

République Algérienne Démocratique et Populaire

**MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITÉ MENTOURI DE CONSTANTINE
FACULTÉ DES SCIENCES DE L'INGÉNIEUR**

Département d'Electronique

N° d'ordre :

Série :

Mémoire

Présenté pour obtenir le diplôme de Magister
En Electronique

OPTION

Systemes Microélectroniques et Matériaux

Par

Mme ABDELAZIZ FARES

Zakia

THÈME

***CARACTERISATION ELECTRIQUE DES HEMTs A BASE
DE NITRURE DE GALIUM AlGaN/GaN***

Soutenu le : 18 / 06 / 2005

Devant le jury composé de:

<u>Président:</u>	S. SAHLI	Prof. à l'Université de Constantine
<u>Rapporteur:</u>	A. TELIA	M.C. à l'Université de Constantine
<u>Examineurs:</u>	T. BOUCHEMAT	Prof. à l'Université de Constantine
	S. REBIAI	M.C. à l'Université de Constantine

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
----------------------------	---

Chapitre I

Le nitrure de Gallium structure et propriétés

I-1 INTRODUCTION.....	3
I-2 PROPRIETES DU NITRURE DE GALLIUM.....	3
I-2-1 Propriétés structurales	3
a- La structure blende de zinc	3
b- La structure wurzite	4
I-2-2 Propriétés électroniques	6
I-2-3 Propriétés électriques	7
I-3 IMPACT DE LA POLARISATION SUR L'HETEROSTRUCTURE	
AlGa_N/Ga_N	9
I- 3 -1 La polarisation spontanée et piézoélectrique	10
I- 3 -2 Calcul de la densité de charges due à la polarisation	12
I-3 -3 Calcul de la concentration n_s du 2-DEG	15
I- 4 PROCEDES ET SUBSTRATS POUR LA CROISSANCE DU Ga_N	17
I-5 CROISSANCE ET DOPAGE DU Ga_N	18
I-6 LES DEFAUTS DANS LE Ga_N	19
I- 6 -1 Défauts étendus dans le Ga _N hexagonal	19
I-6 -2 Défauts étendus dans le Ga _N blende de Zinc	20
I-6-3 Avantage du Ga _N cubique	20
I-7 APPLICATIONS	21
I-8 CONCLUSION	22

Chapitre II

Les transistors à haute mobilité, les HEMTs AlGa_N/Ga_N

II-1 Introduction.....	23
II-2 LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMPS	23
II-2-1 Les MESFETs	23
II-2-2 Les HEMTs	25
II-3 HEMTS A BASE DE NITRURE DE GALLIUM AlGa_N/Ga_N	26
II-3-1 Description de la structure d'un HEMT	26
II-3 -2 Description des couches	27
II-3 -3 Caractéristiques électriques	28
II-4 ETUDE DE L'HETEROJONCTION AlGa_N/Ga_N.....	32
II-4 -1 Formation et expression du 2-DEG.....	32
II-4 -2 Caractéristique Courant -Tension du HEMT AlGa _N /Ga _N	37

II-5 Conclusion.....	40
-----------------------------	-----------

Chapitre III

Caractérisation de la Schottky grille-source de l'AlGaIn/GaN par analyse de la dispersion de la conductance et capacité

III-1 Introduction	41
III-2 INFLUENCE DES ETATS D'INTERFACE	41
III-3 LES METHODES DE CARACTERISATION DES ETATS D'INTERFACE	43
III-3-1 Méthode de la conductance	43
III-4 PROCEDURE EXPERIMENTALE	46
III-5 RESULTATS ET DISCUSSIONS	47
III-5-1 Analyse de la conductance à température ambiante pour différentes tensions	47
III-5-1-1 la capacité et la conductance mesurées en fonction de la fréquence	47
III-5-1-2 La capacité et la conductance parallèles	49
III-5-1-3 Extraction de la densité d'états d'interface	51
III-5-2 Analyse de la conductance à tension nulle pour différentes températures	53
III-5-2-1 la capacité et la conductance mesurées en fonction de la fréquence	53
III-5-2-2 La capacité et la conductance parallèles	55
III-5-1-3 Extraction de la densité d'états d'interface	56
III-6 Conclusion.....	57

Conclusion générale	58
----------------------------------	-----------

ANNEXE

Bibliographie

INTRODUCTION GENERALE

Ces dernières années, le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistors) à base d'hétérostructure AlGa_N/Ga_N fait l'objet d'intenses recherches et investigations.

Celles-ci ont montré l'efficacité de ce composant pour des applications hyperfréquences nécessitant des tensions et des puissances élevées. De part ses mobilités électroniques élevées et un fonctionnement aux hautes températures exigé pour certains dispositifs, les transistors HEMTs laissent espérer des applications aussi diverses tels que les émetteurs-récepteurs radar HF, télécommunications terrestres, communications par satellite. Les performances de ce composant dépendent entre autre de la bonne qualité de sa couche active constituée d'une phase hexagonale de type wurtzite qui présente un champ électrique interne important résultant des propriétés de polarisations spontanée et piézoélectrique du matériau même pour des structures non dopées, permettant ainsi de constituer le gaz bidimensionnel (2-DEG) induit par les effets de polarisation nécessaire au fonctionnement du composant. Cependant, cette structure est limitée par une combinaison des mécanismes tels que les dislocations, la contrainte résiduelle et notamment le champ électrique interne qui interagit aussi avec les nombreux défauts structuraux en volume et en surface du matériau dégradant les performances électriques du transistor.

C'est dans ce contexte que nous nous intéresserons à la caractérisation des propriétés électriques locales de la couche active afin de quantifier l'effet des défauts en surface ou interfaces dans le Ga_N et dans les couches AlGa_N. Pour cela, des caractéristiques électriques (capacité et conductance) de la Schottky grille source du HEMT AlGa_N/Ga_N ont été étudiées à différentes fréquences et températures pour différentes tensions de grille. L'analyse des mesures réalisées sur les HEMTs AlGa_N / Ga_N obtenu par MBE sur substrat silicium, permet de modéliser ce type de structure.

Ce mémoire comporte trois chapitres, le premier étant destiné à la description du nitruure de Gallium, matériau de base servant à cette étude, et où on a abordé ses propriétés structurales, électriques et électroniques, ainsi que les procédés de croissance et dopage. Un

intérêt particulier a été porté à l'impact de telles propriétés sur les hétérostructure à base de nitrure et particulièrement sur les hétérostructures AlGa_N/Ga_N.

Le deuxième chapitre sera consacré à la présentation des transistors HEMTs avec un aperçu physique et géométrique de ces structures, ensuite viendra l'analyse des caractéristiques électriques, spécialement les courbes I(V). Par ailleurs, on mènera aussi une étude sur l'influence de la variation de quelques paramètres tels que le dopage, ou les grandeurs géométriques du transistor sur la concentration n_s du 2-DEG et la tension de seuil V_{th} .

Un autre aspect sera entamé dans le troisième chapitre et qui concernera l'analyse des différents résultats expérimentaux. On s'intéresse désormais à la caractérisation des états d'interface et l'impact des paramètres température et fréquence sur leur densité.

En dernier lieu, on conclura avec un résumé de l'ensemble de nos résultats et déductions.

Chapitre I

I-1 INTRODUCTION :

Le nitrure de gallium GaN est un matériau sur lequel les recherches ont commencé dans les années 60. Cependant le développement des nitrures a été limité par la mauvaise qualité du matériau obtenu et par la difficulté du dopage (p). Néanmoins avec l'évolution des recherches, on arrive aujourd'hui à obtenir un GaN de bonne qualité ainsi qu'une mise au point d'un dopage type p. Ces réalisations ont fait du nitrure de gallium l'axe de recherche principal dans plusieurs domaines, optoélectronique et micro-ondes.

Le GaN a l'avantage d'avoir une bande interdite directe et large de 3,4 eV à 300K, de plus, par le fait de sa structure cristalline wurtzite et sa forte ionicité, il exhibe une variété de propriétés qui n'est pas présente (ou d'une façon moins importante) dans les semiconducteurs conventionnels. L'élément principal est l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique dont plusieurs études expérimentales et théoriques ont révélé son importance dans la conception et l'analyse des composants à base d'hétérostructures de nitrures.

L'intérêt dans ce chapitre sera donc de reporter un bref résumé sur les principales propriétés connues sur le GaN.

I-2 PROPRIETES DU NITRURE DE GALLIUM :

Les nombreuses propriétés mécaniques, thermodynamiques, optiques, électroniques, structurales, thermiques et électriques du GaN, font de ce semiconducteur un élément attractif pour plusieurs études dans divers domaines.

Nous citerons dans ce paragraphe un ensemble de propriétés jugées utiles pour la suite de notre étude. On abordera entre autre la structure cristalline, mais aussi les propriétés électriques et plus exactement la polarisation induite dans les cristaux de nitrures, l'élément clé de toute l'importance accordée à ce matériau.

I-2-1 Propriétés structurales :

Le GaN se cristallise sous deux formes différentes, la structure hexagonale ou wurzite (h-GaN), et la structure cubique (blende de zinc: c-GaN). [1]

a- La structure blende de zinc :

Cette structure est formée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées comprenant chacun un type d'atome décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. Cette structure

est thermodynamiquement instable et est moins exploitée par rapport à l'autre type, la valeur de sa maille élémentaire est de $a_0 = 4.511 \text{ \AA}$ à 300K.

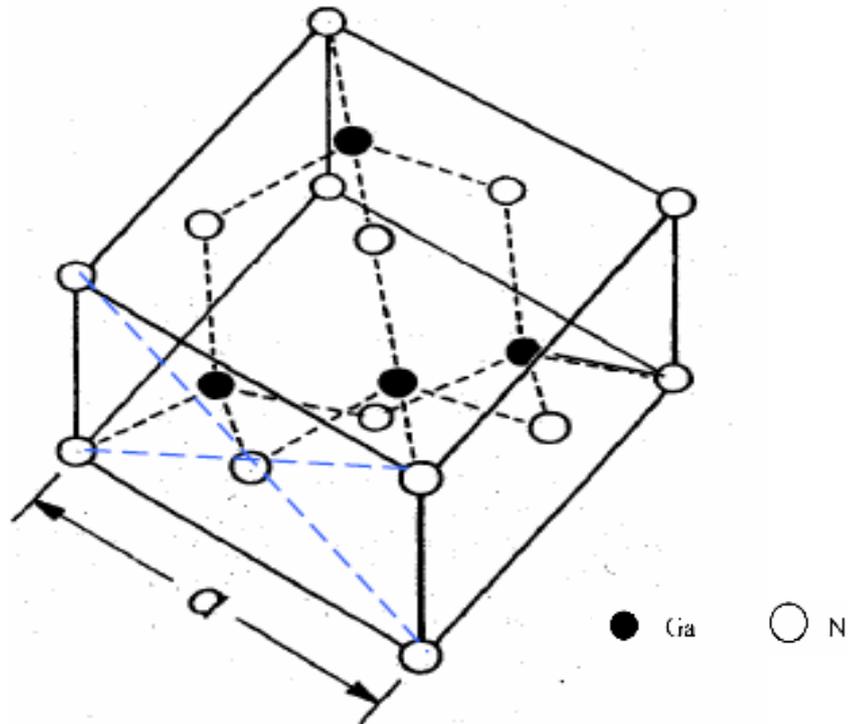


Figure I-1 : Structure cristalline blende de zinc du GaN [2]

b- La structure wurzite :

Celle-ci par contre est constituée de deux réseaux hexagonaux, l'un avec les atomes de gallium et l'autre avec les atomes d'azote, interpénétrés et décalés entre eux suivant l'axe c de $5/8$ de la maille élémentaire. (Figure I-2)

La structure wurzite possède deux paramètres principaux, (a_0) le paramètre de maille latérale et (c_0) le paramètre de maille verticale. Leurs valeurs ainsi que celles d'autres semi-conducteurs sont portées sur le tableau I-1. [3]

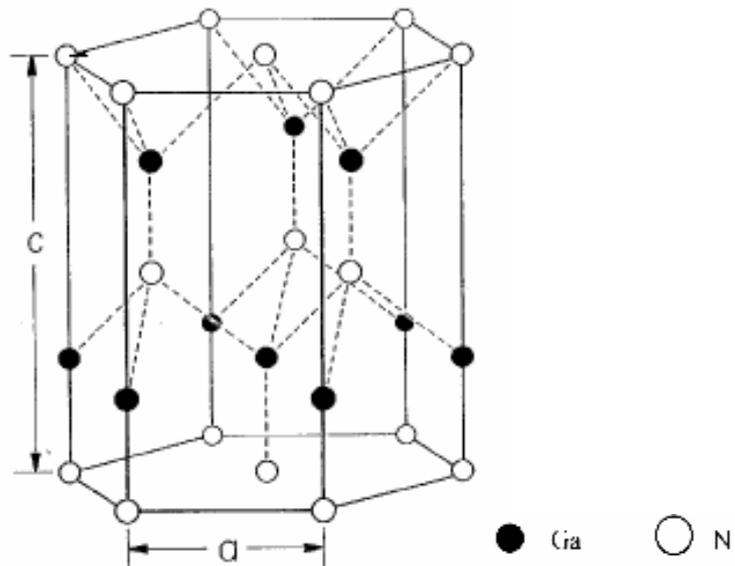


Figure I-2 : Structure cristalline hexagonale du GaN [2]

<i>Matériaux</i>	<i>AlN</i>	<i>GaN</i>	<i>InN</i>
$a_0 (A^\circ)$	3.112	3.189	3.540
$c_0 (A^\circ)$	4.982	5.185	5.705

Tableau I-1 : Relevé des valeurs des paramètres de maille du h-GaN à 300°k[3]

La croissance de la structure hexagonal du GaN se fait sur l'axe de croissance $[0001]$ ou $[000 \bar{1}]$, les atomes sont rangés en deux couches interpénétrées, décalées et formant deux espaces hexagonaux, l'un avec des cations c'est à dire des atomes de gallium (Ga) et l'autre par des anions c'est-à-dire les atomes d'azote (N).[4]

Si l'axe de polarité de la surface est $[0001]$ le sommet de la structure sera formé uniquement par des atomes de gallium, on l'appelle alors à face Ga, par contre l'axe de polarité $[000 \bar{1}]$ contient uniquement des atomes d'azote à la surface, on l'appelle alors à face N (figure I-3).

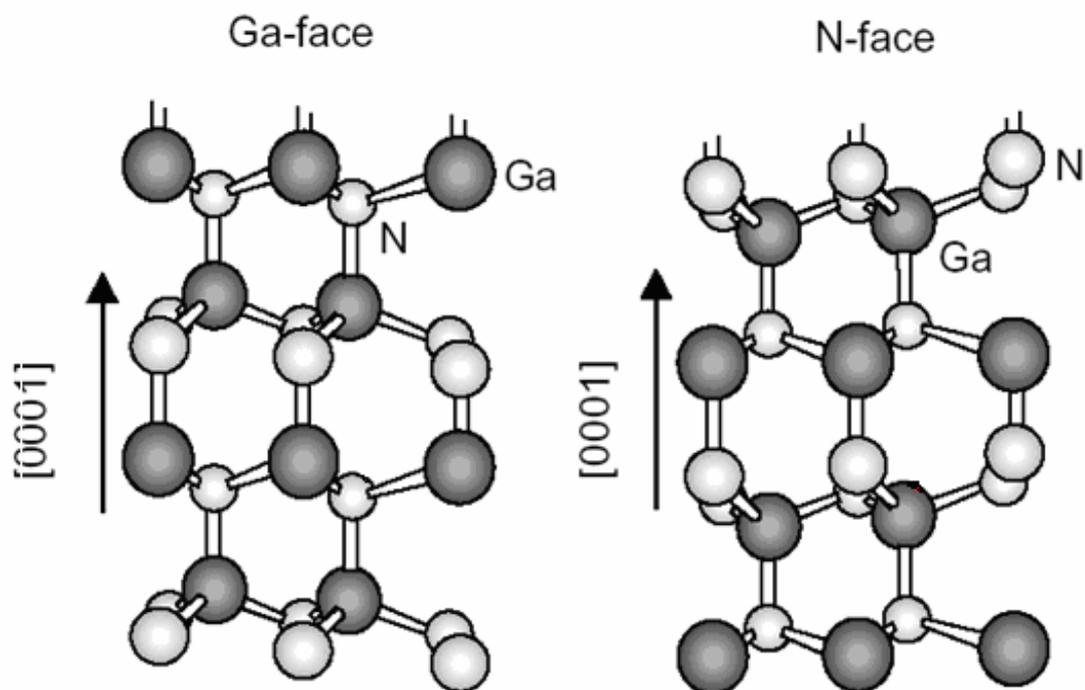


Figure I-3 : Schéma de la structure wurzite à face Ga et à face N [2]

L'effet des deux surfaces (face N) et (face Ga) du GaN n'est pas équivalent, et elles sont très différentes chimiquement et physiquement. La méthode de croissance est un facteur déterminant pour le type de face à obtenir, une croissance par MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) sur saphir est toujours à face Ga alors que par MBE (Molecular Beam Epitaxy) est soit à face Ga ou à face N, selon l'existence ou pas de la couche AlN de nucléation. De plus et grâce à leur polarité elles jouent un rôle important dans la formation et la position du gaz bidimensionnel existant dans les hétérostructures à base de nitrures. [1]

I-2-2 Propriétés électroniques :

Les deux polytypes du GaN présentent comme la plupart des matériaux III-V, une bande interdite directe au point (Γ) centre de la première zone de Brillouin. La largeur de cette bande a été estimée à 3.4 eV à température ambiante.

Le tableau qui suit résume quelques propriétés du GaN ainsi que d'autres semiconducteurs candidats pour les applications électroniques.

	Si	GaAs	SiC	GaN
Energie du gap à 300°k (eV)	1.11	1.43	3.2	3.4
Champ de claquage E V/cm	$6.5 \cdot 10^5$	$6.5 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$
Vitesse de saturation cm/s	$10 \cdot 10^7$	$2.0 \cdot 10^7$	$2.0 \cdot 10^7$	$2.5 \cdot 10^7$
Mobilité des électrons cm²/Vs	1350	6000	800	1600
Conductivité thermique W/cmK	1.5	0.46	3.5	1.7

TableauI-2 : Comparaison des propriétés de différents s/c dont le GaN [5]

I-2-3 Propriétés électriques :

i - La polarisation spontanée :

Dans la structure du GaN hexagonal, il apparaît une succession de dipôles orientés dans la direction [0001]. Ces dipôles sont créés du fait des relations de voisinages entre les atomes d'azote et de gallium dans la structure cristalline. En effet on a un atome de gallium pour quatre d'azote, dont trois sont dans le même plan cristallographique et perpendiculairement à l'axe c. On en déduit l'existence d'une polarisation spontanée, qui est là en l'absence de toute influence externe, contrainte ou champ électrique, contrairement à la structure blende zinc où la polarisation spontanée se perd à cause de la forte symétrie cristalline sur l'axe c. Le sens de cette polarisation dépend de la face du GaN considérée. [4]

La valeur numérique de la polarisation spontanée du GaN ainsi que quelques éléments III-V est reportée sur le tableau I-3.

ii - La polarisation piézoélectrique :

La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux à produire un dipôle électrique proportionnel à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme. En

appliquant une pression sur les cristaux des nitrures, on oblige la structure à s'accommoder aux contraintes et ceci par une variation de ses paramètres de maille, soit a_0 et c_0 . Il en résulte une variation de la polarisation qui n'est pas dû à la variation de la polarisation spontanée, puisqu'elle existe toujours dans le cristal et ne dépend d'aucun effet externe, mais à un autre type qu'on nommera la polarisation piézoélectrique.

