HAL
open science

Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques

Stephanie Rennesson

To cite this version:

Stephanie Rennesson. Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques. Science des matériaux [cond-mat.mtrl-sci]. Université Nice Sophia Antipolis, 2013. Français. NNT : . tel-00943619v1

HAL Id: tel-00943619

https://theses.hal.science/tel-00943619v1

Submitted on 7 Feb 2014 (v1), last revised 27 Feb 2014 (v2)

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
Ecole Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

T H E S E

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences

de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Physique

présentée et soutenue par

Stéphanie RENNESSON

Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques

Thèse dirigée par Yvon CORDIER
soutenue le 13 décembre 2013

Jury :

Dr. R. Teissier	IES-CNRS	Président du Jury
Prof. C. Bolognesi	ETH Zürich	Rapporteur
Prof. E. Calleja	ISOM, Madrid	Rapporteur
Dr. M. Germain	EpiGaN	Examinatrice
Dr. V. Hoel	IEMN-CNRS	Examinatrice
Dr. B. Damilano	CRHEA-CNRS	Examinateur
M. C. Moreau	DGA-BRUZ	Invité
Dr. Y. Cordier	CRHEA-CNRS	Directeur de thèse

Sommaire

Introduction et enjeux 7

Chapitre I : Les fondamentaux du HEMT à base de nitrure de gallium .. 9

I.1. Qu'est ce qu'un HEMT ? 11

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ? 13

I.2.a. Propriétés cristallines 14

I.2.b. Propriétés mécaniques 17

I.2.c. Propriétés électroniques et optiques 23

I.2.d. Propriétés de transport électronique 25

I.3. Formation et caractéristiques du 2DEG 27

I.3.a. Expression de la densité de charges dans le gaz 2D 29

I.3.b. Mobilité et résistance de feuille 31

I.4. Croissance d'une hétérostructure HEMT à base de GaN 35

I.4.a. L' hétérostructure HEMT 35

I.4.b. Techniques de croissance utilisées 39

I.4.c. Caractérisations structurales 44

I.4.d. Caractérisations électriques 47

I.4.e. Procédé technologique 49

I.5. Caractérisations électriques d'un transistor 50

I.5.a. Caractéristiques statiques 50

I.5.b. Caractéristiques hyperfréquences 56

I.5.c. Caractéristiques de puissance hyperfréquence 59

I.6. Objectifs et démarche de la thèse 61

I.7. Bibliographie 63

Chapitre II : Réduction des épaisseurs épitaxiales entre grille et gaz 2D 67

II.1. Introduction 68

II.2. Epitaxie d'hétérostructures à barrière et cap fins 70

II.2.a. Epitaxie de HEMTs à barrière AlGaN et AlN par EJM-NH_3 71

II.2.b. Epitaxie de HEMTs à barrière InAlN par EPVOM 73

II.2.c. Qualité cristalline 74

II.3. Densité de charges du gaz 2D 78

II.3.a. Densité de charges extraite par C-V 78

II.3.b. Modèle « donneurs en surface » 82

II.3.c. Modèle de Ridley 85

II.4. Propriétés de transport dans le gaz 2D 88

II.5. Caractéristiques de sortie des transistors 90

II.5.a. Isolation électrique de la couche tampon et mesures TLM 90

II.5.b. Densité de courant source drain maximum 91
II.5.c. Transconductance 94

II.6. Conclusion : la structure optimale ? 96

II.7. Bibliographie 99

Chapitre III : Les barrières de confinement 103

III.1. Introduction 104
III.1.a. Principe 104
III.1.b. Effet des barrières de confinement 106

III.2. Epitaxie par EJM-NH_3 110
III.2.a. HEMTs à barrière de confinement AlGaN 110
III.2.b. HEMTs à barrière de confinement InGaN 111

III.3. Caractérisations structurales des barrières de confinement 113
III.3.a. Qualité cristalline des HEMTs à barrière de confinement 113
III.3.b. Caractérisation de l'InGaN 117

III.4. Caractérisations électriques des DH-HEMTs 122
III.4.a. Propriétés de transport 122
III.4.b. Isolation électrique de la couche tampon 125
III.4.c. Transistors 125
III.4.d. Electroluminescence 130

