **G. D. O'clock et al**, «*Acoustic surface wave properties of epitaxially grown aluminum nitride and gallium nitride on sapphire* », Applied physics letters, volume 23, number 2, pp 55-56. 15 jully1973
- [32] **J. F. Nye et al**, «*Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices* » (oxford: Clarendon)", 1985.
- [33] **J.Zalenka**, «*Piezoelectric Resonators and their Application* », Elsevier volume 24, pp 33.
- [34] **Jon C. Freeman**, «*Basic equations for modeling of Gallium Nitride (GaN) high electron mobility transistors HEMTs* » Glenn research center, Cleveland, Ohio. February 2003.
- [35] **B. Jogai, J.Albrecht, E.Pan**, «*Effect of electromechanical coupling on the strain in AlGaN/GaN heterojunction field effect transistors .* » , journal of Applied physics,

, volume 94, number 6, pp 3984-3989, 15 September 2003

- [36] **B.S.Kang, S.Kim**, « *Effect of external strain on the conductivity of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors.* » Applied physics letters, volume 23, number 23, pp 4845-4847, 08 December 2003.
- [37] **O. Ambacher, B. Foutz, and al**, « *Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures.* », J. App. Phy. 87 (2000) 334-344.
- [38] **N. Maeda, et al**, « *Two-dimensional electron-gas density in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors.* », Applied physics letters, volume 73, pp.1856, 1998.

ANNEXE

A-1 Etude de l'effet thermique sur les propriétés électriques de la structure 3

La figure A1 représente une vue en coupe de la structure 3 qui est obtenue à partir de la structure 2 ou on dépose une couche superficielle appelée cap layer.

$$d_1=3.2\text{nm}, d_2=18\text{nm}, d_3=3.2\text{nm}, d_4=3\text{nm}, N_D=10^{17}\text{cm}^{-2}.$$

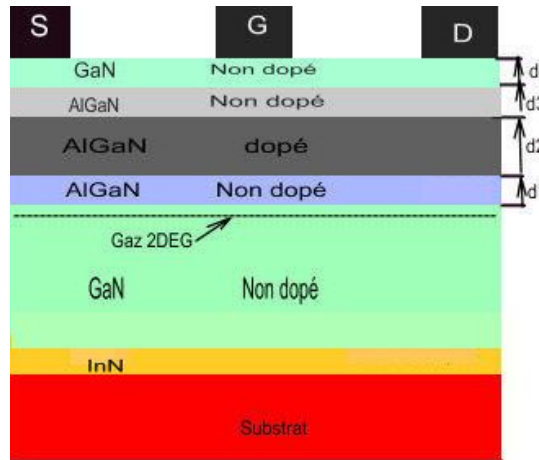


Figure A.1 Vue en coupe de la structure 3

La figure A.2 représente les caractéristiques courant-tension sans et avec effets thermiques d'un transistor HEMT à base de l'hétérostructure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N} / \text{GaN}$ pour $m=0.25$, $T=300\text{K}$, $V_{ds}=3\text{V}$ et $V_{gs}=-1.5\text{V}$ pour la structure 3. On observe une baisse du courant drain sur toutes les caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) avec l'effet thermique. Si l'effet thermique est négligé, le courant sature à $I_{dsat}=9.5\text{mA}$. Avec l'introduction des effets thermiques le courant sature à $I_{dsat}=6.9\text{mA}$, Ceci est lié à une décroissance de la mobilité des électrons lorsque l'effet thermique introduit.