La valeur de cette polarisation sera calculée à partir de la formule suivante : [4]

$$P_{PZ} = 2 \left(\frac{a(0) - a(m)}{a(m)} \right) * \left(e_{31}(m) - \frac{e_{33}(m)C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right) \quad \text{I-1}$$

où : e_{31} et e_{33} sont les constantes piézoélectriques

c_{13} et c_{33} sont les constantes élastiques

$a(0)$ et $a(m)$ sont les constantes de maille latérale à l'équilibre et sous contrainte.

Les valeurs des constantes usuellement utilisées sont relevées sur le tableau I-3.

D'après les valeurs des paramètres du tableau I-3, on remarque que l'entité $\left(e_{31}(m) - \frac{e_{33}(m)C_{13}(m)}{C_{33}(m)} \right)$

est toujours négative d'où on déduit que la polarisation piézoélectrique des groupes III-nitrures est toujours négative pour les structures sous contrainte tractive ($a > a_0$) et positive pour celles sous contrainte compressive ($a < a_0$) alors que la polarisation spontanée reste toujours négative.

Matériaux	AlN	GaN	InN
$a_0 (A^\circ)$	3.112	3.189	3.540
$c_0 (A^\circ)$	4.982	5.185	5.705
c_0 / a_0	1.6010	1.6259	1.6116
$P_{SP} (C/m^2)$	-0.081	-0.029	-0.032
$e_{31} (C/m^2)$	-0.60	-0.49	-0.57
$e_{33} (C/m^2)$	1.46	0.73	0.97
$C_{13} (Gpa)$	108	103	92
$C_{33} (Gpa)$	373	405	224

Tableau I-3 : Liste des paramètres usuellement utilisés pour le (h-GaN) –AlN et InN.

iii - La polarisation totale dans le GaN :

La polarisation totale du GaN est l'effet des deux polarisations générées dans le cristal et sera égale à :

$$P(\text{GaN}) = P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{GaN}) \quad \text{I-2}$$

La valeur positive ou négative de cette polarisation dépendra du sens de l'orientation des deux polarisations. Ce sens est lui-même défini selon que la structure est sous traction ou compression. Si le cristal du GaN est sous contrainte tractive ou extensive, la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique sont de même sens et la polarisation totale s'en trouve augmentée. Par contre si le cristal est sous contrainte compressive, les deux polarisations sont de sens opposés, donc la polarisation totale diminue.

Notons que la variation spatiale des champs de polarisation piézoélectrique et spontanée fait naître une densité de charge (ρ) tel que : [4]

$$\nabla \cdot P(\text{GaN}) = \nabla \cdot (P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{GaN})) = -\rho_{\text{surf}} \quad \text{I.3}$$

I-3 IMPACT DE LA POLARISATION SUR L'HÉTÉROSTRUCTURE AlGaN/GaN :

Dans le cas de l'hétérostructure AlGaN/GaN (figure I-4) :

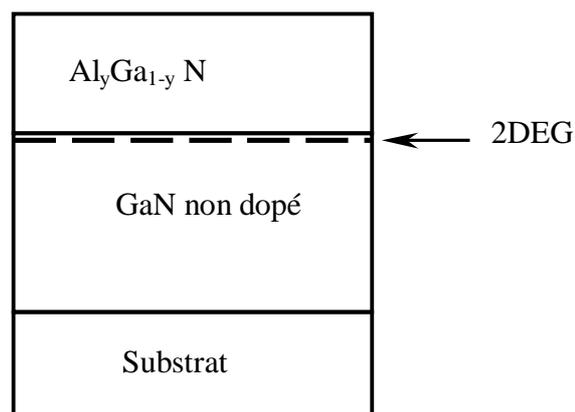


Figure I-4 : L'hétérostructure AlGaN/GaN

Les deux semi-conducteurs sont à gap différents, leur juxtaposition impose, à l'équilibre thermodynamique, l'alignement des deux niveaux de Fermi ce qui cause une courbure des bandes de conduction et de valence. La bande de conduction du GaN se trouve alors très proche du niveau de Fermi à l'interface formant ainsi un puits de potentiel triangulaire entre E_F et E_c (figure I-5) où les électrons provenant de l'AlGaN (grand gap, petite affinité électronique) sont confinés dans le puits dans des niveaux d'énergie distincts. Selon la structure, on peut avoir un ou plusieurs niveaux d'énergie E_i . Mais en pratique, seuls les deux premiers niveaux sont quasi pleins à température ambiante. Avec l'hétérointerface d'un côté et le potentiel de barrière d'un autre côté, les électrons sont libres seulement dans le plan de l'interface. La discontinuité entre les bandes énergétiques est donc la cause de la formation du gaz bidimensionnel 2-DEG mais pas l'origine des fortes concentrations évaluées, ceci ne peut être dû qu'à la densité de charges positives créée par la polarisation à l'interface des deux matériaux. [3,4]

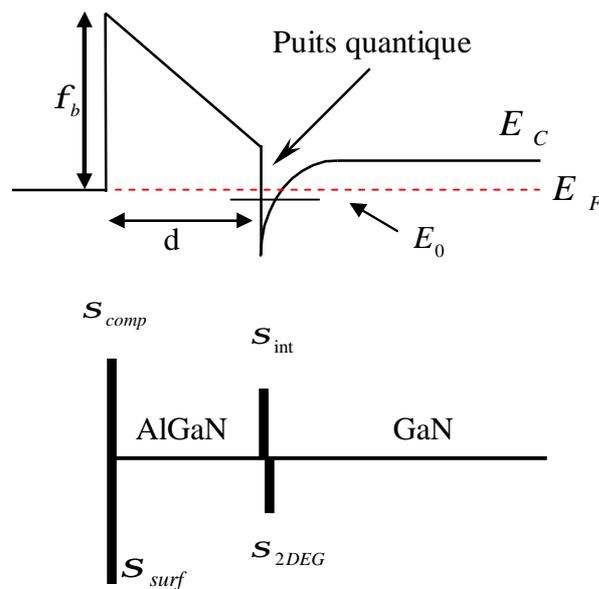


Figure I-5 : Schéma de la distribution des charges et diagramme énergétique de la bande de conduction de l'hétérostructure AlGaN/GaN

I- 3 -1 La polarisation spontanée et piézoélectrique :

A cause des deux polarisations distinctes, et qu'on ne peut observer dans les autres hétérostructures (III-V) conventionnelles, des valeurs de la concentration du 2-DEG de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} ou plus ont été obtenues pour des structures non dopée.

L'effet de la polarisation est très distinct sur la caractéristique du composant et ceci selon la nature de la surface formant l'hétérojonction. Tel qu'on peut le voir ci- dessous, le sens de la polarisation spontanée du GaN est lié au type de face auquel on a affaire. On peut voir sur la figureI-6, que la polarisation spontanée pointe vers le substrat pour la face-Ga et dans le sens contraire pour la face-N. [6]

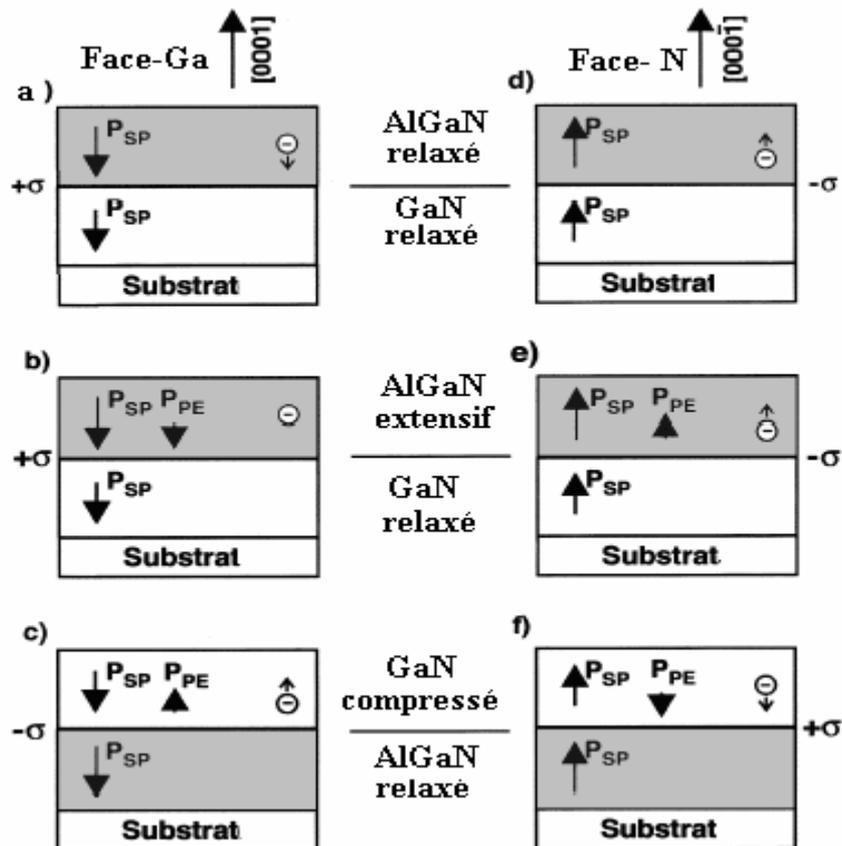


Figure I-6: sens des polarisations pour les faces Ga et N desHEMTs AlGaN/GaN Relaxé et sous contrainte.[7]

La polarisation piézoélectrique change quant à elle de sens négativement ou positivement selon les contraintes. On déduit la polarisation totale de la couche de GaN ou celle de l' AlGaN comme étant la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique :

$$P = P_{pz} + P_{sp}$$

avec :

$$P(Al_y Ga_{1-y}N) = P_{SP}(Al_y Ga_{1-y}N) + P_{PZ}(Al_y Ga_{1-y}N) \quad I-4$$

$$P(GaN) = P_{SP}(GaN) + P_{PZ}(GaN) \quad I-5$$

D'où

$$P = (P_{sp}(GaN) + P_{sp}(AlGaN)) + (P_{pz}(GaN) + P_{pz}(AlGaN)) \quad I-6$$

De plus la position et la nature du gaz bidimensionnel formé à l'hétérointerface dépendent eux aussi de la face du GaN et de la séquence des couches de la structure utilisée comme on peut le voir sur la figure I-6 pour les cas (c) et (f).

A titre de comparaison pour les différents cas précédents, on remarque que la densité de charge formée à l'interface de la jonction AlGaN /GaN dans les cas (a) et (b) est positive, ce qui aura pour conséquence d'attirer les charges négatives qui sont les électrons, alors que dans les cas (d) et (e) la densité de charges est négative et par conséquent, il y a formation d'un gaz de trous (2-DHG).

Pour les cas (c) et (f) où la séquence de la structure a été changée, puisqu'on utilise du GaN contraint sur du AlGaN relaxé, on peut voir que pour la face Ga il y a désormais formation d'un gaz de trous alors que pour la face N c'est un gaz d'électrons. Le siège du canal est, pour tous les cas présentés, le matériau à faible gap (GaN). [6]

On déduit de cette analyse que les conditions optimales pour avoir une meilleure concentration du 2-DEG sont un GaN à face Ga complètement relaxé sur lequel on fait croître sous contrainte extensive (tractive) la couche AlGaN (cas b).

I- 3 -2 Calcul de la densité de charges due à la polarisation :

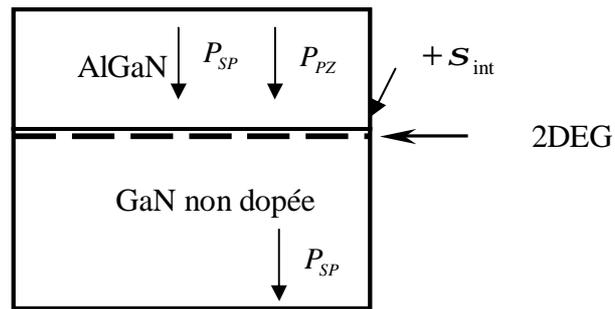
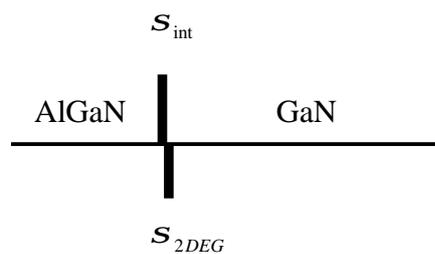


Figure I-7: L'hétérostructure AlGaN/ GaN à face Ga

Par analogie avec ce qui a précédé (Eq I-3) on peut facilement conclure que la polarisation induit aussi une densité de charge (s_{int}) dans les hétérostructures et en assumant que l'ordre est celui dans lequel on fait croître les matériaux, son expression sera donnée par : [4]

$$s_{int} = (P_{SP} + P_{PZ})_{couche1} - (P_{SP} + P_{PZ})_{couche2} \quad I-7$$

La différence des polarisations piézoélectrique et spontanée entre les couches de l'AlGaN/GaN détermine la densité de charges fixes à l'interface entre les deux matériaux, cette différence de polarisation induit une charge positive (figure I-8), les électrons sont alors attirés par cette charge et finissent par s'accumuler à l'hétérointerface formant un canal conducteur. La présence de charges positives et négatives induit un champ électrique assez fort pour aider à former une grande densité de charges et établir un bon confinement dans le canal.



FigureI-8 : Diagramme des densités de charges présentes à l'hétérojonction

En l'absence de tout champ électrique externe la polarisation totale (P) du HEMT AlGaN/GaN induit une densité de charges (S) tel que :

$$s = -\nabla \cdot P$$

Pour la structure wurtzite, cette polarisation est dirigée le long de l'axe c perpendiculairement à l'interface de l'hétérostructure. La densité de charge y est formée est son expression sera donnée par:

$$S_{\text{int}} = P_{\text{tot},\text{couche1}} - P_{\text{tot},\text{couche2}} \quad \text{I-8}$$

$$S_{\text{int}}(y) = [P_{SP} + P_{PZ}]_{\text{couche1}} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{\text{couche2}} \quad \text{I-9}$$

En respectant l'ordre de croissance on obtient :

$$S_{\text{int}}(y) = [P_{sp}(GaN) + P_{pz}(GaN)] - [P_{sp}(Al_yGa_{1-y}N) + P_{pz}(Al_yGa_{1-y}N)] \quad \text{I-10}$$

La polarisation spontanée de la couche AlGaN est :

$$P_{SP}(y) = (-0.052y - 0.029) \quad C/m^2 \quad \text{I-11}$$

La polarisation piézoélectrique de la couche AlGaN est :

$$P_{PZ}(Al_yGa_{1-y}N) = 2 \left(\frac{a(0) - a(y)}{a(y)} \right) * \left(e_{31}(y) - \frac{e_{33}(y)C_{13}(y)}{C_{33}(y)} \right) \quad \text{I-12}$$

où les paramètres de maille et les coefficients de polarisation en fonction de la concentration d'aluminium (y) sont donnés ci dessous : [3,4]

Ø La constante de maille :

$$a(y) = (-0.077y + 3.189) * 10^{-10} m \quad \text{I-13}$$

Ø Les constantes d'élasticités :

$$C_{13}(y) = (5y - 103) \quad GPa \quad \text{I-14}$$

$$C_{33}(y) = (-32y - 405) \quad GPa \quad \text{I-15}$$

Ø Les constantes piézoélectriques :

$$e_{31}(y) = (-0.11y - 0.49) \quad C/m^2 \quad \text{I-16}$$

$$e_{33}(y) = (0.73y - 0.73) \quad C/m^2 \quad \text{I-17}$$

Puisqu'on assume que le GaN est totalement relaxé (conditions optimales pour une meilleure concentration du 2-DEG) donc il ne possède pas de polarisation piézo-électrique de cela on déduit $P_{PZ}(GaN) = 0$

La polarisation spontanée du GaN est :

$$P_{sp}(GaN) = -0.029 \quad C/m^2 \quad \text{I-18}$$

L'expression finale de $S_{int}(y)$ sera :

$$S_{int}(y) = P_{sp}(GaN) - P_{sp}(Al_yGa_{1-y}N) - 2 \left(\frac{a(0) - a(y)}{a(y)} \right) * \left(e_{31}(y) - \frac{e_{33}(y)c_{13}(y)}{c_{33}(y)} \right) \quad \text{I-19}$$

I-3 -3 Calcul de la concentration n_s du 2-DEG :

Tel qu'il a été cité plus haut, la charge fixe induite par le changement de la polarisation des deux couches attirera à l'interface, une charge mobile compensatrice de signe opposée (Figure I-8).

La concentration n_{s0} des électrons attirés par cette densité de charge pour une structure AlGa_N/Ga_N sera donnée par l'expression : [4]

$$n_{s0} = S_{int}(y) / q - [e_0 e(y) / (d) q^2] [q f_b(y) + E_F(y) - \Delta E_c(y)] \quad \text{I-20}$$

où :

$S_{int}(y)$ est donnée par (I-19)

La permittivité du vide e_0 est égale à $8.854 \cdot 10^{-14}$ (F.cm⁻¹) et celle du AlGa_N $e(y)$ qui est sous la forme:

$$e(y) = 9.5 - 0.5y \quad (\text{Cm}^{-1}\text{V}^{-1}) \quad \text{I-21}$$

La hauteur de la barrière du AlGa_N $f_b(y)$ est :

$$f_b(y) = 0.84 + 1.3y \quad (\text{eV}) \quad \text{I-22}$$

La discontinuité entre les couches du Ga_N et AlGa_N est :

$$\Delta E_c = 0.7(E_g(y) - E_g(0)) \quad (\text{eV}) \quad \text{I-23}$$

où E_g , la largeur du gap de l'AlGa_N est donnée par

$$E_g(y) = 6.13y + 3.42(1-y) - y(1-y) \quad (\text{eV}) \quad \text{I-24}$$

E_F est approximé par [4] :

$$E_F(y) = E_0(y) + E_1(y) + \frac{h^2}{4pm^*(y)} ns(y) \quad (\text{eV}) \quad \text{I-25}$$

$E_0(y)$ et $E_1(y)$ sont les niveaux d'énergie du puits quantique formé entre les deux semiconducteurs et sont exprimés par :

$$E_0(y) = g_0 n s^{2/3} (eV) \quad \text{et} \quad E_1(y) = g_1 n s^{2/3} (eV)$$

avec:

$$g_0 = 2.123 \times 10^{-12} \quad \text{et} \quad g_1 = 3.734 \times 10^{-12} \quad \text{I-26}$$

En utilisant les équations précédentes, on pourra calculer la concentration des électrons en fonction de la concentration (y) de l'aluminium pour différentes épaisseurs de la couche AlGa_N (figure I-9). Cette courbe montre la dépendance du 2-DEG de ces deux paramètres en effet, la concentration du 2DEG converge vers la valeur de la densité de charge fixe induite par la polarisation lorsque l'épaisseur de la couche AlGa_N varie.