III.5. Conclusions 136

III.6. Bibliographie 138

Chapitre IV : Etude de passivation 141

IV.1. Introduction 142

IV.2. Etude de passivation 143
IV.2.a. Structures étudiées 144
IV.2.b. Propriétés de transport 146
IV.2.c. Isolation électrique 151
IV.2.d. Caractérisation en régime statique 152
IV.2.e. Caractérisation en régime pulsé 153
IV.2.f. Conclusion 154

IV.3. Caractérisations des transistors à grilles courtes 156
IV.3.a. HEMTs AlGaN/GaN 156
IV.3.b. HEMTs InAlN/GaN 158

IV.4. Conclusions 160

IV.5. Bibliographie 161

Conclusions et perspectives 163

Introduction et enjeux

Les semiconducteurs sont présents sous de multiples formes dans la vie de tous les jours aussi bien pour des applications électroniques qu'optoélectroniques. Parmi ces semiconducteurs, le nitrure de gallium (GaN) a su démontrer sa supériorité pour la réalisation de transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à forte densité de puissance dans des gammes de fréquences allant typiquement jusqu'à 20 GHz. En effet, le GaN (semiconducteur à large bande interdite) présente une tension de claquage élevée, et la présence de charges de polarisation électrique interne permet de confiner les électrons avec une densité importante dans le canal, de l'ordre de $1x10^{13}$ cm^{-2}. De plus, la mobilité des électrons est particulièrement élevée dans le GaN (~2000 cm^2/Vs). Ceci résulte en une résistance d'accès relativement faible, qui combinée à la vitesse de saturation élevée des électrons dans le GaN, permet la montée en fréquence des transistors. Des applications des bandes Ka à W sont donc envisageables, autant dans le domaine des télécommunications que dans celui des radars. Cette gamme de fréquence constitue la gamme d'ondes millimétriques (bandes notées en rouge sur la Figure 1 ci-dessous).

Fréquence	1GHz	2GHz	3GHz	4GHz	8GHz	12GHz	18GHz	26GHz	30GHz	40GHz	46GHz	50GHz	56GHz	60GHz	100GHz	300GHz
Longueur d'onde	3dm	1,5dm	1dm	7,5cm	3,8cm	2,5cm	1,7cm	1,2cm	1cm	7,5mm	6,5mm	6mm	5,4mm	5mm	3mm	1mm
Bandes micro-ondes	Hyperfréquences															
	L	S		C	X	Ku	K	Ka		U						
											V		W			
									Q							

Figure 1 : Spectre électromagnétique des micro-ondes.

Améliorer les performances puissance-fréquence des transistors ne repose pas uniquement sur les améliorations technologiques (telles que la réduction de la longueur de grille, la passivation,…). En effet, un point supplémentaire et crucial consiste à réduire l'épaisseur de la barrière séparant la grille du canal à mesure que la longueur de grille diminue, pour diminuer le temps de transit des électrons sous la grille et accéder ainsi à des fréquences de travail plus élevées. Ceci doit être effectué tout en maintenant une commande efficace des charges situées sous la grille, auquel cas il apparaît des phénomènes néfastes de type « effet de canal court », « punch-through »,… à cause du faible confinement arrière des électrons dans le canal. De plus, le GaN présente naturellement un dopage de type *n*, ce qui est un handicap pour l'isolation électrique des transistors.

cc BY NC ND

Mon travail de thèse porte sur l'épitaxie de nouvelles structures HEMTs à base de GaN pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques. Dans la plupart des cas, le GaN sera épitaxié par épitaxie sous jets moléculaires à source ammoniac, principalement sur un substrat bas coût : le silicium.