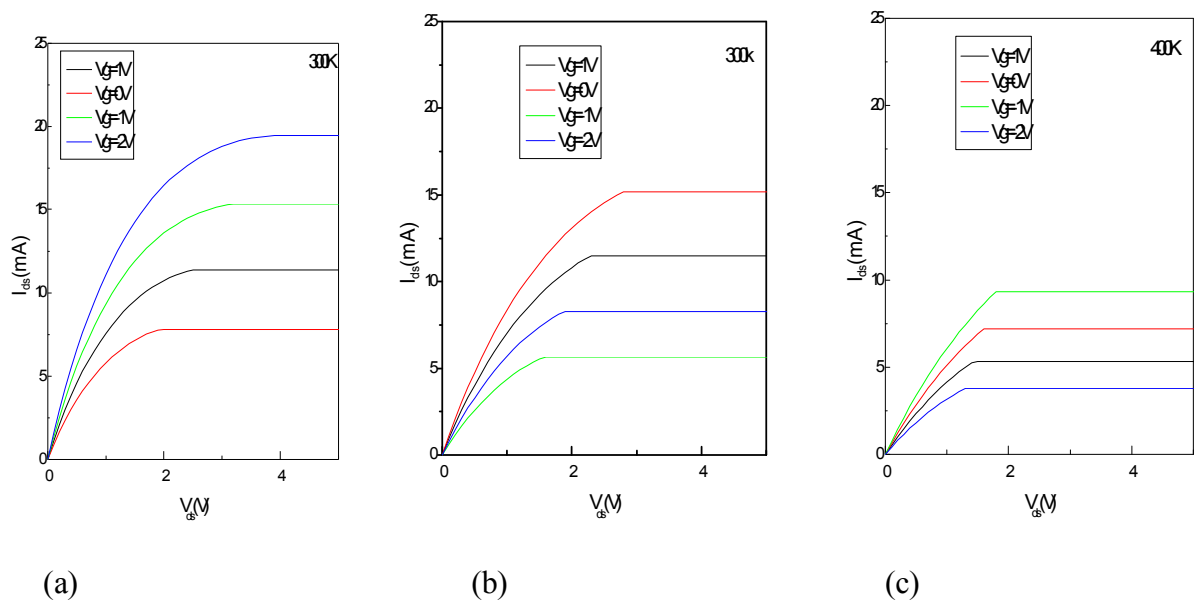


Figure A.2 : réseaux caractéristiques I - V pour différentes V_g structure 3
 (a) sans effet thermique (b) avec effet thermique à $T=300\text{k}$ (c) avec effet thermique à $T= 400\text{k}$

A.2 Effet thermique et la teneur en aluminium sur les caractéristiques courant -tension

La figure A.3 (a) et (b) représentent les caractéristique I-V avec effet thermiques pour différente température d'un transistors HEMT structure 3 : (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$. structure présente un courant élevé à cause de bonnes propriétés de transport et le meilleur confinement des densités des électrons dans les structures à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$. En comparant III.17 et III.22 la même remarque que précédemment a été observé, c'est-à-dire l'introduction de la couche cap layer fait une légère augmentation sur la valeur du courant de saturation.