De plus en faisant varier l'épaisseur de la couche AlGa_N pour deux valeurs, soit $d=10\text{nm}$ et $d=30\text{nm}$, comme on le voit sur la figure I-9, on constate que pour un taux d'aluminium de $y=0.3$, la valeur de n_s varie de $1.32 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ à $1.63 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ pour $d=10\text{nm}$ et $d=30\text{nm}$ respectivement. On remarque aussi que la concentration du 2DEG se rapproche de la densité de charge fixe induite par la polarisation quand l'épaisseur de la couche AlGa_N augmente

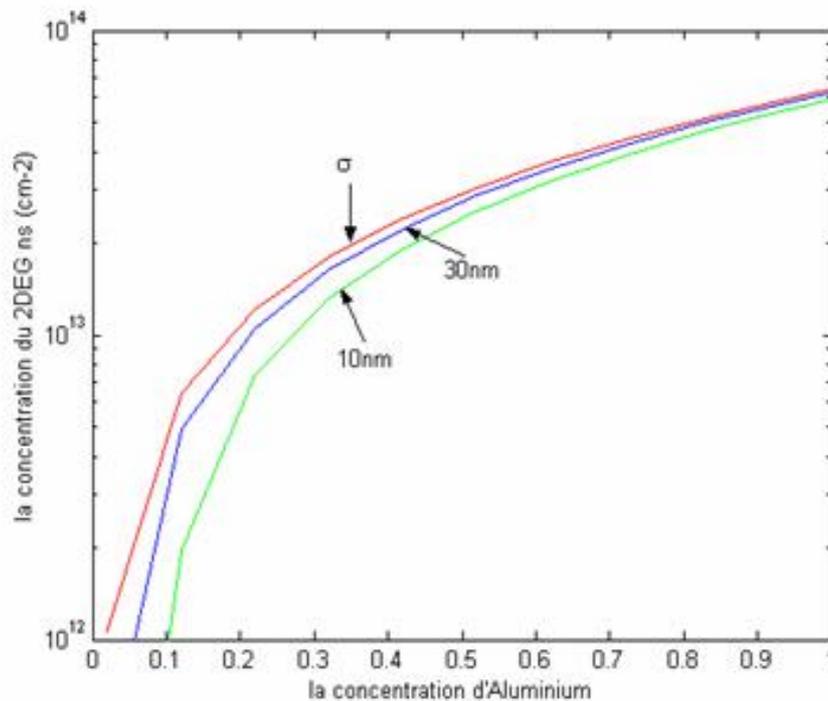


Figure I-9 : Variation de la densité n_s en fonction du taux d'aluminium (y) pour différentes épaisseurs (d)

I- 4 PROCEDES ET SUBSTRATS POUR LA CROISSANCE DU GaN :

A l'inverse des semi-conducteurs connus tels que le Si ou le GaAs, il n'existe pas de substrat de GaN monocristallin massif dans le commerce, quoique certains d'entre eux ont été élaborés avec succès sous haute pression, mais le produit disponible n'est pas très grand par rapport à la durée de croissance (100mm pour 200h de croissance) ceci oblige l'utilisation de substrats différents du GaN pour un dépôt de couches sur de grandes surfaces, ce qui rajoute un problème d'hétéroépitaxie puisqu'il n'y a pas de substrat en accord de maille avec le GaN, de plus le type de GaN obtenu est étroitement lié au substrat de départ et les conditions de croissance restent primordiales pour favoriser l'une ou l'autre des phases, cubique ou hexagonale [8].

La plupart des couches de GaN élaborées sont déposées sur substrat saphir (Al_2O_3). Malgré les grandes différences des paramètres de maille et de dilatation thermique (14%) en plus d'une faible conductivité thermique, il a l'avantage d'avoir une grande stabilité en température et est disponible à un prix abordable. En revanche pour le 6H-SiC, le développement de la croissance du GaN sur ce substrat ne s'est faite que récemment alors qu'il présente les paramètres de maille et de coefficient de dilatation thermique les plus proches de ceux du nitride de gallium (3.5%), mais il reste qu'il n'existe pas de technique de gravure permettant l'obtention d'un état de surface approprié à l'hétéroépitaxie du GaN et ce substrat reste encore très coûteux.

De nos jours, ce sont les substrats silicium qui sont très attractifs parce qu'ils présentent une bonne morphologie de surface, leur technologie est plus développée, ont un prix abordable par rapport au saphir et au SiC et de plus ils permettent l'intégration des dispositifs à base de GaN dans la microélectronique. L'inconvénient majeur est que les couches de GaN élaborées sur Si présentent une concentration de défauts importante du fait des différences de paramètres de maille (17%) et de coefficient de dilatation thermique trop importantes. [8]

Matériau	structure cristalline
<u>Substrat pour h-GaN</u>	
Saphir	hexagonal
Si (111) (100)	cubique
GaAs (111) (100)	cubique
AlN (couche tampon)	wurtzite
ZnO	wurtzite
6HSiC	wurtzite
<u>Substrat pour c-GaN</u>	
3CSiC	cubique
Si (100)	cubique
GaAs (100)	cubique
MgO	cubique

Tableau I-4: Différents substrats utilisés pour le GaN

I-5 CROISSANCE ET DOPAGE DU GaN :

Les premiers films de GaN ont été obtenus par épitaxie en phase vapeur aux hydrures sur substrat saphir. Cette méthode présente l'avantage de donner des vitesses de croissance très grandes, ce qui a permis d'obtenir des films très épais, mais leur qualité était moindre que ceux obtenus par les nouvelles méthodes tel que MOVPE (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) et la MBE(moléculaire beam épitaxy) qui présente l'avantage de permettre un contrôle de la croissance et des épaisseurs des couches épitaxiées, de plus, les faibles températures de croissances autorisées permettent l'obtention des couches de GaN cubique, reste que les vitesses de croissances sont très lentes par rapport à la MOVPE .[1]

Le dopage de type n du GaN est le plus souvent réalisé avec du silicium ou du germanium, leur solubilité est meilleure, de l'ordre de 10^{20} cm^{-3} pour le Si, de plus leurs concentrations sont plus facilement contrôlables que celle de l'oxygène.

Pour ce qui est du dopage p du GaN il est nettement moins développé que le dopage de type n, il est beaucoup plus difficile à réaliser, comme cela est souvent le cas dans les matériaux à large gap. L'accepteur le plus utilisé est le magnésium.

Néanmoins, le GaN non intentionnellement dopé présente un fort résiduel de type (n) de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} dans le meilleur des cas. L'origine de ce dopage n'est toujours pas déterminée, mais il est fréquemment attribué aux lacunes d'azote issues des étapes de la croissance.

I-6 LES DEFAUTS DANS LE GaN :

Le GaN étant relaxé lors de l'épitaxie. Cette relaxation induit une forte concentration de dislocations et de fautes d'empilement dans les couches. En plus de l'utilisation de substrats fortement désaccordés, la différence de dilatation entre le substrat et le GaN, donne lieu à une contrainte résiduelle lors du refroidissement des échantillons de la température de dépôt à l'ambiante. Cette contrainte est en partie relaxée par la propagation des dislocations. De tout ceci il en résulte que même les couches de GaN de bonne qualité contiennent une très forte concentration de défauts étendus comparativement aux autres semiconducteurs III-V tels que le GaAs ou InP. A cause de cette densité de défauts, la durée de vie des porteurs est nécessairement réduite et les caractéristiques des dispositifs ne sont plus optimales.

I- 6 -1 Défauts étendus dans le GaN hexagonal :

Les clichés de microscopie électronique en transmission (TEM) [9] révèlent, dans les couches de GaN hexagonal, un important réseau de dislocations vis se propageant parallèlement à la direction de croissance. Dans le GaN épitaxié sur saphir la densité des dislocations est de l'ordre de 10^{10} cm^{-2} (et 10^8 cm^{-2} dans les meilleurs des cas).

Il a été remarqué que leur dispersion latérale est du même ordre de grandeur que les largeurs des régions actives des composants. Les zones actives sont donc nécessairement traversées par une ou plusieurs dislocations.

Sur substrat 6HSiC, la concentration de ces dislocations semble plus faible, (probablement du fait du meilleur accord de maille) mais elle reste assez importante.

I-6 -2 Défauts étendus dans le GaN blende de Zinc:

Les images TEM de GaN cubique présentent de nombreux défauts planaires à l'interface entre c-GaN et le substrat, que ce dernier soit GaAs, 3C SiC ou MgO. Ces défauts se propagent suivant les directions (111) du nitrure de gallium. L'intersection de deux de ces défauts peut les amener à s'annihiler. Par conséquent, la qualité cristalline du GaN cubique est améliorée loin du substrat. Notons que toute rugosité du substrat induit une zone cristalline défectueuse dans le GaN où la formation d'inclusions hexagonales est favorisée. [9]

I-6-3 Avantage du GaN cubique :

Si le développement du GaN à phase cubique est resté modéré par rapport au GaN hexagonal, (retard principalement dû à la métastabilité de cette phase, et qui rend difficile l'obtention d'un matériau de bonne qualité sans inclusions de phase hexagonale), l'utilisation de la phase cubique devrait présenter certains avantages pour la réalisation et le fonctionnement des composants. En effet, la propagation des dislocations est moins efficace dans les structures cubiques d'orientation $\langle 100 \rangle$, puisqu'elles peuvent interagir et s'annihiler à leur intersection. De plus, les propriétés de transport électronique pourraient être améliorées, puisque, les masses effectives des porteurs de charge sont plus faibles dans le GaN cubique on atteint des mobilités supérieures à celles atteintes dans la phase hexagonale.

Pour la réalisation de diodes émettrices de lumière, le c-GaN bénéficie d'une bande interdite moins large que celle du h-GaN. Il serait donc possible d'atteindre les longueurs d'onde visibles en utilisant les alliages InGaN avec un plus faible pourcentage d'Indium dans le système cubique. Cet élément constitue un avantage par rapport au système hexagonal car l'indium est difficile à incorporer en grande quantité sans dégrader la qualité du matériau. [9]

De plus, l'absence d'effets piézoélectriques (dont le GaN hexagonal est le siège) dans les couches cubiques sur substrats (100) permet d'obtenir un meilleur effet de confinement dans les structures quantiques.

Enfin, le cristal cubique épitaxié sur substrat (100) se clive plus aisément, ce qui facilite la réalisation de cavités laser.

I-7 APPLICATIONS :

Nul ne peut contester que jusqu'à ce jour que c'est la phase hexagonale du GaN qui est la responsable de toutes les performances atteintes par les dispositifs à base de ce matériau et ce

malgré les avantages que peut présenter la phase cubique. En effet l'avantage du GaN à avoir un gap de 3.4 eV (ce qui correspond à une longueur d'onde de 365 nm en ultra violet) est très exploité en optoélectronique. Nous citons son utilisation dans les LEDs blanches ou couleurs à simples ou doubles hétérostructures, pour les LEDs à structure SQW ou MQW (puits quantique simple ou multiple) mais aussi dans les diodes lasers, les détecteurs ultra violet, les photoconducteurs et photodiode Schottky ; p-i-n ; MSM.

On cite dans le tableau qui suit les performances de quelques DEL à base de nitrures, comparativement à celles obtenues dans d'autres matériaux. [1]

<i>Matériau</i>	<i>Longueur d'onde d'émission</i>	<i>Intensité lumineuse</i>	<i>Puissance émise</i>	<i>Rendement quantique externe</i>
Rouge GaAlAs	660 nm	1790 mCd	4885 μ W	12.83 %
Vert GaP	555 nm	63 mCd	30 μ W	0.07%
Vert InGaN	500 nm	2000 mCd	1000 μ W	2.01%
Bleu SiC	470 nm	9 mCd	11 μ W	0.02%
Bleu InGaN	450 nm	2500 mCd	3000 μ W	11 %

Tableau I-6 : Caractéristiques de DEL à différentes couleurs

Dans le domaine des hyperfréquences, on le retrouve dans les transistors à haute mobilité hémis, où les valeurs de la densité d'électrons (n_s) sont élevées par rapport aux autres hémis tel qu'on peut le voir sur le tableau ci-dessous : [10]

<i>Hétérojonction (barrière/canal)</i>	ΔE_c eV	n_s 10^{12} cm^{-2}
$Al_{0.3}Ga_{0.7}As/GaAs$	0.22	1.5
$Al_{0.25}Ga_{0.75}As/In_{0.2}Ga_{0.8}As$	0.36	3
$In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As$	0.52	4...5
$Al_{0.3}Ga_{0.7}N/GaN$	0.42	10...5

Ces résultats qui ont favorisé l'emploi des composants à base de nitrure dans les domaines civils et militaires pour les applications à distance tel que les radars, les communications mobiles, la navigation aérospatiale.

I-8 CONCLUSION :

Dans ce chapitre on a présenté un résumé sur les nitrures de gallium, ses propriétés structurales, électriques et électronique, ainsi que les substrats utilisés pour la croissance de ce matériau.

L'élément important est la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique et leur influence sur les propriétés et comportement des composants.

Le GaN possède une polarisation spontanée permanente d'une valeur de -0.029 C/m^2 , valeur élevée par rapport aux autres semiconducteurs AlN et InN et une polarisation piézoélectrique dont les coefficients sont encore supérieurs.

L'effet de la combinaison de ces deux polarisations fait surgir une densité de charge qui sera l'origine de la concentration n_s du 2-DEG dont la valeur s'évalue à 10^{13} cm^{-2} à l'interface des hétérojonctions en l'absence de tout dopage dans la structure.

Ces particularités ont été exploitées dans plusieurs domaines spécialement en optoélectronique pour la fabrication des leds pour le bleu, l'ultra violet, des détecteurs UV et en micro-ondes pour des transistors fonctionnant à des fréquences et températures élevées.

Chapitre II

II-1 INTRODUCTION :

L'objectif de ce chapitre est de présenter les différents transistors à effet de champ utilisés dans des conceptions hyperfréquences. Tout d'abord, nous proposerons une description géométrique et physique des transistors micro-ondes les plus utilisés actuellement. Nous présenterons ici les MESFETs et leur dérivés les HEMTs. On s'intéressera au principe de fonctionnement du hemt en général mais surtout à l'étude des particularités du HEMT AlGaN/GaN et l'effet de l'introduction du nitruure de gallium en tant que matériau de base pour la conception de ces transistors.

Cet effet qui débutera par la création des charges de polarisations induites par le fait que le GaN (et ses alliages), est un matériau très polaire et qui à la fin se ressentira sur les caractéristiques du composant.

L'analyse et l'utilisation des effets de la polarisation dans les transistors à base d'hétérostructures seront détaillées à travers la variation de différents paramètres.

II-2 LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMPS :

Le transistor à effet de champ, nommé FET ou TEC repose sur le fonctionnement d'un dispositif semi-conducteur unipolaire c'est-à-dire qu'il y a un seul type de porteur qui intervient. Donc pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur soit celui qui présente les meilleures propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion), les électrons ayant des propriétés plus intéressantes que les trous. Les FET sont essentiellement élaborés sur des matériaux de type N. Les divers types de transistors à effet de champ diffèrent par la nature du contact de grille élaboré, dont nous citons.

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

II-2-1 Les MESFETs :

Le transistor à effet de champ à barrière Schottky, contrairement au JFET, est un transistor dont la jonction PN est remplacée par une barrière Schottky soit metal-semiconducteur. La largeur du canal conducteur est modulée par la variation de la largeur a de la zone de charge d'espace de la diode, Figure II.1.

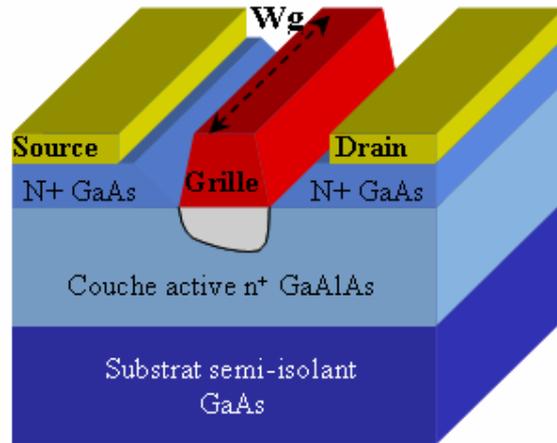


Figure II-1 : Schéma d'un MESFET AlGaAs [11]

La figure qui suit montre la vue en coupe du transistor polarisé. En régime de fonctionnement normal la grille est généralement polarisée négativement par rapport à la source alors que le drain est polarisé positivement par rapport à la source également. La présence du contact Schottky crée une zone dépeuplée de porteurs libres sous la grille. La concentration des électrons mobiles est donc maximale dans la fraction restante de la couche conductrice appelée canal conducteur. En effet lorsqu'on applique une tension V_{ds} positive, un flux d'électrons traverse le canal de la source vers le drain ce qui correspond à un courant I_{ds} dans le sens inverse. Or la section du canal conducteur disponible est limitée à $(a-d)$. Si on diminue V_{gs} , l'épaisseur (d) augmente, par conséquent le courant I_{ds} diminue. Lorsque (d) atteint la valeur (a) , le canal est alors pincé et I_{ds} s'annule. On se trouve ainsi en mesure de contrôler le passage du courant de sortie par la commande de grille. [9]

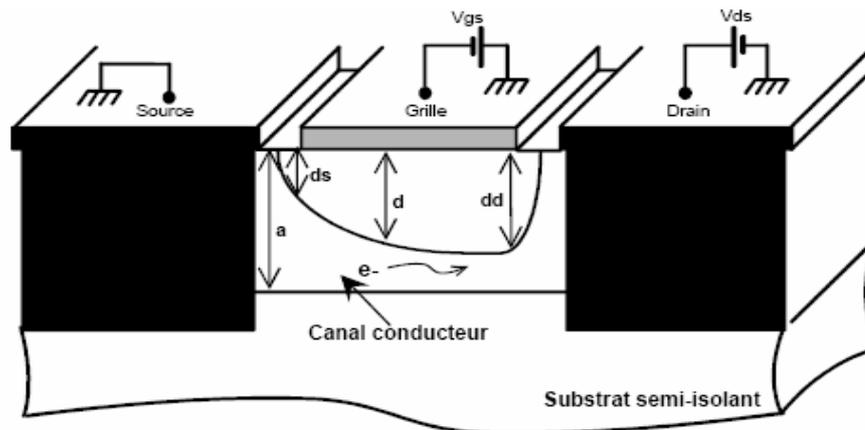
Afin de comprendre l'évolution de la profondeur de la zone désertée qui est plus importante du côté drain que du côté source, on exprime les épaisseurs d_s et d_D comme ceci :

$$d_s = \left[\frac{2e}{qN_d} (f_b - V_{gs}) \right]^{1/2} \quad \text{et} \quad d_D = \left[\frac{2e}{qN_d} (f_b - V_{gd}) \right]^{1/2}$$

or :

$$V_{gd} = V_{gs} - V_{ds}$$

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



emplacement des sources de polarisations [9]

Dans les MESFETs, les électrons assurant la conduction ont une mobilité limitée par des interactions avec les atomes donneurs, pour dépasser ce problème, il fut créé des transistors à hétérojonction qu'on appelle HEMT.

II-2-2 Les HEMTs :

Le principe du HEMT est basé sur l'hétérojonction entre semi-conducteur à grand gap et petit gap. Les premiers HEMTs furent les AlGaAs/GaAs, où on fait croître une couche non intentionnellement dopée de GaAs suivie d'une couche d'AlGaAs fortement dopée N^+ . A l'interface métal semiconducteur apparaît une barrière de potentiel pour les électrons qui correspond à la différence de travail de sortie entre le métal et le semiconducteur. Le comportement électrique de ce contact est celui d'une diode et en polarisation inverse, cette jonction se comporte comme un condensateur. La commande de grille étant de type Schottky, sa tension de diffusion et sa polarisation mettent la couche du AlGaAs en déplétion totale [12]. Les électrons libérés par les donneurs sont transférés alors depuis le matériau ayant le plus grand gap vers celui ayant le plus petit c'est-à-dire le GaAs où ils forment un gaz d'électrons bidimensionnel. On découvrit alors que les électrons pouvaient y atteindre une très grande vitesse en raison de l'absence d'ions donneurs. Dès lors de telle structures ont été à l'origine de transistors à effet de champ à hautes performances. Ainsi et grâce aux meilleures propriétés de transport des électrons, les HEMTs répondent aux besoins de la réalisation des circuits à des hautes fréquences, et leur performances en bruit sont meilleurs que celle des MESFETs.

De cela plusieurs types de transistors à effet de champ à hétérojonction ont été élaborés :

- Ø TEGFET : Two dimensionnal électron gas field transistor
- Ø HFET : Heterostructure field effect transistor
- Ø MODFET : Modulation doped field effect transistor
- Ø PHEMT : Pseudomorphic high électron mobility transistor

Les appellations TEGFET, MODFET et HFET indiquent des transistors à hétérojonctions à maille cristalline accordées ou quasi-accordées, c'est-à-dire que tous les matériaux épitaxiés sont en accord de maille sur le substrat, le paramètre cristallin est alors identique pour tous les matériaux. Les PHEMTs sont élaborés à l'aide de deux composés III-V à tailles de maille cristalline différentes mais peu éloignées, ils représentent la filière pseudo- morphique.[9]

Il est préférable d'avoir deux matériaux à propriétés cristallines semblables ou quasi proches pour former une bonne hétérojonction, le désaccord de maille joue un rôle important sur la qualité du produit.