Le but du chapitre I est de définir les fondamentaux du HEMT à base de GaN, qui seront utilisés tout au long du manuscrit. Une définition du transistor à haute mobilité électronique sera donnée, puis nous justifierons le choix de la filière GaN face aux filières Si, GaAs, InP,… Nous expliquerons comment se forme un gaz bidimensionnel de porteurs, et quelles sont les grandeurs qui le caractérisent. Ensuite, un volet croissance sera abordé. Cette partie détaillera le processus expérimental systématiquement appliqué au cours de la thèse : l'épitaxie, la caractérisation structurale des couches, le procédé de fabrication des composants tests et enfin la caractérisation électrique des couches et des composants. Ce chapitre sera clos par les diverses caractérisations électriques réalisées sur un transistor : les caractéristiques statiques et hyperfréquences, et les caractéristiques de puissance hyperfréquences.

Dans le chapitre II, nous allons faire varier les paramètres dits « matériaux », à savoir l'épaisseur du cap et de la barrière et le type de barrière (AlN, $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$ et InAlN). A partir de nos caractérisations systématiques, nous isolerons les structures optimales pour des applications de puissance en hyperfréquence, c'est-à-dire celles qui présentent des épaisseurs épitaxiales entre la grille et le gaz bidimensionnel de porteurs les plus fines possible, associées à une densité de porteurs élevée et une faible résistance d'accès.

Le chapitre III traitera des barrières de confinement. Ce sont des barrières électrostatiques placées sous le canal dans le but d'améliorer le confinement arrière des électrons du gaz 2D. Deux types de barrières de confinement seront étudiés : la barrière AlGaN et le contre-puits InGaN. Nous verrons qu'elles n'agissent pas de la même manière sur le transistor.

Le IVième et dernier chapitre abordera l'étude de passivation menée en étroite collaboration avec l'équipe « Puissance » de l'IEMN. L'objectif est de déterminer la passivation la plus efficace, celle qui stabilisera les états de surface et minimisera les éléments parasites pour obtenir une fréquence de coupure du gain en puissance f_{max} maximale. Enfin, cette passivation optimale sera utilisée lors de la réalisation de transistors à grille « courte » (100-250 nm), sur les structures « fines » définies comme optimales dans le chapitre II. Les résultats en fréquence et en puissance seront présentés. Cette partie a été réalisée par l'équipe Puissance à l'IEMN dans le cadre de deux projets ANR : STARGaN et SATELLITE.

cc BY NC ND

Chapitre I : Les fondamentaux du HEMT à base de nitrure de gallium

I.1. Qu'est ce qu'un HEMT ? 11

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ? 13

I.2.a. Propriétés cristallines 14
I.2.b. Propriétés mécaniques 17
I.2.b.i. Contraintes dues à l'hétéroépitaxie 19
I.2.b.ii. Relaxation de la contrainte 22
I.2.c. Propriétés électroniques et optiques 23
I.2.d. Propriétés de transport électronique 25

I.3. Formation et caractéristiques du 2DEG 27

I.3.a. Expression de la densité de charges dans le gaz 2D 29
I.3.b. Mobilité et résistance de feuille 31

I.4. Croissance d'une hétérostructure HEMT à base de GaN 35

I.4.a. L' hétérostructure HEMT 35
I.4.a.i. Le substrat 35
I.4.a.ii. La couche tampon 37
I.4.a.iii. Les couches actives 38
I.4.b. Techniques de croissance utilisées 39
I.4.b.i. EPVOM 40
I.4.b.ii. EJM 41
I.4.c. Caractérisations structurales 44
I.4.d. Caractérisations électriques 47
I.4.e. Procédé technologique 49

I.5. Caractérisations électriques d'un transistor 50

I.5.a. Caractéristiques statiques 50
I.5.a.i. Régime linéaire 51
I.5.a.ii. Régime saturé 51
I.5.a.iii. Transconductance 52
I.5.a.iv. Conductance de sortie 54
I.5.a.v. Régime pulsé 54
I.5.b. Caractéristiques hyperfréquences 56
I.5.c. Caractéristiques de puissance hyperfréquence 59