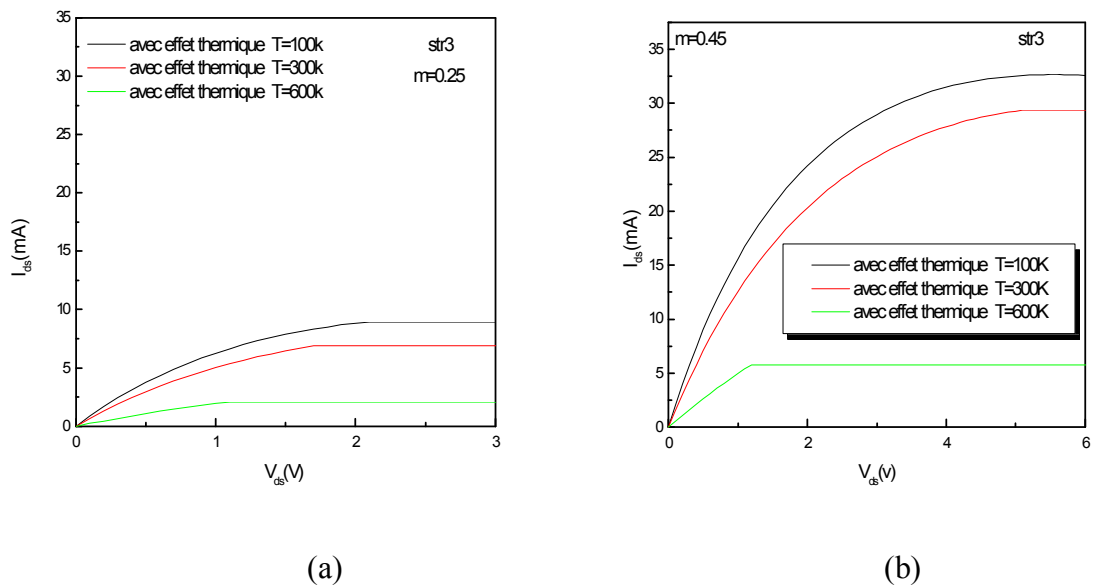


Figure A.3 : les caractéristique I-V avec effet thermiques pour différente température d'un transistors HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ structure 3 (a) $m=0.25$ (b) $m=0.45$

A.3 Effet de la relaxation et thermiques du réseau sur les caractéristiques de sortie I-V

La figure A.4 (a) et (b) montrent les caractéristiques courant –tension sans et avec effets thermiques d'un transistor en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau HEMT à base de l'hétéro- structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ pour $m=0.45$, à $T=300\text{K}$, $V_{ds}=3\text{V}$ et $V_{gs}=-1.5\text{V}$ Les deux structures se comportent de la même façon vis-à-vis de l'effet de la relaxation du réseau cristallin. .

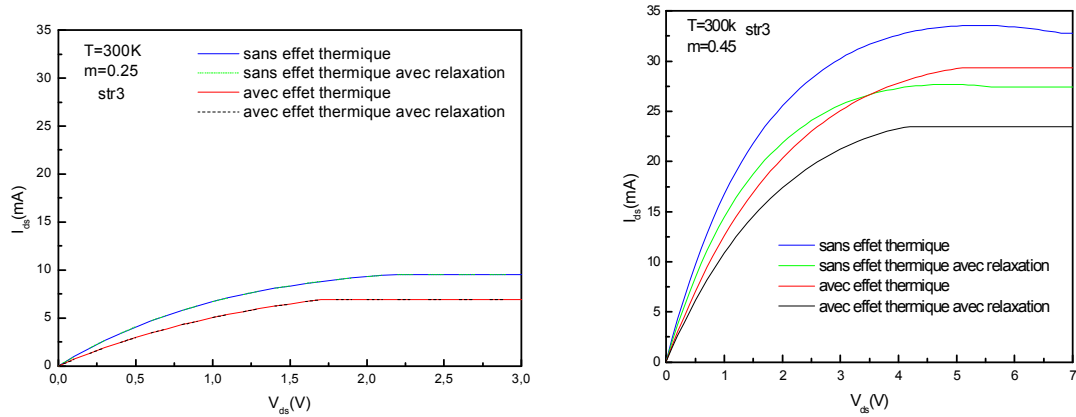
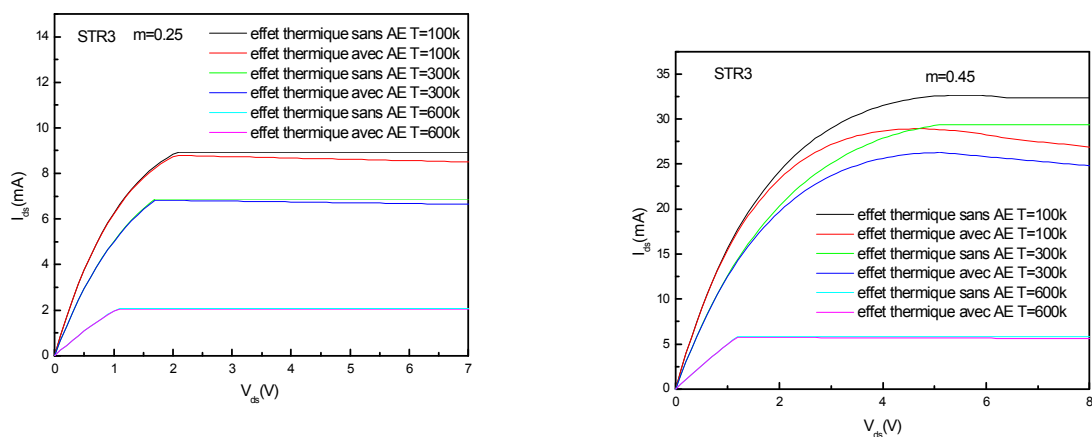