Les HEMTs AlGaAs/GaAs ont été étudiés et exploités à leur limites dans des domaines de fréquences allant de 50Ghz à 60Ghz et plus encore pour le PHEMT AlGaAs/InGaAS/GaAs. On s'intéressa alors à de nouveaux matériaux : les nitrures.

II-3 HEMTS A BASE DE NITRURE DE GALLIUM AlGaN/GaN :

II-3-1 Description de la structure d'un HEMT :

La structure du HEMT est représentée sur la figure (II-3). Elle est constituée des matériaux suivants :[13]

- ü le substrat
- ü un matériau à grand gap
- ü un matériau à petit gap

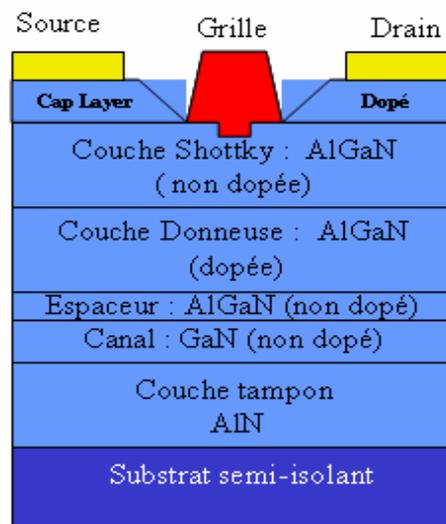


Figure II- 3 : Structure et différentes couches du HEMT AlGaN/GaN [11]

II-3 -2 Description des couches :

- **Couche cap layer** : c'est une couche superficielle, formée par un matériau de faible bande interdite afin de réaliser les contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche sera dans la plus part des cas dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.
- **Couche SCHOTTKY** : cette couche à grand gap non dopée réalise le contact Schottky de la grille.
- **Couche donneuse** : comme son nom l'indique, elle fournit les électrons libres à la structure, le dopage qui est généralement réalisé par un plan de dopage silicium, y joue un rôle important car il contribue à l'augmentation de la concentration des électrons fournis.
- **Espaceur (spacer)** : cette couche de matériau à grand gap intentionnellement non dopée, permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal. Les interactions électrons – impuretés sont ainsi réduites, on remarque que plus cette couche est épaisse, meilleur est la mobilité des électrons dans le canal par contre un espaceur moins épais (fin) favorise un transfert meilleur d'électron dans le canal.
- **Le canal**: c'est la plus importante des parties du HEMT, car c'est dans cet endroit que se crée le canal qui reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons et c'est cette couche qui déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.
- **La couche tampon** : en générale cette couche a des propriétés structurales moyennes entre celle du substrat et le matériau du canal. Elle permet une croissance meilleur du GaN, le type de face dépend en partie de cette couche et elle favorise le confinement des électrons en s'interposant à l'injection des porteurs vers le substrat.

- **Le substrat** : c'est la couche sur laquelle on fait croître les matériaux à épitaxies. Son choix est crucial pour la qualité du composant et son fonctionnement. En effet un mauvais choix de substrat peut causer lors de la croissance des dislocations, qui peuvent rendre le composant non fonctionnel. Les différents substrats utilisés pour la croissance de ces transistors ont été abordés dans le premier chapitre.[13]

II-3 -3 Caractéristiques électriques :

La structure complexe du HEMT rend très difficile une modélisation analytique complète du composant. Le recours au calcul numérique en est obligatoire, ce qui pose de façon récurrente le problème de définition des facteurs de qualité. Dans cette section, nous allons définir les paramètres décrivant le comportement global du HEMT. [14]

II-3-3-1 Le courant drain-source :

Le modèle du courant drain-source d'un HEMT doit prendre en compte la contribution de trois effets :

- ✓ **Le courant engendré par l'effet HEMT** : c'est le courant du gaz d'électron calculé sous la grille à l'interface de l'hétérojonction. On définit n_s la densité surfacique équivalente des électrons dans le puits.

$$I_{HEMT\ int} = qWn_sV(E(x))$$

avec :

x : position sur l'axe source-drain

W : la largeur de grille du composant.

$E(x)$: le champ électrique longitudinal à une abscisse donnée sous la grille.

$V(E(x))$: la vitesse des électrons dans le canal.

$n_s(x)$: la densité surfacique de charge du 2-DEG.

La densité de charges dans le puits peut être augmenté en augmentant le dopage de la barrière. La limite est fixée par le champ électrique à la jonction Schottky qui devient de plus en plus important à mesure que le dopage augmente : et induit des risques de claquage.

- ▼ **Le courant de l'effet MESFET parasite :** En considérant la barrière comme un canal de FET classique partiellement obstrué par la ZCE de la jonction Schottky :

$$I_{MESFET} = qWN_D h(x)V_{MES}(E(x))$$

avec

N_D : la densité volumique de dopant dans la barrière.

$h(x)$: l'épaisseur du canal MESFET à une abscisse x sous la grille.

V_{MESFET} : la vitesse des électrons dans la barrière.

- ▼ **Les éléments parasites résistifs :** Ce sont les éléments parasites des chemins d'alimentations des drains, grille et source du transistor. Ils induisent des chutes des tensions V_{ds} , et donc une diminution du courant I_{ds} et de la transconductance extrinsèque

II-3-3-2 La transconductance :

La transconductance intrinsèque g_m et définie comme la variation du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{gs} intrinsèque à V_{ds} constant :

$$g_m = \left[\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right]_{V_{ds}=Cste}$$

Le g_m intrinsèque traduit le contrôle de charge dans le canal par la tension de grille.

II-3-3-3 La conductance de sortie :

La conductance de sortie g_d est définie comme la variation du courant I_{ds} en fonction de V_{ds} à V_{gs} constant :

$$g_d = \left[\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right]_{V_{gs}=Cste}$$

Le g_d traduit la conduction drain-source parasite de la structure. Elle peut servir d'indicateur de régime de saturation. Elle est principalement due aux états énergétiques introduits dans la bande interdite et aux effets de canal court.

II-3-3-4 La capacité grille- source :

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

$$C_{gs} = \left[\frac{\partial Q}{\partial V_{gs}} \right]_{V_{gd}=Cste}$$

avec :

Q : la charge de la ZCE de la jonction Schottky.

II-3-3-5 La capacité grille-drain :

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

$$C_{gd} = \left[\frac{\partial Q}{\partial V_{gd}} \right]_{V_{gs}=Cste}$$

Cette capacité détériore les performances dynamiques de deux façons différentes : [14]

- Ø **Par effet Miller** : une partie de C_{gd} (ou multiple de C_{gs}) se retrouve reporté à l'entrée du transistor s'additionnant avec la capacité C_{gs} et diminuant ainsi le gain extrinsèque du transistor à haute fréquence.
- Ø **Par couplage direct** : A haute fréquence, C_{gd} relie directement l'entrée du transistor à sa sortie et peut provoquer des instabilités.

II-3-3-6 La capacité entre le drain et la source :

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

II-3-3-7 Les résistances R_i et R_{gd} :

Même lorsque la barrière est totalement dépletée sous la grille. Elle ne l'est pas complètement dans les zones qui ne sont pas exactement sous la grille, surtout dans les régions

d'accès au canal actif. De ce fait, les capacités C_{gs} et C_{gd} se retrouvent en série avec deux zones partiellement conductrices, respectivement R_i et R_{gd} .

II-3-3-8 Les résistances d'accès R_d et R_s :

Elles proviennent d'une part des résistances des contacts ohmiques de drain et de source. Et d'autre part, de la densité de charge limitée dans les régions d'accès. Le gain extrinsèque du transistor $g_{m \text{ extrinsèque}}$ diminue pour des valeurs élevées de R_s .

II-3-3-9 Le schéma équivalent petit signal :

Un schéma équivalent petit signal du HEMT peut être établie en utilisant les éléments cités ci-dessus. Ces paramètres décrivent l'effet HEMT et les éléments parasites issus de sa propre structure. Par ailleurs, lorsqu'un transistor HEMT est physiquement réalisé, quelque inductances se rajoutent au schéma L_g , L_d , L_s se sont les inductances parasites d'accès respectives aux grille, drain et source.

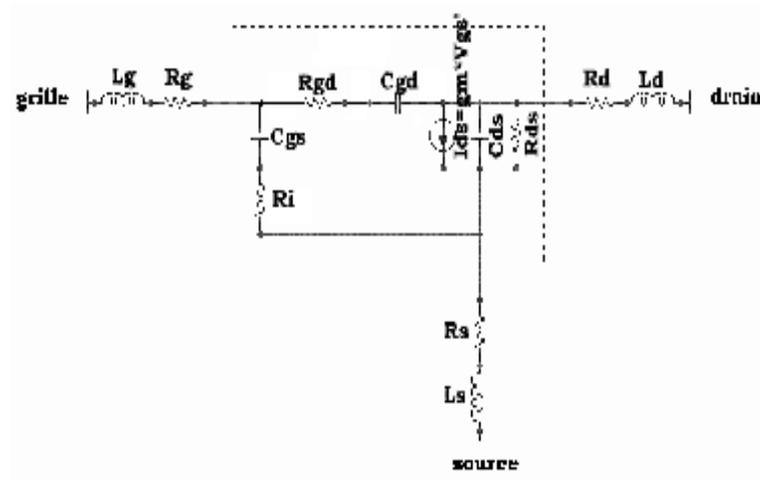


Figure II-4 : Schéma équivalent petit signal les transistors à effet de champ y compris le HEMT [14]

II-4 ETUDE DE L'HETEROJONCTION AlGaN/GaN :

II-4 -1 Formation et expression du 2-DEG :

Le principe de base du HEMT est le transfert des électrons des atomes donneurs de la couche à plus grand gap vers celle à petit gap pour former le canal près de l'interface. Les HEMTs AlGaN/GaN possèdent une si grande densité de charges n_s du 2-DEG qu'on ne peut attribuer cela uniquement à la grande discontinuité de bande entre le GaN et l'AlGaN mais surtout à la présence d'une forte polarisation à l'hétéro interface.

La figure qui suit montre un HEMT AlGaN/GaN, où d_d et d_i sont les épaisseurs respectives de la couche donneuse et de l'espaceur.

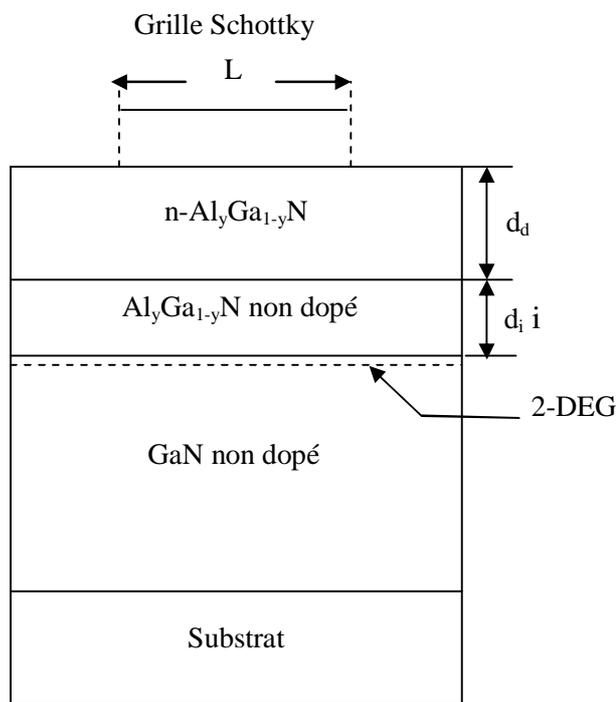


Figure II-5 : Schéma de la structure AlGaN/GaN

Le diagramme de bande associé à une telle structure est illustré sur la figure II-6, le principe de fonctionnement a été décrit plus haut, nous allons maintenant exprimer la densité de porteurs dans le 2-DEG, nous supposons dans l'étude qui suit que :

- ✓ Le 2-DEG est dans un puits de potentiel triangulaire à l'hétérointerface et que seules les deux premières sous bandes d'énergie E_0 et E_1 sont peuplés.
- ✓ La couche AlGaN est très dopée (N_d) et a une épaisseur d_d .
- ✓ Le spacer est une couche d'AlGaN non dopée et a une épaisseur d_i .

▼ L'origine positive des distances x est l'interface entre l'AlGaN et le GaN.

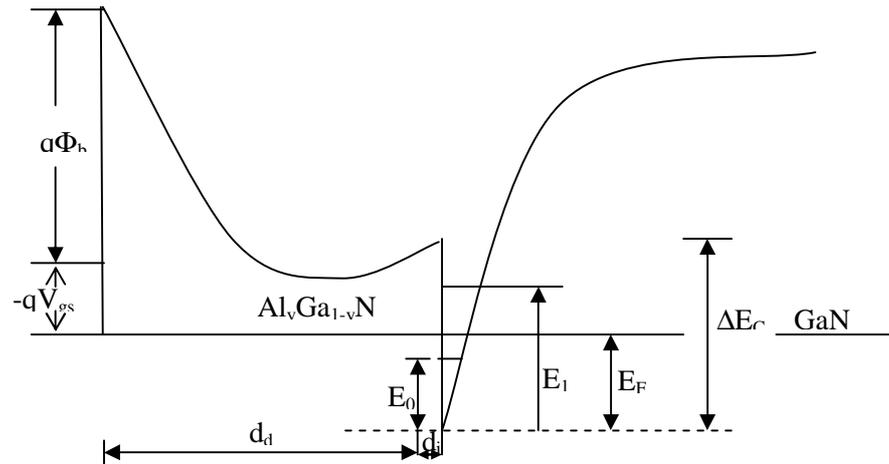


Figure II-6 : Diagramme énergétique de la bande de conduction du hémte AlGaN/GaN

L'utilisation de la résolution de l'équation de Schrödinger (Annexe 1) a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique et d'établir l'équation de la concentration des porteurs $n_s = f(E_F)$ tel que:[12]

$$n_s = Dk_B T \ln \left[\left(1 + e^{\frac{(E_F - E_0)}{kT}} \right) \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_1)}{kT}} \right) \right] \quad \text{II-1}$$

E_0 et E_1 , sont donnés par l'équation I-26.

D'un autre côté l'équation de Poisson (A_1) permet d'écrire n_s en fonction de la polarisation de grille V_{gs} et de s_{pol} et on peut écrire :

$$n_s = \frac{e(y)}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_{th}(y) \right) \quad \text{II-2}$$

où :

$$V_{th}(y) = \frac{f_b(y)}{q} - \frac{\Delta E_c(y)}{q} - \frac{qN_d}{2e_2} d_d^2 - \frac{s_{int}(y)}{e(y)} d \quad \text{II-3}$$

$f_b(y)$ est la hauteur de la barrière Schottky (I-22), $\Delta E_c(y)$ la valeur de la discontinuité des bandes entre l'AlGaN et le GaN (I-23) et $s_{int}(y)$ la densité de charge (I-19).

De cela, une estimation correcte de n_s nécessite donc une résolution simultanée des deux équations.

Quand le niveau de Fermi est bien en dessous des niveaux d'énergie E_0 et E_1 , la densité n_s a une valeur très faible c'est le régime de faible inversion, dès qu'il atteint le bas du puits de potentiel,

le dispositif opérera alors juste en dessous de sa tension de seuil, en approchant celle-ci le niveau de Fermi se trouve peu au dessus de la bande de conduction et la valeur de n_s commence alors à augmenter, le dispositif opère alors en régime de moyenne inversion. Mais dès que le niveau de Fermi est loin au dessus de E_C on a alors des valeurs considérables de n_s (c'est le régime de forte inversion), l'expression de n_s sera alors pour les trois régimes.[15]

En faible inversion :

$$n_s = 2Dk_B T \exp\left(\frac{q(V_{gs} - V_{th}(y))}{k_B T}\right) \quad \text{II-4}$$

En moyenne inversion :

$$n_s = n_0 \exp\left(\frac{q e(y) \left(V_{gs} - V_{th}(y) - \frac{q(d_d + d_i)n_0}{e(y)} \right)}{q^2 (d_d + d_i)n_0 + e(y)k_B T}\right) \quad \text{II-5}$$

Le terme n_0 représente la densité de charge à l'équilibre.

En forte inversion :

$$n_s = \frac{2e(y)qD}{(e(y) + 2q^2 D(d_d + d_i))} (V_{gs} - V_{th}(y)) \quad \text{II-6}$$

La courbe de la variation de n_s en fonction de V_{gs} en régime de forte inversion (figure II-7) montre que lorsque l'épaisseur (d_d) de la couche donneuse AlGaIn augmente, la concentration du 2-DEG augmente. Les grandes valeurs de n_s sont attribuées à la présence des charges de polarisation. La pente de cette courbe correspond à la capacité de la structure, qui est liée directement à la séparation entre la grille et le 2-DEG plus exactement à l'épaisseur (d), plus cette dernière augmente plus la capacité diminue.

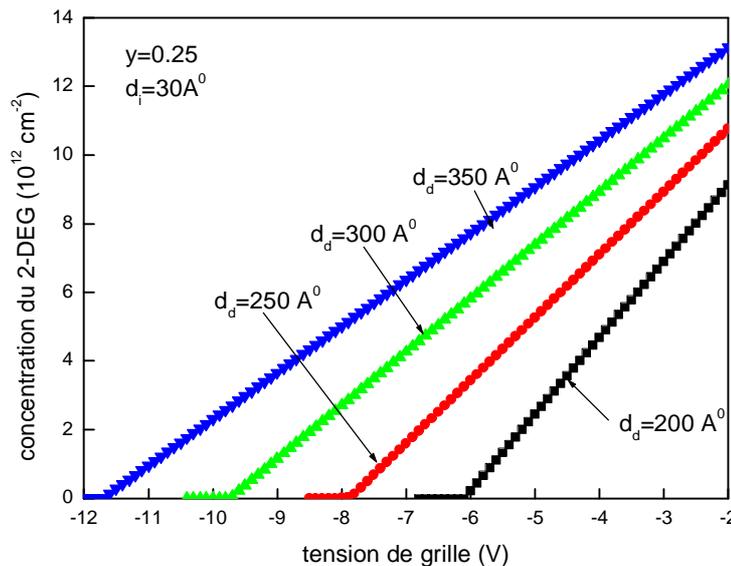
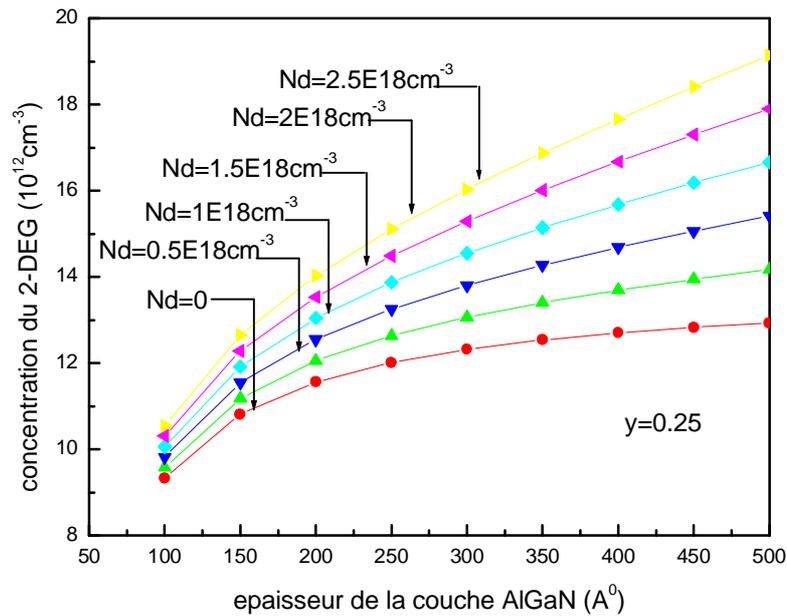


Figure II-7 : Variation de la concentration du 2-DEG en fonction de V_{gs}

Ces grandes valeurs de (d) sont souhaitables pour avoir un 2-DEG élevé et une capacité de grille moindre, néanmoins il faut éviter l'apparition du canal du MESFET parasite qui apparaît lorsque V_g atteint et dépasse la valeur de seuil, les deux zones de charges d'espace ne se recouvrent plus et un canal conducteur apparaît dans la couche du AlGaIn, ce phénomène impose une limite supérieure de l'épaisseur et un dopage modéré de la couche donneuse..