I.6. Objectifs et démarche de la thèse 61

I.7. Bibliographie 63

L'objectif de ce premier chapitre est d'amener pas à pas le lecteur à apprécier les enjeux de mon travail de thèse : comment augmenter la puissance et la fréquence de travail d'un transistor à haute mobilité électronique (HEMT) à base de nitrure de gallium, afin qu'il opère en gamme millimétrique. Pour cela, nous commencerons par expliciter ce qu'est un HEMT. Ensuite, le choix de la filière des nitrures d'éléments III sera justifié et leurs propriétés seront abordées. Nous décrirons les propriétés électriques qui interviennent lors de la conception d'un transistor à haute mobilité électronique. Un volet croissance des nitrures sera abordé au cours duquel nous détaillerons les diverses couches déterminantes de l'épitaxie de HEMTs. Les techniques de croissance utilisées seront précisées ainsi que les caractérisations structurales d'un HEMT à base de GaN. Les divers paramètres électriques qui caractérisent un transistor seront ensuite détaillés. Enfin, ce chapitre sera clos par les actions à mener pour augmenter les performances fréquence/puissance des HEMTs à base de nitrures.

I.1. Qu'est ce qu'un HEMT ?

Apparu pour la première fois en 1979 [1], le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) appelé également MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor), TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) ou encore HFET (Heterojunction Field Effect Transistor), est un transistor à effet de champ. Il s'agit de commander le courant circulant dans un semiconducteur nommé *canal*, entre deux contacts ohmiques (*source* et *drain*). Ce contrôle s'effectue via une troisième électrode : la *grille*. La polarisation de la grille induit un champ électrique qui créé une zone de désertion, modifiant ainsi la section conductrice du canal (voir Figure I.1-1). La modulation de la tension de grille entraîne la modulation du courant entre la source et le drain I_{DS} : c'est l'effet transistor à effet de champ.

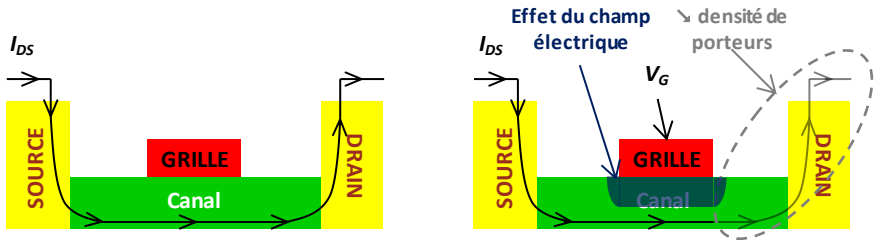

Figure I.1-1 : Vue en coupe d'un transistor à haute mobilité électronique (à gauche) et sa schématisation lorsque la grille est polarisée (à droite).

La spécificité du transistor à haute mobilité électronique réside dans le fait que le canal est constitué d'un gaz bidimensionnel de porteurs (gaz 2D). Un gaz 2D d'électrons (ou de trous) apparait lorsque le semiconducteur (dans lequel se forme le gaz 2D) est dégénéré : le minimum de la bande de conduction (ou maximum de la bande de valence) possède alors une énergie inférieure (ou supérieure) à l'énergie du niveau de Fermi.

Le transistor à haute mobilité électronique est issu de la jonction entre deux matériaux semiconducteurs : l'un à plus grande largeur de bande interdite (gap), appelé barrière, et l'autre, canal, à plus petit gap. L'interface barrière/canal présente généralement une discontinuité des bandes de conduction et de valence. A l'équilibre thermodynamique, le semiconducteur qui constitue le canal est dégénéré au niveau de l'interface barrière/canal (voir Figure I.1-2). Il se forme un gaz bidimensionnel de porteurs dans le puits quantique créé (de forme quasi triangulaire). Les porteurs de charge proviennent de donneurs ionisés dans la barrière (si elle est dopée) [1], et/ou de sa surface (si la barrière est non dopée) [2]. Les porteurs du gaz 2D sont ainsi séparés spatialement de leurs donneurs, ce qui leur confère une haute mobilité, bien plus importante que celle du semiconducteur massif. C'est la raison pour laquelle on parle de transistor à haute mobilité électronique.

cc BY NC ND

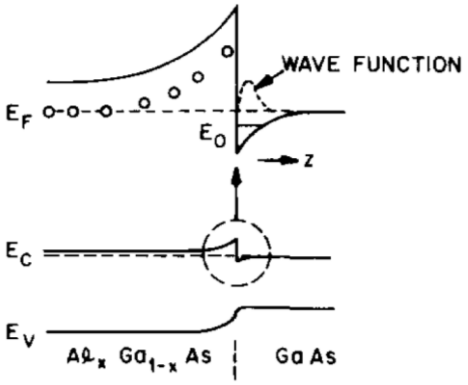

Figure I.1-2 : Diagramme de bande de l'un des premiers HEMTs [3].