Figure A.4 : les caractéristiques I - V sans et avec effet thermiques en prenant en compte la relaxation du réseau d'un transistor HEMT à base d' $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ structure 3 pour $m=0.25, 0.45$, $T=300\text{K}$

A.4 Effet de l'auto échauffement du canal sur les caractéristiques de sortie I-V avec les effets thermiques

La figure A.5 (a) et (b) montrent les caractéristiques courantes -tension V_{ds} avec effet thermiques avec et sans l'effet de l'auto-échauffement pour différente température $T=100\text{ K}$, 300 K et 600 K d'un transistor HEMT d'hétéro-structure $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ pour $m=0.25$ et $m=0.45$. En comparant III.18 et III.24 la même remarque que précédemment a été observée, c'est-à-dire l'introduction de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ fait une légère augmentation de la valeur du courant de saturation.



(a)

(b)

Figure A.5 : les caractéristiques I - V avec effet thermiques avec et sans l'effet de l'auto échauffement pour différente température d'un transistor HEMT structure 3.

ملخص

هذا العمل قد خصص لدراسة بالمحاكاة للأثار الحرارية على الخصائص الكهربائية للترانزستورات HEMT المتكونة اعتمادا على $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ و آثار الإجهاد على السطح في البنية المتغيرة $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. قدمنا النموذج التحليلي للتيار الكهربائي وكثافة الإلكترونات n_s لمختلف الهياكل مع الأخذ بعين الاعتبار اثر التسخين الذاتي و الارتخاء لشبكة الكريستال في الطبقة $Al_mGa_{1-m}N$ على أداء الترانزستورات HEMT . لقد قمنا بفحص اثر الإجهاد على السطح في البنية المتغيرة $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. كما درسنا نموذجا اقتران ميكانيكي كهربائي. بين هذا النموذج أنه يؤدي إلى تغييرات هامة في الحقل الكهربائي والتشوه.

RESUME

Le présent travail a été consacré à l'étude par simulation des effets thermiques sur les caractéristiques électriques des transistors HEMT à base de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ et des effets de la contrainte en surface dans les hétérostructures $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Nous avons présenté le modèle analytique du courant et la densité des électrons n_s pour des différentes structures en tenant compte l'effet d'auto échauffement et la relaxation du réseau cristallin de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ sur les performances des transistors HEMT. Nous avons examiné l'effet de la contrainte en surface de l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Un modèle de couplage électromécanique a été étudié. Il est démontré qu'il donne lieu à un changement important dans la valeur du champ et la déformation.

ABSTRACT

This work was devoted to the study by simulation of the thermal effects on the electric characteristics transistors HEMT based on $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ heterostructure and of the effects of the stress on the surface in the $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ heterostructures. We presented the analytical model current and density of electrons n_s for various structures taking into account the effect of self-heating and lattice relaxation of the layer $Al_mGa_{1-m}N$ on the performances of transistors HEMT. We have examined the effect of stress on the surface in the $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ heterostructure. An electromechanical model of coupling was studied; it is shown that it gives rise to significant changes of the field and the strain.