Un autre tracé de la variation de la concentration du 2-DEG en fonction de l'épaisseur de la couche active AlGaIn est montré sur la figure II-8.



FigureII-8 : Variation de la concentration du 2-DEG en fonction de l'épaisseur d_d

On remarque que l'augmentation simultanée de l'épaisseur (d_d) et du dopage (N_d) provoque une large augmentation de (n_s) , de plus pour les grandes valeurs de (d_d) on constate des écarts significatifs entre les valeurs de la concentration (n_s) pour un dopage donné, ce qui explique la sensibilité du 2-DEG à l'épaisseur de la couche active ainsi que l'impact du dopage sur l'augmentation de celui-ci.

L'étude qui suit a été menée sur la variation de la tension de seuil des HEMTs en fonction du dopage. Tel qu'on peut le voir sur la figure II-9, les valeurs de la tension de seuil tendent à être de plus en plus négatives pour les valeurs élevées et de N_d et de d_d .

Dans ce cas et pour un dopage nul, la variation de V_{th} est de -2.4V pour $d_d=120 A^0$ à -6.7 V pour $d_d =280A^0$, ceci confirme le fait que la tension de seuil dans les HEMTs AlGaIn/GaN est beaucoup plus dominée par la densité de charge σ_{int} que par le dopage.

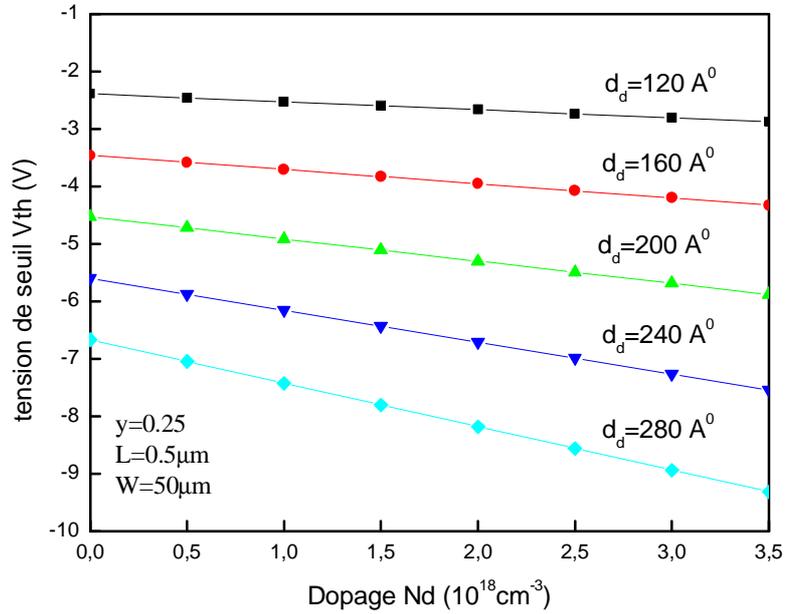


Figure II-9 : Variation de la tension de seuil en fonction du dopage

II-4 -2 Caractéristique Courant -Tension du HEMT AlGaIn/GaN :

L'expression du courant I_{ds} sera comme pour un transistor MOS exprimé par :

$$I_{ds} = qWn_s m \frac{dV_c(x)}{dx} \quad \text{II-7}$$

où :

W est la largeur de la grille, m et $V_c(x)$ sont respectivement la mobilité et la tension en tout point du canal, la mobilité sera donnée par:[15,16]

$$m(x) = \frac{m_0}{\left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}\right)} \quad \text{II-8}$$

avec :

$E_1 = E_c v_{sat} / (m_0 E_c - v_{sat})$ où E_c , v_{sat} sont respectivement le champ, la vitesse de saturation et m_0 la mobilité initiale.

D'où :

$$I_{ds} = Wqm(x)n_s \left(\frac{\frac{dV_c(x)}{dx}}{1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV_c(x)}{dx}} \right) \quad \text{II-9}$$

En remplaçant n_s par sa valeur en régime de forte inversion (II-6) le courant s'écrit :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \frac{2DWq^2 m_0 e(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i)} \times (V_{gs} - V_{th} - V_c(x)) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad \text{II-10}$$

En intégrant l'équation (II-10) le long du canal avec les conditions aux limites suivantes:

$$V_c(x)|_{x=0} = I_{ds} R_s \quad \text{II-11-a}$$

$$V_c(x)|_{x=L} = V_{ds} - I_{ds} (R_s + R_d) \quad \text{II-11-b}$$

où :

R_s et R_d sont les résistances parasites du drain et de la source, l'expression du courant dans la région linéaire sera :

$$I_{ds} = \frac{-a_2 + \sqrt{a_2^2 - 4a_1 a_3}}{2a_1} \quad \text{II-12}$$

avec :

$$a_1 = \left(\frac{q^2 DW m_0 e(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i) + e(y)} \right) (R_d^2 + 2R_s R_d) - \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right)$$

$$a_2 = L + \frac{V_{ds}}{E_1} + \left(\frac{2q^2 DW m_0 e(y) ((2R_s + R_d)(V_{gs} - V_{th}(y)) - V_{ds}(R_s + R_d))}{2Dq^2 (d_d + d_i) + e(y)} \right)$$

$$a_3 = \left(\frac{2q^2 DZ m_0 e(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i) + e(y)} \right) \times \left(\frac{V_{ds}^2}{2} - V_{ds} (V_{gs} - V_{th}(y)) \right)$$

Par ailleurs lorsque la tension du drain devient importante, la mobilité des porteurs diminue et leur vitesse atteint la valeur v_{sat} , le courant n'augmente plus et il a désormais une valeur constante soit I_{dsat} tirée de l'équation (II-7) tel que :

$$I_{dsat} = \left(\frac{2q^2 DW m_0 E_c e(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i) + e(y)} \right) \times (V_{gs} - V_{th}(y) - V_{sat}) \quad \text{II-13}$$

En égalisant les équations (II-12) et (II-13) on obtient la valeur de V_{dsat} soit :

$$V_{dsat} = \frac{-b_2 + \sqrt{b_2^2 - 4b_1b_3}}{2b_1} \quad \text{II-14}$$

où :

$$b_1 = (4A)^2 \left(1 + \frac{R_s + R_d}{a_1 E_c} \right) + (4A) \left(\frac{E_1 - 2E_c}{E_1 E_c} \right)$$

$$b_2 = (8A)(V_{gs} - V_{th}) \left(\left(\frac{E_c - E_1}{E_c E_1} \right) - L \right) - 16A^2 \left(\frac{R_s + R_d}{a_1 E_c} + \left(2 + \frac{R_s + 2R_d}{a_1 E_c} \right) (V_{gs} - V_{th}) \right)$$

$$b_3 = 16A^2 \left(1 + \frac{R_s + 2R_d}{a_1 E_c} \right) (V_{gs} - V_{th})^2 + 8AL$$

avec :

$$A = \left(\frac{a_1 q^2 D W m_0 E_c e(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i) + e(y)} \right)$$

La figure II-10, montre le tracé du I_{ds} en fonction de V_{ds} pour différentes valeurs de V_{gs} .

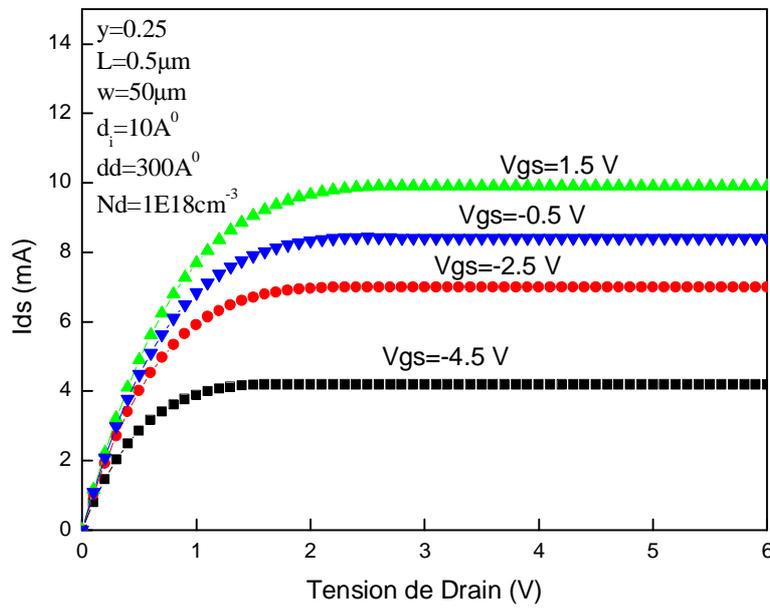


Figure II-10 : Courbes $I_{ds}(V_{ds})$ type du HEMT AlGaIn/GaN pour différentes tension de grille

II-5 CONCLUSION :

Dans ce chapitre nous avons décrit la structure et le fonctionnement des transistors en général et des HEMTs en particulier. On a analysé le HEMT de base constitué d'une couche donneuse AlGa_N/ un Espaceur non dopé AlGa_N/ GaN non dopé/substrat.

On s'est intéressé particulièrement à la polarisation spontanée et piézoélectrique et leurs effets sur la concentration (n_s) du gaz bidimensionnel à l'interface entre l'AlGa_N et le GaN. Les valeurs conséquentes de la densité de porteurs ont été confirmées par notre étude.

On a aussi vu que la tension de seuil est plus dominée par la densité de charge induite par la polarisation que par le dopage et que la concentration n_s est sensible à l'épaisseur de la couche active puisqu'elle augmente quand celle-ci augmente. Néanmoins il reste toujours une limite supérieure de (d) au-delà de laquelle il y aura apparition du mesfet parasite qui va nuire à la conduction.

La caractéristique $I(V)$ de la structure étudiée a montré des valeurs de courants en accord avec la littérature.

Chapitre III

III- 1 INTRODUCTION :

La caractérisation et la description des états d'interface sont une tâche majeure pour la compréhension de la barrière Schottky. Ces états d'interface ont pour origine les états de surface intrinsèques du semiconducteur, les états induits dans le gap du métal, les défauts induits lors de la déposition du métal, les dislocations d'interface ou simplement une combinaison de tous ces effets. Ils jouent un rôle important, le plus souvent néfaste dans le fonctionnement des dispositifs à semiconducteur. C'est pour cela qu'on s'efforce à réduire leur densité le plus possible. C'est dans cet axe là que nous dirigerons la suite de notre étude afin d'évaluer la densité d'états qui existe dans les matériaux à base de nitrure de Gallium.

De nombreuses recherches ont été menées afin d'évaluer leur densité, leur répartition dans le gap, ainsi que leur section de capture, et de cela plusieurs techniques d'évaluation de la densité d'états d'interface ont été mises au point, dont nous citerons la DLTS (méthode de transitoires capacitifs), la méthode de Terman et on s'intéressera particulièrement à la méthode de la conductance.

La majorité de ces méthodes de caractérisation ont été mises au point pour l'étude de la structure MOS Silicium pour lesquelles il est possible de déterminer les conditions d'équilibre des états d'interfaces. La transposition de ces techniques sur d'autres semiconducteurs, en particulier les composants III-V reste toujours délicate alors que la structure MIS reste un des dispositifs usuel pour contrôler les propriétés des états d'interface.

III-2 INFLUENCE DES ETATS D'INTERFACE :

La structure MIS idéale présente des variations $C_m = f(V)$ bien caractéristiques (figure III-1). Par contre, une structure réelle s'écarte de ce comportement idéal pour plusieurs raisons:

- ✓ Différence des travaux de sortie métal - semiconducteur,
- ✓ Charges fixes piégées dans l'isolant,
- ✓ Charges mobiles dans l'isolant,
- ✓ États d'interface.

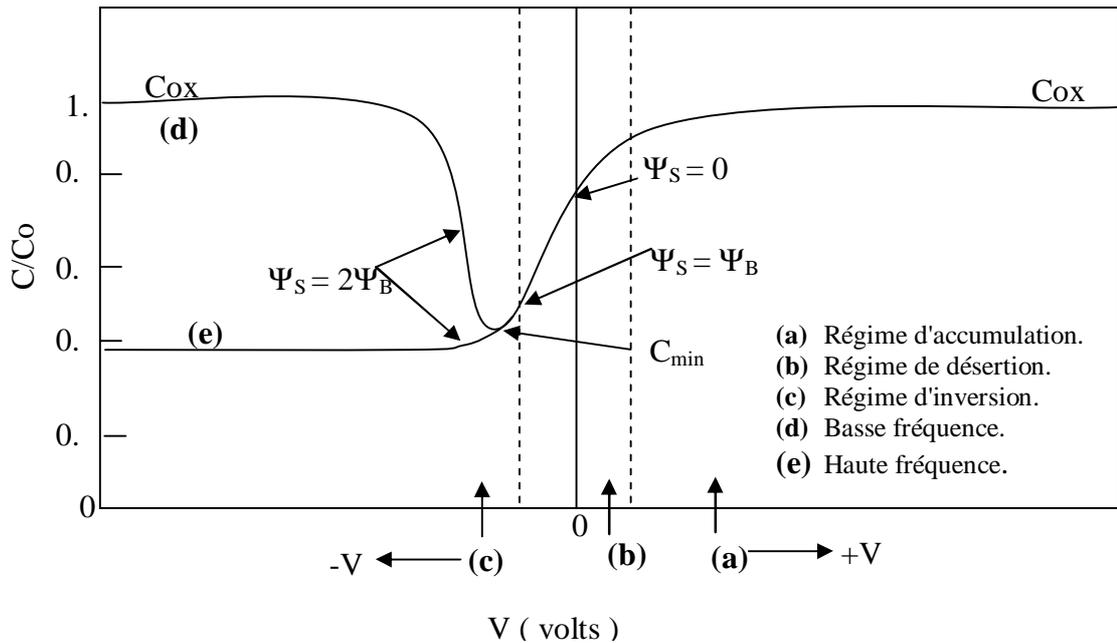


Figure III-1: Courbe théorique capacité- tension d'une structure MIS idéale (Semi conducteur de type n)[17]

Les deux premiers points se traduisent par un décalage des courbes $C_m = f(V)$, le troisième point par une hystérésis. La présence d'états d'interface va modifier les caractéristiques électriques des diodes, de l'étude de ces modifications on pourra tirer des informations sur ces états. Plus précisément deux effets vont se manifester :

Effet sur la capacité mesurée C_m : Un état pouvant suivre le signal de mesure va être chargé ou déchargé à la fréquence de ce signal si sa position énergétique croise le niveau de Fermi : il va alors contribuer à la capacité différentielle C_s .

Effet sur la conductance différentielle G_m : Une structure MIS idéale ne présente pas de perte. La conductance G_m est alors nulle. Cependant, la capture et l'émission de porteurs par les états d'interface ne sont pas instantanées. Ainsi si la fréquence du signal est adéquate ($f \sim 1/\tau$ où τ est le temps d'émission ou de capture), on peut observer pendant une partie d'un demi-cycle un piège à électron vide, d'énergie inférieure à celle du niveau de Fermi. La capture de l'électron par le piège se traduit alors par une perte d'énergie. De même, au cours d'une partie de l'autre demi-cycle, un électron sera encore piégé bien qu'ayant une énergie supérieure à E_F . L'émission de cet électron se traduit aussi par des pertes. La conséquence électrique de ces pertes est l'apparition d'une conductance G_m . la mesure de G_m constitue donc une méthode de caractérisation d'états d'interface.[17]

III-3 LES METHODES DE CARACTERISATION DES ETATS D'INTERFACE :

Parmi les méthodes d'évaluation des états d'interface que nous avons cité ci-dessus, on s'intéressera à la méthode de la conductance. L'intérêt est que la conductance d'une structure MIS est beaucoup plus sensible à la présence d'états d'interface que la capacité. En effet, une structure idéale sans états d'interface ne présente pas de conductance et donc les pertes dues au traînage des états d'interface créent directement la conductance. Par contre, la capacité d'une structure MIS contient non seulement une contribution due aux états mais aussi à la couche désertée et à l'isolant lui-même.

III-3-1 Méthode de la conductance :

Cette méthode a été proposée pour la première fois par E. H. Nicollian et A. Götzberger [18]. Puisqu'on n'assimile plus la structure à un condensateur parfait, on est mené à associer à la capacité C, une conductance G. La méthode consiste alors à mesurer à différentes fréquences l'admittance $Y_m(V)$ et à en extraire la conductance équivalente parallèle, tel que :

$$Y_m(V) = G_m(V) + jC_m(V) \quad \text{III-1}$$

L'existence d'une densité d'états d'interface D_{it} est représentée par une capacité traduisant le stockage des charges à l'interface entre l'isolant et le semiconducteur, et une résistance R_{it} . L'admittance associée à ces sites est :

$$Y_t = G_{it} + j\omega C_{it} \quad \text{III-2}$$

On peut montrer que l'admittance Y_t d'un niveau d'interface discret proche de la bande de conduction est donné par :

$$Y_t = j\omega \frac{q^2}{kT} \frac{AN_t f_0 (1 - f_0)}{1 + j\omega f_0 / c_n n_{s0}} \quad \text{III-3}$$

Où : f_0 est la fonction de Fermi – Dirac :

$$f_0(\Psi) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\Psi - \Psi_s}{kT}\right)} \quad \text{III-4}$$

Ψ_s : potentiel de surface imposé par la polarisation continue V ,

c_n : probabilité de capture d'un électron par l'état,

n_{s0} : densité moyenne (dans le temps) d'électrons libres à la surface imposée par la tension de polarisation.

N_t : densité d'états du niveau discret.

Dans le cas d'une capture de trous (états proches de la bande de valence), $c_n n_{s0}$ doit être remplacé par un terme équivalent pour les trous, de la forme $c_p p_{s0}$.

Y_t est une fonction de Ψ fortement piquée autour de Ψ_s à cause de la présence du terme $f_0(1-f_0)$. Si l'on sépare les parties réelle et imaginaire de Y_t et en utilisant le circuit équivalent de la figure III-2, on trouve : [18]

$$C_p = C_s + \frac{C_{it}}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad \text{III-5}$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{C_{it} \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{q \omega \tau D_{it}}{1 + (\omega \tau)^2} \quad \text{III-6}$$

Où (τ) est la constante de temps du piège et (ω) la pulsation du signal de mesure. La courbe G_p/ω présente donc un maximum qui vaut $C_{it} / 2$ pour $\tau = \tau_m$ et $\omega \tau_m = 1$. On peut ainsi déterminer à la fois la densité d'états d'interface D_{it} , leur constante de temps τ_m et leur section de capture σ_n .

En pratique, on rencontre plutôt des continums d'états et dans ce cas on a :

$$C_p = C_s + \frac{C_{it}}{\omega \tau \tan(\omega \tau)} \quad \text{III-7}$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q D_{it} A}{2 \omega \tau} \ln[1 + (\omega \tau)^2] \quad \text{III-8}$$

Le maximum de G_p/w est obtenu alors pour $\omega \tau_m = 1.98$ et $D_{it} = \frac{1}{0.4qS} (G_p/w)_{\max}$ où S est la surface.

La méthode de la conductance est particulièrement puissante. Elle est de plus très sensible et permet de mesurer des densités d'états de l'ordre de 10^8 à $10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$ pour lesquelles d'autres méthodes sont totalement inopérantes. Elle présente toutefois un certain nombre d'inconvénients, puisqu'elle est lente et demande un grand nombre de mesures.

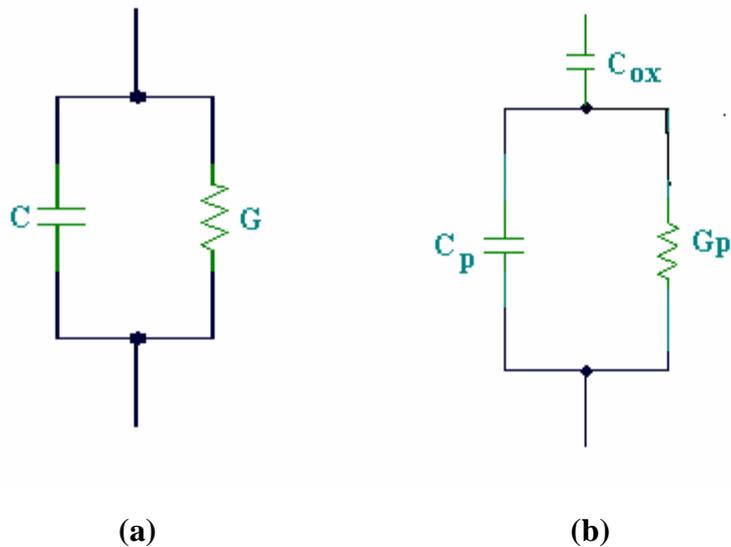


Figure III-2 : Différents schémas équivalents d'une structure MIS

Dans les transistors à hétérostructures HFET, et particulièrement les HEMTs, il existe plusieurs possibilités de la localisation spatiale des états de pièges, en effet nous pouvons les avoir:[19]

- A l'interface métal de grille et semiconducteur.
- A l'interface entre la barrière et le canal.
- Dans le volume de la couche barrière
- Dans le volume de la couche du canal.

A priori, la localisation des pièges devient difficile, et les quatre cas doivent être pris en considération. L'étude des pièges à l'interface grille – semiconducteur a été considérablement étudiée et le modèle qui la décrit est bien connu. L'adaptation de ce modèle sur les structures HEMT et tout en considérant que les pièges sont localisés à l'interface de l'hétérojonction sera le point de départ de nos investigations

III-4 PROCEDURE EXPERIMENTALE :

L'hétérostructure utilisée pour la suite de notre étude consiste en un substrat de silicium (111), très résistif ($\rho = 20000 \Omega \cdot \text{mm}$), sur lequel on a fait croître par MBE (50 nm) de couche de nucléation AlN suivi d'une séquence de 250 (nm) GaN / (250nm) AlN, le tout suivi de (2 μm) de GaN non dopé formant le canal, d'une couche AlGaN de (300 \AA) et d'une couche de (1nm) de GaN cap (figure III-3).

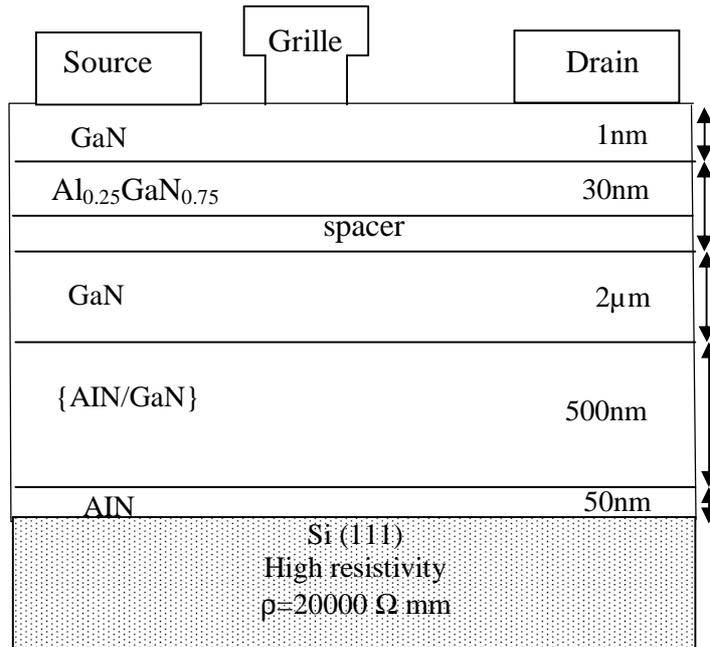


Figure III-3 : Structure du HEMT $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ [20]

Les contacts ohmiques sont formés par une séquence de Ti/ Al / Ni / Au avec les proportions de (12 nm / 200 nm / 10 nm / 100 nm), le contact de grille de dimensions (0.5 \times 50) μm et est formé par du Pt/Au (10nm / 100nm).

Les mesures capacité et conductance en fonction de la fréquence sur la diode grille-source du HEMT, ont été faites grâce à un LRC mètre HP4284A sur une rangée de fréquence de 100Hz à 1MHz.

La configuration du circuit de mesure est la combinaison d'une capacité en parallèle avec une conductance (figure III-4-a). Le modèle du circuit total utilisé pour notre analyse est montré sur la figure III-4-b et c. Ce modèle a été utilisé par E.J.Miller et al [19] pour caractériser la dispersion en fréquence de la conductance et la capacité grille-drain d'un HEMT AlGa_{0.25}N/GaN. C_b représente la capacité de la barrière, C_s est la capacité près de l'hétérojonction, R_s est la

résistance série du contact grille-source. Cette résistance est mesurée expérimentalement par la méthode de la TLM (Transmission Line Model) et sa valeur est comprise entre 400Ω et 500Ω . Pour nos calculs on a pris une valeur de 450Ω , tandis que la branche C_{it} et R_{it} configure les pièges à l'interface de l'hétérostructure.

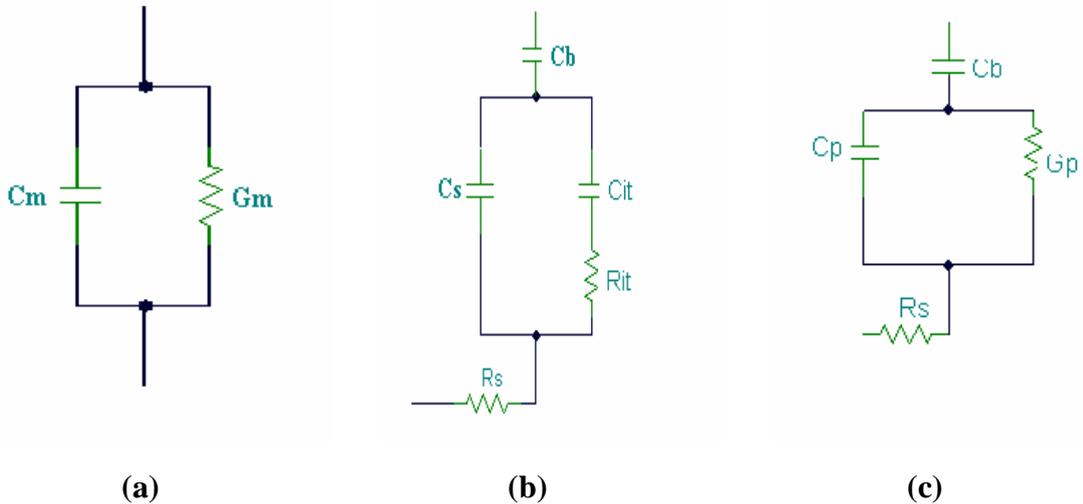


Figure III-4 : Modèles utilisés pour l'extraction des paramètres du HEMT

III-5 RESULTATS ET DISCUSSIONS :

III-5-1 Analyse de la conductance à température ambiante pour différentes tensions :

III-5-1-1 la capacité et la conductance mesurées en fonction de la fréquence :

Les figures III-5 et III-6 montrent les courbes de la conductance et de la capacité mesurées en fonction de la fréquence.

Sur la figure III-5 on peut constater que la capacité mesurée devient quasi-constante au-delà d'une certaine valeur de la fréquence. Les fluctuations observées à 100 Hz sont probablement dues à l'interférence du signal du secteur avec le signal de la mesure. Au-delà de 600Hz on remarque que la valeur de la capacité est importante, ceci est sûrement dû à un excès de charges dont les états d'interface du semiconducteur qui peuvent suivre le signal en sont la cause. Dès que la fréquence augmente, seule une partie des états vont pouvoir suivre le signal et la capacité grille- source commence alors à décroître pour prendre ensuite une valeur quasi-constante. De même on remarque que la capacité est plus sensible aux tensions appliquées en basses fréquences, la dispersion est évidente, qu'en hautes fréquences où la dispersion n'est plus remarquable.

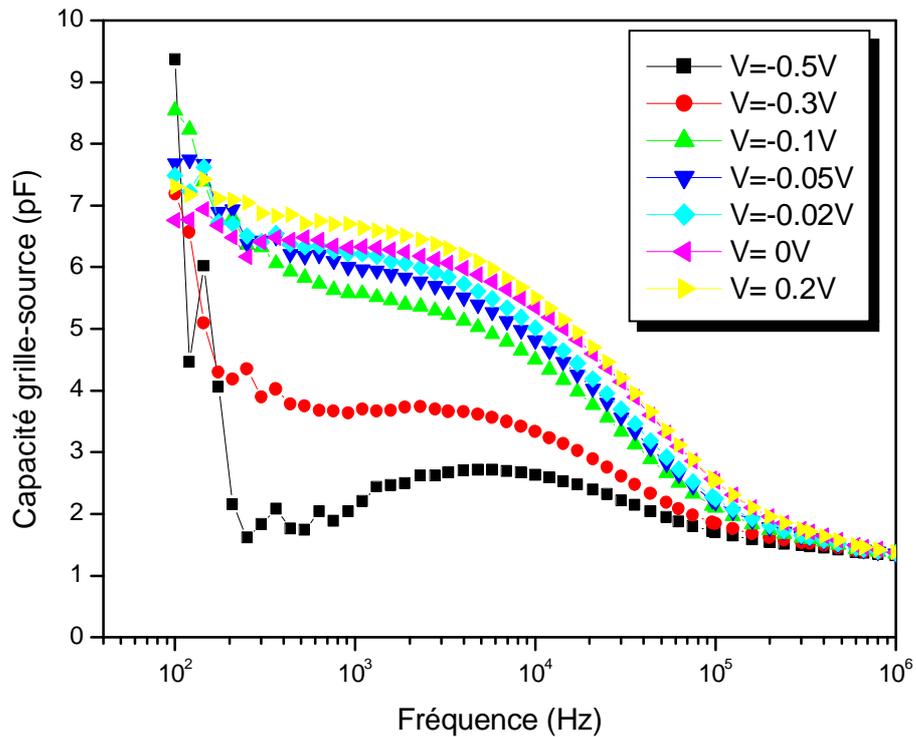


Figure III-5 : *Tracé de la capacité mesurée C_{gs} en fonction de la fréquence pour différentes tensions V_{gs}*

ur la figure III-6, on observe que la conductance mesurée a un comportement inverse de la capacité. Elle est de même ordre en basses fréquences et ce quelque soit la tension appliquée, alors que la dispersion est très claire pour la variation de la tension aux hautes fréquences.

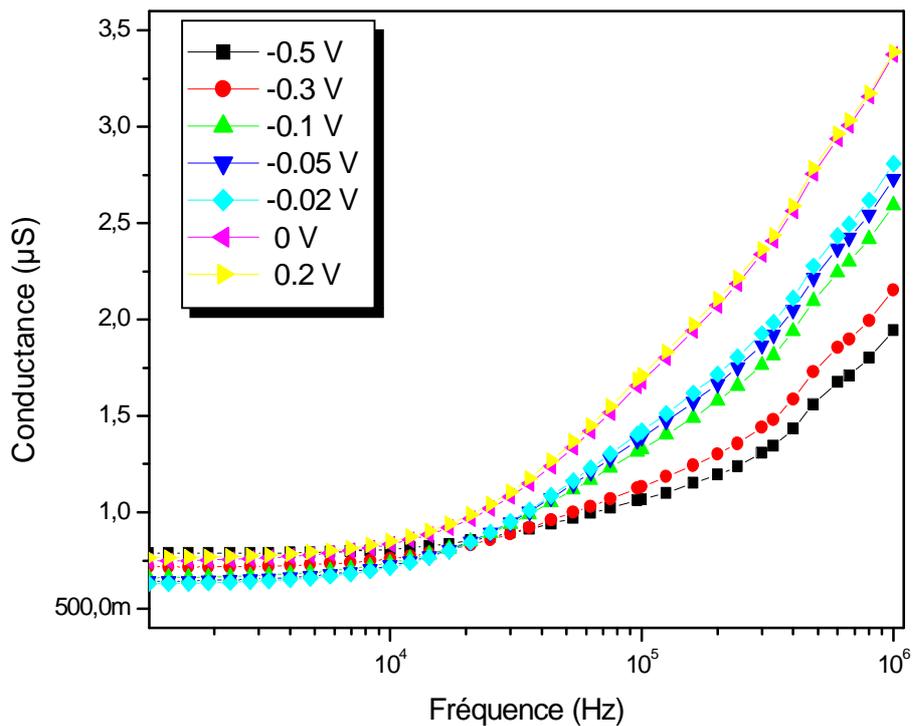


Figure III-6 : *Tracé de la conductance mesurée en fonction de la fréquence pour différentes tensions V_{gs}*

III-5-1-2 La capacité et la conductance parallèles :

Les éléments du circuit parallèle C_p et G_p ont été calculés à partir de la figure III- 4, du modèle utilisé par E.J.MILLER [19] et appliqué sur les hétéro structures tel que :

$$C_p = \frac{-C_b \left[(C_m^2 - C_m C_b) \omega^2 + G_m^2 \right]}{\omega^4 (C_m C_b R_s)^2 + \omega^2 (C_b^2 R_s^2 G_m^2 + C_m^2 + C_b^2 - 2C_b^2 R_s G_m - 2C_m C_b) + G_m^2} \quad \text{III-9}$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{-\omega C_b^2 \left[(R_s C_m^2 \omega^2 + R_s G_m^2 - G_m) \right]}{\omega^4 (C_m C_b R_s)^2 + \omega^2 (C_b^2 R_s^2 G_m^2 + C_m^2 + C_b^2 - 2C_b^2 R_s G_m - 2C_m C_b) + G_m^2} \quad \text{III-10}$$

La valeur de la capacité barrière est tirée directement de la figure III- 7, représentant la variation de la capacité en fonction de la tension de grille, où C_b représente la capacité de la structure en régime d'accumulation.

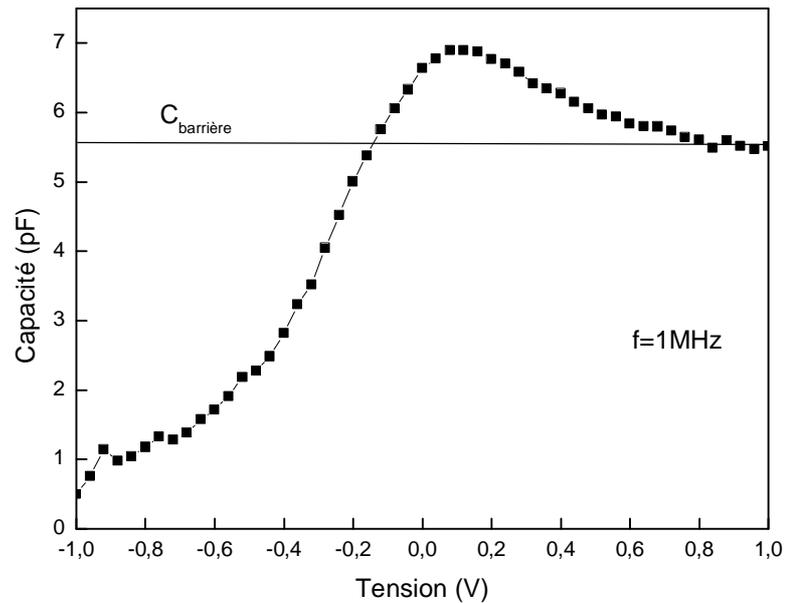


Figure III-7 : Tracé de la capacité en fonction de la tension V_{gs}

Sur cette figure, on remarque que la capacité mesurée n'a pas de plateau d'accumulation. On a supposé que la valeur de la capacité de la barrière est celle obtenue après stabilisation de la courbe.

La figure III-8 montre les variations expérimentales de C_p et G_p/w en fonction de la fréquence de mesure pour différentes tensions de polarisation variant de -0,5 V à 0,2 V

L'examen des courbes calculées de G_p/ω montre ceci :

- Ø Pour l'ensemble des tensions appliquées, les courbes G_p/ω en fonction de $\ln(\omega)$ présentent une allure symétriques et sont caractérisées par un maximum bien défini.
- Ø L'amplitude des pics de ces courbes augmente progressivement lorsque la tension appliquée est de plus en plus positive. Ceci peut être expliquée par la diminution de la densité d'états d'interface à l'intérieur de la bande interdite.
- Ø Lorsque la tension inverse est accrue on a un léger déplacement de la position du pic, ceci peut être attribué au changement de la constante de temps des états d'interface provenant d'une zone d'énergie plus profonde lorsque la tension inverse est accrue. [21]

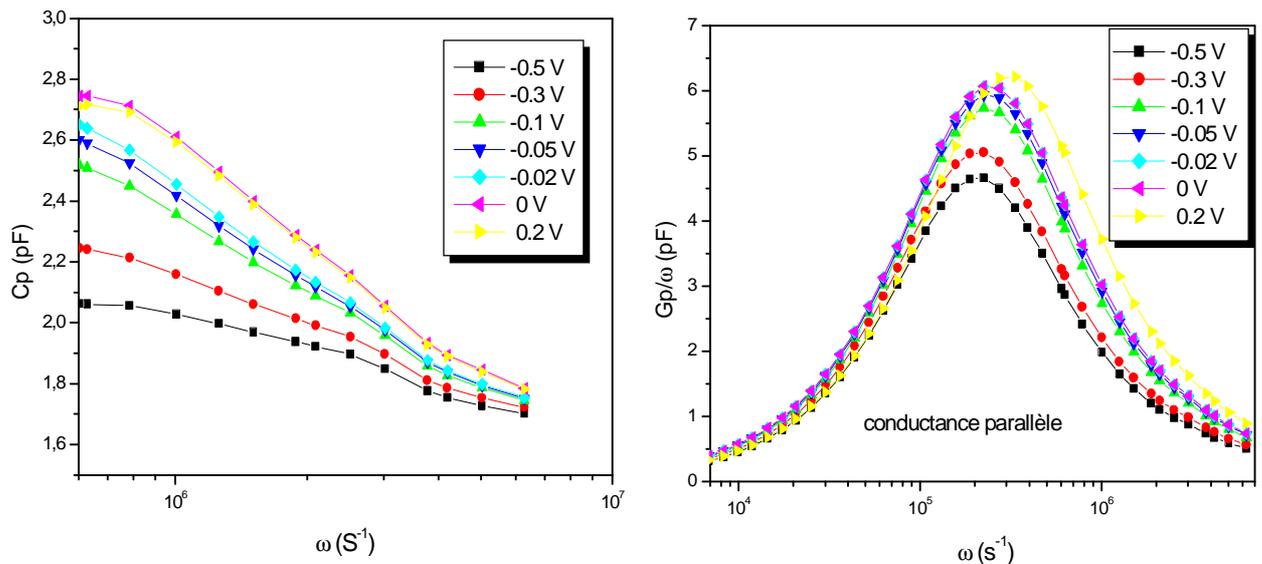


Figure III-8 : Variations de C_p et G_p/w en fonction de la fréquence de mesure pour différentes tensions de polarisation de -0.5V à 0.2V

Nos résultats sont similaires à ceux observés par E.J.Miller et al. [19]

III-5-1-3 Extraction de la densité d'états d'interface :

Grâce à la méthode de la conductance nous avons pu déterminer D_{it} et τ pour l'ensemble des tensions appliquées. Les résultats du FIT sur un seul niveau d'énergie (eq III-6 [22]) ont été d'un

bon accord avec les courbes G_p/ω déduites, de plus et grâce à l'équation III- 11 on a pu déterminé les niveaux d'énergie des états d'interfaces, pour chaque tension (V) appliquée.

$$E_c - E_i = E_g - (qf - qV) \quad (eV) \quad \text{III-11}$$

Les résultats obtenus sont représentés sur le tableau suivant:

V (v)	E_c-E_i (eV)	D_{it} ($10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$)	t (μs)
-0.5	1.76	2,37	4,69
-0.3	1.96	2.58	4.63
-0.1	2.16	2.94	4.21
-0.05	2.21	3.06	4.11
-0.02	2.24	3.13	4.05
00	2.26	3.16	4.04
0.2	2.46	3.21	3.20

Tableau III-1: Valeurs des paramètres D_{it} et t à température ambiante

La figure III-9 représente le tracé des D_{it} et τ en fonction de E_c-E_i . On peut voir que la densité d'états croît avec la tension appliquée. La valeur de D_{it} est plus importante près de la bande interdite plutôt que de la bande de conduction.

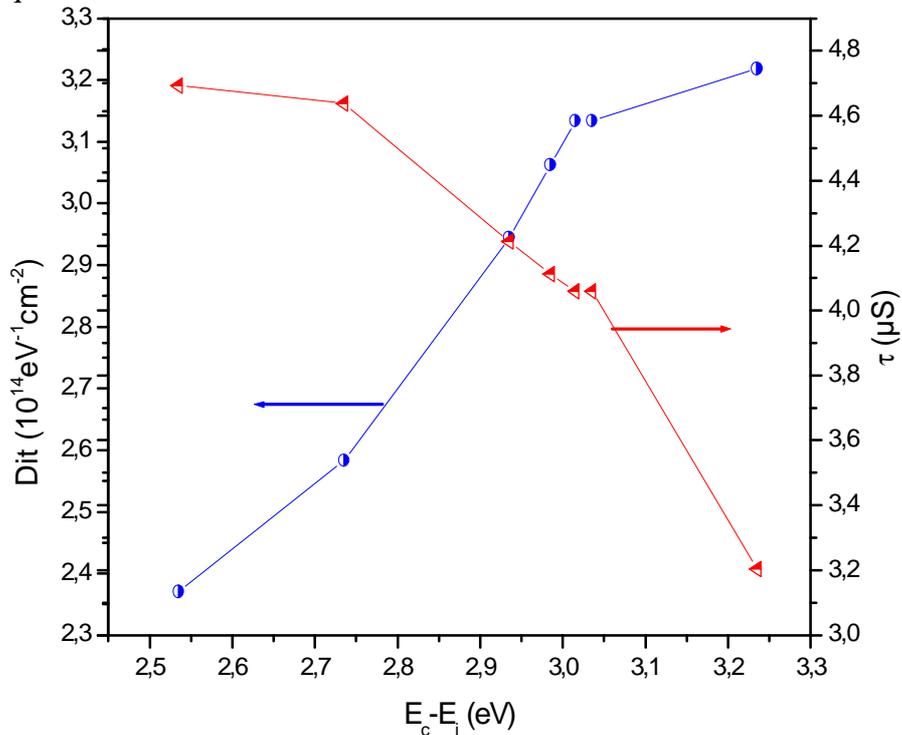


Figure III-9: Distribution des densités d'états d'interface et de leur constante de temps

III-5-2 Analyse de la conductance à tension nulle pour différentes températures :

Les mesures obtenues pour la suite de cette caractérisation ont été faites après refroidissement de l'échantillon jusqu'à une température de 80K, grâce à un système fonctionnant à l'azote liquide. Toutes les mesures ont été faite à fréquence variable de 100Hz à 1MHz, avec une variation de la température allant de 100K à 430K.

III-5-2-1 la capacité et la conductance mesurées en fonction de la fréquence :

La figure III-10 représente la variation de la capacité grille-source mesurée.

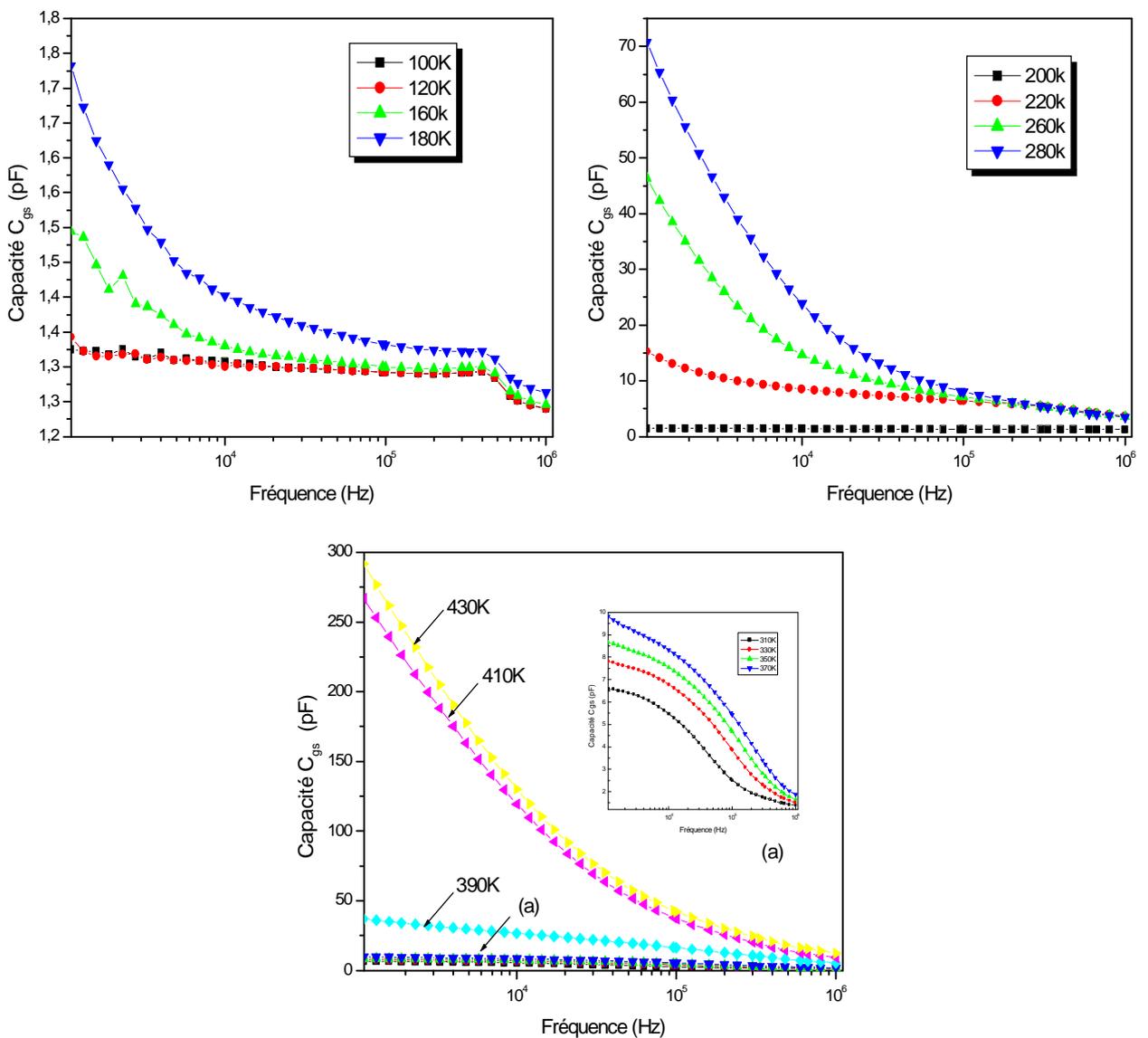


Figure III-10: Courbes de la capacité mesurée en fonction de la fréquence pour différentes températures

On peut remarquer sur ces courbes qu'en basses fréquences et à basse température les valeurs des capacités sont croissantes, leurs valeurs varient de 1.3pF à 1.73pF. Quand on fait un balayage de toute la gamme de la température, la dispersion devient alors très nette en basse fréquence et les valeurs de la capacité sont toujours croissantes.

On peut constater aussi qu'en hautes fréquences et quelques soit les températures, les courbes convergent vers des valeurs quasi constantes variant entre 1.2 pF et 2 pF.

Pour ce qui est de la conductance mesurée, on remarque qu'elle a un comportement inverse de la capacité. Tel qu'on peut le voir sur les figures III-11 la dispersion est plus claire en hautes qu'en basses fréquences.

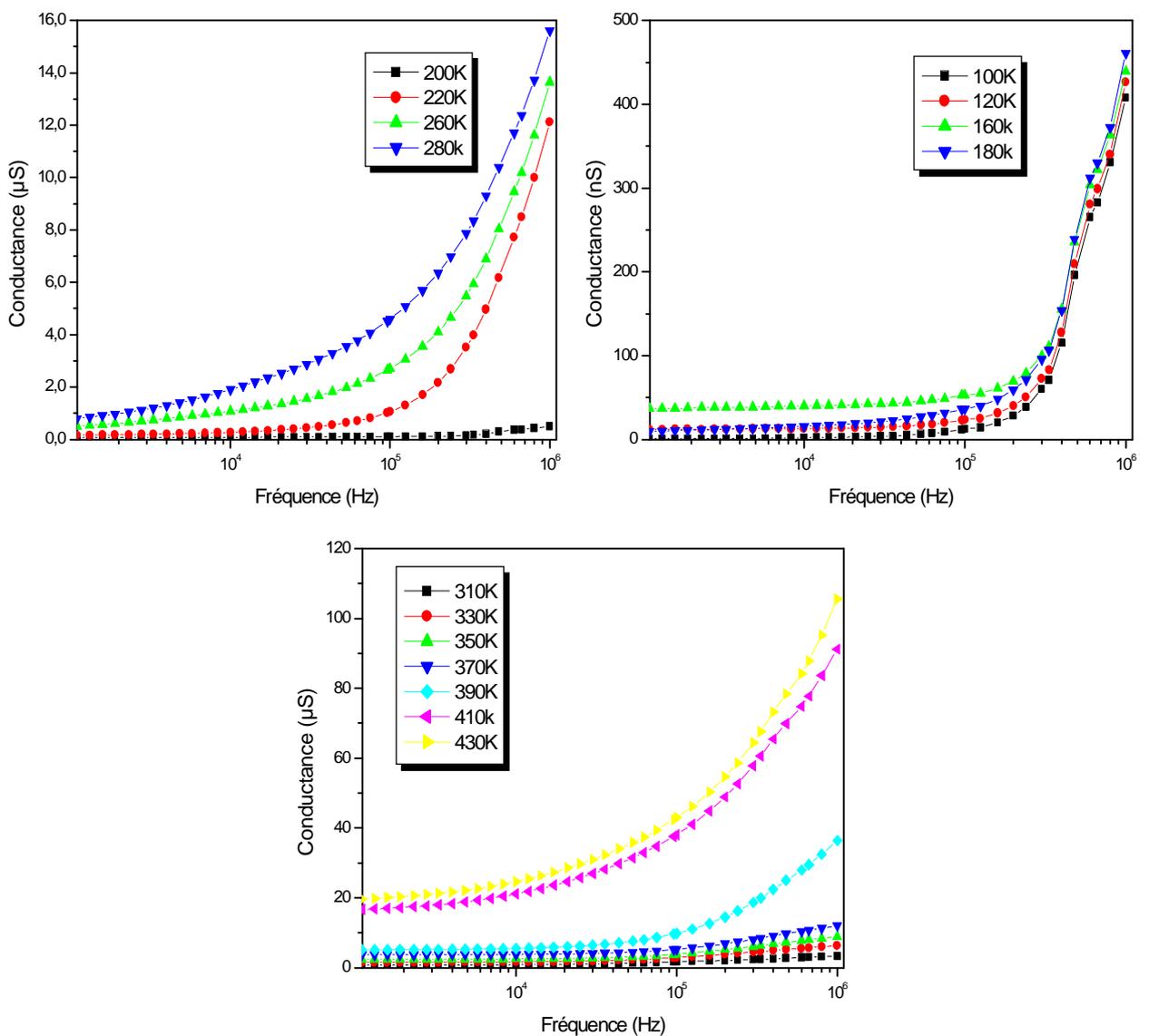


Figure III-11: Courbes de la conductance mesurée en fonction de la fréquence pour différentes températures

III-5-2-2 La capacité et la conductance parallèles :

Sur les courbes de G_p/w calculées, on a remarqué que :

- § Toutes les courbes ont un pic qui semble être symétrique.
- § Il y a un décalage de la position des pics vers les hautes fréquences.
- § L'amplitude des pics diminue quand la température augmente, mais au-delà de 310K les valeurs des maximums des courbes tendent à être quasi-constantes.
- § Pour les températures supérieures à 310K on observe une translation des courbes vers la gauche, ceci peut être expliqué par le fait que les mesures ont été faites par ordre décroissant des fréquences.

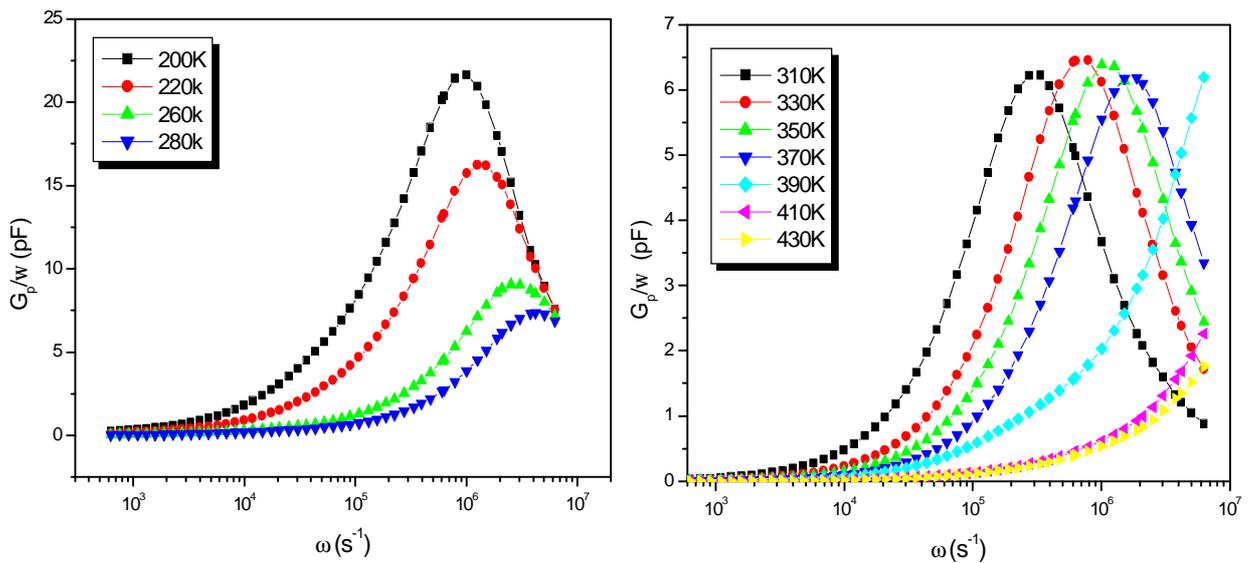


Figure III-13: Courbes de la conductance parallèle en fonction de la fréquence pour différentes températures

III-5-1-3 Extraction de la densité d'états d'interface :

La densité d'états d'interface D_{it} et la constante de temps τ déduites à partir des courbes Gp/ω sont résumées sur le tableau III-2

$T(K)$	$D_{it}(10^{14} cm^{-2} eV^{-1})$	$t(\mu s)$
200	13.5	1.97
220	10.2	1.46
260	5.68	0.68
280	4.62	0.44
310	3.9	6.48
330	4.05	2.82
350	3.98	1.78
370	3.86	1.11

Tableau III-2: Valeurs des paramètres D_{it} et t à température variable

Dans le cas d'un piège à électron, selon le modèle RSH (Read Schokley Hall) [23], la constante de temps τ est donnée par :

$$\frac{1}{t} = e_n = A_n s_n T^2 \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right)$$

Où : A_n est une constante dépendant du matériau et égale à $\sqrt{\frac{3}{2}} K^2 \left(\frac{2pm_n}{h^2}\right)$

s_n : la section efficace de capture avec $\Delta E = E_c - E_i$, E_i : niveau piège.

$$\ln\left(\frac{1}{tT^2}\right) = \ln(A_n s_n) - \frac{\Delta E}{kT}$$

En traçant $\ln\left(\frac{1}{tT^2}\right)$ en fonction de $\frac{1000}{T}$, théoriquement on obtient une droite.

La position du niveau piège dans la bande interdite (ΔE) et la section de capture (s_n) sont déduites à partir de la pente et de l'intersection avec l'axe des abscisses respectivement.

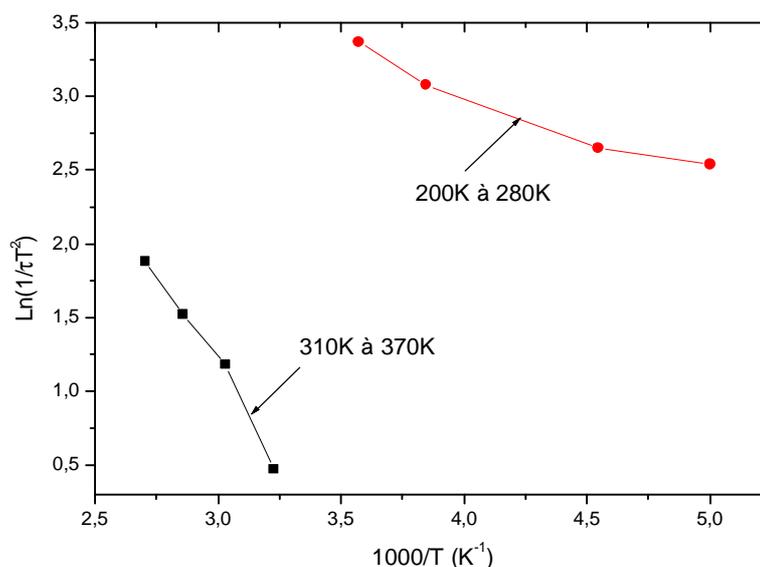


Figure III-14 : Tracé d'Arrhenius de $\text{Ln}(1/\tau T^2)$

On peut remarquer sur la figure III-14 qu'on a une droite pour chaque gamme de température. Le décalage du segment de la droite (310K à 370K) est probablement dû aux conditions de mesures qui ont été faites par ordre inverse de ceux de la gamme (200K à 280K), c'est-à-dire par ordre décroissant des fréquences.

III-6 Conclusion :

Ce a été consacré à l'étude et à l'extraction des paramètres de pièges par analyse de la dispersion en fréquence de la conductance parallèle. A priori, la localisation des centres d'impuretés est difficile. Le modèle considéré est celui utilisé par E.J.Miller et al. Une caractérisation des états d'interfaces à partir de la $C(f)$ à différentes tensions de grille-source et à température ambiante a donné une forte densité d'états d'interface D_{it} de l'ordre de $10^{14} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$ et une constante de temps τ de l'ordre de $4 \mu\text{s}$. La même caractérisation à température variable et V_{gs} nul, donne des résultats quasiment du même ordre. On a pu localiser une densité d'états importante près de la bande de conduction à température ambiante, alors que l'extraction des niveaux de pièges à température variable n'a pas été possible à cause des conditions de mesures différentes pour chaque gamme.

CONCLUSION GENERALE

En conclusion, dans ce travail on a contribué à l'étude des structures à base de nitrure de gallium, spécialement les HEMTs AlGa_xN/GaN, sur trois aspects différents :

Le premier concerne les propriétés intrinsèques de ce matériau et leur impact sur les hétérostructures. En effet, les dispositifs à base de nitrure de gallium présentent de bonnes performances dans les applications de haute puissance et haute température. Ceci est principalement dû au large gap direct du GaN qui est de 3.4 eV, sa grande conductivité thermique (1.7 W/cmK) et son champ de claquage élevé (3.5×10^5 V/cm). De plus l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique existant toutes les deux au sein du GaN s'ajoute à ses qualités. La polarisation spontanée est une polarisation permanente dont la valeur est -0.029 tandis que la polarisation piézoélectrique est variable selon le type de contrainte appliquée sur sa maille. L'effet de la combinaison des deux est très notoire d'autant plus qu'elles contribuent à l'amélioration et à la diversion des domaines d'applications des HEMTs AlGa_xN/GaN.

C'est de ce fait là qu'on a entamé le deuxième aspect de notre étude et qui concernera la caractéristiques électriques des HEMTs AlGa_xN/GaN. L'intérêt a été porté particulièrement sur la concentration de porteurs libres n_s dans le canal et l'effet de la variation de quelques paramètres. On a constaté qu'une simple variation de la fraction de l'aluminium(y) influe sur la concentration n_s qui varie pour $y=0.25$ de 12×10^{12} cm⁻² à 18×10^{12} cm⁻² pour respectivement un dopage nul et un dopage de 2.5×10^{18} cm⁻³.

De plus l'augmentation de n_s pousse la tension de seuil vers des valeurs très négatives et on a terminé par un tracé type des courbes I(V) à différentes tensions de grille.

Enfin et après un aperçu des principes fondamentaux des HEMTs AlGa_xN/GaN, le troisième aspect concernera l'étude des défauts en analysant la dispersion en fréquence de la conductance parallèle. Le modèle considéré est celui utilisé par E.J.MILLER et al. Une caractérisation des états d'interfaces à partir de la C (f) à différentes tensions de grille –source et à température ambiante, a révélé une densité d'états d'interface D_{it} de l'ordre de (10^{14} cm⁻²eV⁻¹)

et une constante de temps τ de l'ordre de $4 \mu\text{s}$. La même caractérisation à température variable et V_{gs} nul, donne des résultats quasiment du même ordre. Cette densité élevée peut être attribuée au fait que l'échantillon étudié avait subi plusieurs manipulations et mesures, de plus le GaN et ses alliages sont des matériaux qui possèdent beaucoup de défauts et dislocations issus principalement de la croissance.

Annexe

Expression de la concentration n_s du 2-DEG en fonction des tensions de polarisations :

Le principal paramètre gouvernant les performances du hemt AlGa_vN/GaN est la concentration des porteurs (n_s) dans le canal. Ayant estimé plus haut la densité de charge due à la polarisation, nous allons maintenant développer l'expression de n_s en fonction de la tension de polarisation de la grille (équation de Poisson) et l'expression de n_s en fonction des niveaux d'énergie (équation de Schrödinger). La concentration totale du 2-DEG sera obtenue par la résolution des deux équations en même temps.

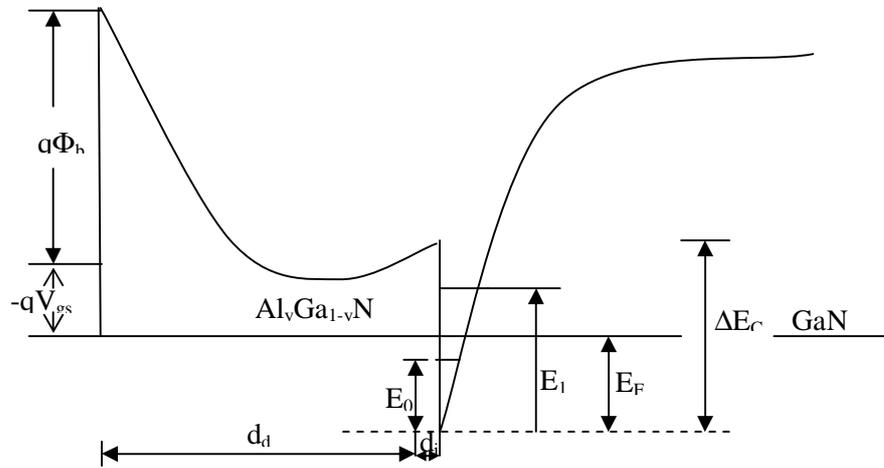


Figure1 : diagramme de bandes énergétique d'un hemt AlGa_vN/GaN

Résolution par l'équation de Poisson

Relation $n_s(V_g, E_F)$

La continuité du vecteur de déplacement à l'interface AlGa_vN/GaN s'écrit :

$$e_1 E_1(0) = e_2 E_2(0) \tag{A-1}$$

Où e_1, e_2 sont respectivement les constantes diélectriques du GaN et AlGa_vN et dépendent de la concentration (y) de l'aluminium.

Pour atteindre $E_2(0)$ il suffit d'intégrer l'équation de Poisson dans la couche AlGa_vN successivement pour $x_i < x < 0$ et $x_d < x < x_i$

Dans le spacer non dopé, c'est-à-dire par $x_i < x < 0$, la charge d'espace est nulle de sorte que le champ électrique est constant et en particulier est égal à $E_2(0)$.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dx} = Cte = -E_2(0) \quad A-2$$

En appelant V_0, V_{x_i} le potentiel en $x=0$ et $x = x_i$ respectivement, et d_i l'épaisseur de la région intrinsèque, c'est-à-dire de l'espaceur, une deuxième intégration donne :

$$V_{x_i} - V_0 = \int_0^{x_i} -E_2(0)dx = -E_2(0)x_i = E_2(0)d_i \quad A-3$$

Dans la région dopée de la couche AlGaIn, c'est-à-dire pour $x_d < x < x_i$, où la déplétion est totale et le dopage homogène, la charge d'espace est qN_d ainsi :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\epsilon_2} \quad A-4$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}x + Cte = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}(x - x_i) - E_{x_i} \quad A-5$$

La continuité du vecteur de déplacement en $x = x_i$ permet d'écrire $E_{x_i} = E_2(0)$, et une deuxième intégration entre x_d et x_i donne :

$$V_{x_d} - V_{x_i} = -\frac{qN_d}{2\epsilon_2}d_d^2 + E_2(0)d_d \quad A-6$$

Les expressions A-6 et A-3 permettent d'écrire l'expression de la différence de potentiel existant aux bornes de AlGaIn d'épaisseur $d = d_i + d_d$.

$$\Delta V = V_{x_d} - V_0 = -\frac{qN_d}{2\epsilon_2}d_d^2 + E_2(0)d \quad A-7$$

Le diagramme énergétique de la figure permet de relier cette différence de potentiel à la tension de polarisation V_{gs}

$$\Delta V = V_{x_d} - V_0 = -\frac{1}{q}(E_{c2}(x_d) - E_{c2}(0)) \quad A-8$$

En appelant f_b la hauteur de la barrière de Schottky métal-AlGaIn, ΔE_c la discontinuité des bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaIn/GaN et E_F l'énergie de dégénérescence du puits d'interface de GaN, on peut écrire les relations suivantes : [8]

$$E_{c2}(x) = E_{c1}(0) + E_F - qV_{gs} + f_b$$

$$E_{c2}(0) = E_{c1}(0) + \Delta E_c$$

De sorte que ΔV s'écrit

$$\Delta V = -\frac{E_F}{q} + V_g - \frac{f_b}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} \quad \text{A-9}$$

Les relations (A-7 et A-8) donnent

$$E_2(0) = \frac{1}{d} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{A-10}$$

Où la tension V_1 est donnée par

$$V_1 = \frac{f_b}{q} - \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{qN_d}{2e_2} d_d^2 \quad \text{A-11}$$

Nous devons maintenant calculer $E_1(0)$ dans le GaN, celui-ci étant peu ou pas dopé la charge d'espace présente, est essentiellement constituée par les électrons de la couche d'inversion.

Le théorème de gauss appliqué à un cylindre d'axe x et de base unité dans le GaN permet d'écrire

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{e_1} = \frac{qn_1}{e_1} \quad \text{A-12}$$

La continuité de vecteur de déplacement (A-1) à l'interface AlGaIn/GaN et les relations (A-10 et A-12) permettent d'établir la relation $n_1(V_g, E_F)$ [8]

$$n_1 = \frac{e_2}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{A-13}$$

La concentration totale des charges sera donc augmentée des charges induites par la polarisation propre au matériau. On peut donc exprimer $n_s(V_g, E_F, \mathbf{s}_{\text{int}})$ [3]

$$n_s = \frac{\mathbf{s}_{\text{int}}}{q} + \frac{e_2}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{A-14}$$

Et on peut écrire :

$$n_s = \frac{e_2(y)}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_{th}(y) \right) \quad \text{A-15-a}$$

Où :

$$V_{th} = \frac{f_b(y)}{q} - \frac{\Delta E_c(y)}{q} - \frac{qN_d}{2e_2(y)} d_d^2 - \frac{\mathbf{s}_{\text{int}}(y)}{e_2(y)} d \quad \text{A-15-b}$$

Résolution par l'équation de Schrödinger

La relation $n_s = f(E_F)$

L'utilisation de La résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique.

Les électrons étant confinés dans un puits de potentiel triangulaire, les porteurs se comportent ainsi comme un gaz d'électron bidimensionnel où leur mouvement est libre dans le plan de la structure xy et quantifié dans la direction perpendiculaire z. une étude détaillée du comportement de ces porteurs passe par un traitement quantique du problème. [8]

La résolution de l'équation de Schrödinger de ces électrons bidimensionnels montre que les états électroniques sont distribués dans des sous bandes d'énergie données par :

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m_0} \quad \text{A-16}$$

m_0 la masse électronique au repos.

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ Où h est la constante de Plank.

La quantification discrète des sous bandes d'énergie est suivant k_z et la variation pseudo continue est suivant k_B Avec $k_B^2 = k_x^2 + k_y^2$ (voir la figure), et puisque les électrons sont distribués pratiquement dans les premiers états d'énergie E_0, E_1 alors l'équation A-16 peut s'écrire de la sorte:

$$E = E_0 + E_1 + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_0} \quad \text{A-17}$$

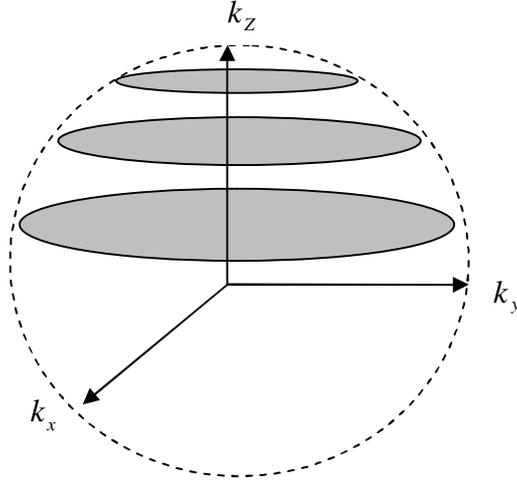


Figure A-2 : les états électroniques distribués dans l'espace

L'énergie E_i du bas de chaque sous bande est donnée, dans l'approximation du potentiel triangulaire par :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^{1/3} \left(\frac{3 * p * q}{2} E_{eff} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad i = 0,1,2... \quad \text{A-19}$$

E_{eff} représente le champ électrique effectif présent dans la zone de charge d'espace, sa valeur moyenne est donnée par :

$$E_{eff} = \frac{q(N_{dep} + ns/2)}{e_1} \quad \text{A-20}$$

e_1 étant la constante diélectrique du GaN

N_{dep} la charge de déplétion, est négligeable devant ns de sorte qu'en explicitant E_{eff} dans l'équation précédente, E_i s'écrit :

$$E_i = g_i * n_s^{2/3} \quad \text{A-21}$$

Avec

$$g_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^{1/3} \left(\frac{3 * p * q^2}{4} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad \text{A-22}$$

La population électronique de chaque sous bande est donnée par :

$$n_s(i) = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad \text{A-23}$$

$$n_s(i) = \frac{m_0}{p^* \mathbf{h}^2} k_B T \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{kT}} \right) \quad \text{A-24}$$

$$n_s(i) = \frac{m_0}{p^* \mathbf{h}^2} k_B T \sum_i \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{kT}} \right) \quad \text{A-25}$$

Avec k_B la constante de Boltzmann et puisque seules les deux premières sous bandes ($i=0$ et $i=1$) sont peuplées, La densité superficielle totale d'électrons $n_s = f(E_F)$ s'écrit donc : [8]

$$n_s = D k_B T \ln \left[\left(1 + e^{\frac{(E_F - E_0)}{kT}} \right) \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_1)}{kT}} \right) \right] \quad \text{A-26}$$

La résolution simultanée des équations A-15-a et A-26 permet de calculer n_s .

Bibliographie

- [1] A.Denis
“Elaboration cristallogénèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne III-a et en particulier le GaN”. Thèse de doctorat, université Bordeaux 2003.
- [2] A.M.MALIK
“Technology and Physics of Gate Recessed GaN/AlGaN FETs”. Thèse de doctorat, université de Stuttgart 2003.
- [3] Rongming. Chu
“AlGaN/GaN single and double channel high electron mobility transistors”, thesis MSC HongKong university of Science and technology, 2004.
- [4] E.T.Yu
“ O.Manasresh, book chapter for inclusion in III-V Nitride Semiconductors: Application and Devices” université of California at Sandiego la Jolla, CA 92093-0407.
- [5] Rongming. Chu
“électronique Properties of Gallium nitride-based heterostructures”, thèse for the degree of bachelor of science 2002.
- [6] 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 1999.
- [7] Sanghyun. Seo,
“AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors (HEMTs)”. University of Michigan, EECS521 winter term project report, 2003.
- [8] P.Agnès,
“Caractérisation électrique et optique du nitrure de gallium hexagonal et cubique, en vue de l’obtention d’emetteur bleus”, thèse doctorat, INSA Lyon, 1999.
- [9] S.Augaudy,
“Caractérisation et modélisation des transistors micro-ondes, application à l’étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement”, université de Limoges, 2002.
- [10] F.Schwierz nd O.Ambacher,
“ Recent advances in GaN hemt development”, IEEE, 2003.
- [11] T.Gasseling,
“Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO”, thèse doctorat, Université de Limoges 2003.

- [12] H. Mathieu,
“physique des semi-conducteurs et des composants électroniques”. Édition Masson, France 1998.
- [13] P.Chevalier,
“Transistors à effet de champ à hétéro jonction sur matériaux III-V pour application hyperfréquences”, Ecole polytechnique universitaire de Lille, 1999.
- [14] C. Meliani,
“Circuit intégrés amplificateurs à base de transistors HEMT pour les transmissions numériques à très haut débit”, thèse doctorat, université Paris VII denis diderot, 2003
- [15] Rashmi, A.Kranti, S.Haldar, R.s.Gupta,
“An accurate charge control model for spataneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGa_xN/GaN”. HEMTs solid state electronics 46 (2002).
- [16] Rashmi, A.Kranti, S.Haldar, R.s.Gupta
“Impact of strain relaxation of Al_xGa_{1-x}N/GaN HEMTs” microelectronics journal 33(2002) ELSEVIER.
- [17] N.Adjeroud,
“Influence de la résistance série et de la conductance d'oxyde G_{ox} sur les caractéristiques capacité tension et conductance- tension d'une structure MIS tunnel ” (mémoire magister), 2001 université de Setif.
- [18] E. H. Nicollian and J. R. Brews,“MOS physics and technology”, New york Wiley 1982
- [19] E. J. Miller,
“Trap characterization by gate-drain conductance and capacitance dispersion studies of an AlGa_xN/GaN heterostructure field effet transistor”
- [20] Y. Cordier, F. Semond, P. Lorenzini,
“MBE growth of AlGa_xN/GaN HEMTs on resistive Si (111) substrate with RF small signal and power performances”, Science@ direct, journal of crystal Growth 251, pp 811-815, 2003
- [21] B. Bouchikki,
“Propriétés physiques des structures Metal/Isolant/Semiconducteur réalisés sur InP(n) à l'aide d'un oxyde natif plasma” , Thèse doctorat , Université de Nancy,1988.
- [22] M.Cakar, A.T.Ur and Y.Onganer,
“The conductance and capacitance-frequency characteristics of rectifying junctions formed sublimation of organic Pyronine-B on type silicon”,Journal of solid states chemistry 169-174, 2002.
- [23] M.Hocine,
“Etude et réalisation d'un système de caractérisation des pièges profonds par transitoire de capacité”, thèse doctorat, Toulouse, 1982.

الملخص

أصبح الترانزيستور عالي الحركة الالكترونية AlGa_xN/GaN في السنوات الأخيرة محور بحث مكثف مما يبين فعاليت هذا المركب في مجالات تطبيق مختلفة تستلزم درجة حرارة ، فرق كمون ، استطاعة مرتفعة ، مع ذلك بنيت HEMTs المكونة أساسا من النتير معدودة بتزاوج عدة آليات كالانحلال والعيوب العديدة الموجودة سطحيا وحجما مما يؤدي إلى تدهور الخصائص الكهربائية للترانزيستور.

الدراسة الأولية المقدمة في هذه الأطروحة تتمحور أساسا حول مبدأ عمل HEMT AlGa_xN/GaN تركيز الحاملات الحرة 2DEG في القناة تصل إلى قيم 10^{13} سم⁻² من أجل مستويات تطعيم مختلفة. قيم التيارات الكهربائية المحسوبة هي النتائج المباشرة لهذه الدراسة.

سمحت لنا الدراسة الثانية للخصائص الكهربائية (الكثافة والنقلية) لبنية شوتكي (شبكة و

منبع) من نوع Al_xGa_{1-x}N /GaN HEMT (High Electron Mobility Transistors) يعرفه بـ A242

في مختلف قيم التواتر ، التوتر و درجة الحرارة بتكم الحالات السطحية AlGa_xN/ GaN.

Résumé

Ces dernières années, le transistor HEMT (High Electron Mobility Transistors) AlGa_xN/GaN est l'objet d'intenses recherches. Celles-ci ont montré l'efficacité de ce composant pour des applications diverses nécessitant entre autres des tensions, des températures et des puissances élevées. Cependant, les structures HEMTs à base de nitrure sont limitées par une combinaison de mécanismes tels que les dislocations et les nombreux défauts structuraux en volume et en surface du matériau dégradant ainsi les performances électriques du transistor.

La première étude entreprise dans ce mémoire porte essentiellement sur le fonctionnement du HEMT AlGa_xN/GaN. La concentration des porteurs libres du 2-DEG dans le canal atteint des valeurs de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} pour différents niveaux de dopage. Les valeurs de courants calculés en sont une conséquence directe.

Une deuxième étude des caractéristiques électriques (capacité et conductance) de la structure Schottky (grille source) de type HEMT (High Electron Mobility Transistors) Al_xGa_{1-x}N/GaN noté A242 mesurées à différentes fréquences, tensions et température a permis en un premier lieu la quantification des états d'interface dans l'hétérostructure AlGa_xN/GaN.

Abstract

These last years, transistor HEMT (High Electron Mobility Transistors) AlGa_xN/GaN is the object of intense research. Those showed the effectiveness of this component for various applications requiring with an other higher tensions, temperatures and powers. However, the HEMTs structures containing nitride are limited by a combination of mechanisms such as dislocations and the many structural defects in the volume and in the surface of material degrading thus the electric performances of the transistor.

The first study reported in this memory show the behavior of the HEMT AlGa_xN/GaN. The concentration of the free carriers of the 2-DEG in the channel reaches values about 10^{13} cm^{-2} for various levels of doping. The values of calculated currents are a direct consequence.

A second study of the electric characteristics (capacity and conductance) of the structure Schottky (grid source) of type HEMT (High Electron Mobility Transistors) Al_xGa_{1-x}N/GaN noted A242 measured at various frequencies, tensions and temperature allowed the quantification of the interface states in the interface of AlGa_xN/GaN heterostructure.