Il est possible de former un gaz bidimensionnel de trous, cependant nous n'entrerons pas dans les détails puisque ne font l'objet de ce manuscrit que les gaz 2D d'électrons. De plus, parmi les semiconducteurs utilisés, bien souvent, la mobilité des trous est moins élevée que celle des électrons, ce qui rend le transistor à base de trous moins attractif que son homologue à base d'électrons.

A là différence d'un transistor à effet de champ classique, c'est-à-dire un MESFET (MEtal Semiconductor Field Effect Transistor), le HEMT présente donc l'avantage d'une mobilité supérieure, mais aussi d'une distance quasi constante entre la grille et le canal (donc la capacité grille-source Cgs est réduite) et également de fuites de grille plus faible grâce à la plus grande largeur de bande interdite de la barrière.

BY NC ND

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ?

Différents semiconducteurs peuvent être considérés pour fabriquer des transistors à effet de champ : les matériaux dits « petits gap » tels que le silicium, le phosphure d'indium, le germanium, le graphène, l'arséniure de gallium et leurs alliages ; et les semiconducteurs « grands gap » comme le carbure de silicium, les nitrures d'éléments III (GaN, AlN) et le diamant. Nous cherchons à distinguer celui qui permettra de délivrer une forte puissance à haute fréquence. En ce qui concerne la puissance, le matériau semiconducteur doit satisfaire les conditions suivantes : permettre le passage d'un fort courant et présenter une tension de claquage élevée. La tension de claquage correspond à la tension maximale que le matériau peut supporter avant d'être détérioré de manière irréversible. Cette tension est définie par le champ de claquage qui est lui-même relié à l'énergie de la bande interdite du semiconducteur. Plus un matériau possède une énergie de bande interdite importante et plus son champ de claquage est élevé (voir Tableau I.2-1). Par ailleurs, pour atteindre de hautes fréquences, il est nécessaire de choisir un semiconducteur ayant une vitesse de saturation électronique élevée. Au plus les électrons transitent rapidement sous la grille, au plus la fréquence de travail du transistor peut être élevée. Notons que le GaN possède une vitesse de saturation électronique qui figure parmi les plus élevées du Tableau I.2-1. Le potentiel d'un semiconducteur en termes de puissance délivrée à haute fréquence est évalué à travers le facteur de mérite de Johnson. Ce facteur est proportionnel au carré du produit du champ de claquage par la vitesse de saturation des électrons. Le GaN démontre sa supériorité face au GaAs et aux semiconducteurs à faible largeur de bande interdite. L'AlN et le diamant sont également de très bons candidats pour la génération de puissance à haute fréquence, seulement il est difficile de trouver des échantillons de taille raisonnable ayant des propriétés électriques contrôlées. De plus, la réalisation de contacts électriques de bonne qualité est difficile, ce qui diminue la performance finale du composant.

Le GaN possède une mobilité électronique satisfaisante, ce qui favorise la montée en fréquence du transistor. Il est à noter que les valeurs indiquées dans le tableau représentent les mobilités électroniques du semiconducteur massif. En revanche, les valeurs étoilées correspondent aux mobilités électroniques dans un canal à « 2 dimensions », induit par une hétérojonction. Le GaN se démarque à nouveau du SiC via la mobilité électronique, d'un ordre de grandeur supérieure, et ce grâce à la possibilité de former une hétérojonction. Ainsi, une hétérojonction à base de GaN permet d'obtenir une mobilité électronique deux fois plus élevée que dans le cas du SiC massif. Bien que la mobilité au niveau d'une hétérojonction AlGaN/GaN soit environ 5 fois inférieure à celle trouvée dans AlGaAs/GaAs ou InAlAs/InGaAs, la densité de porteurs du gaz 2D dans AlGaN/GaN est nettement supérieure et la vitesse de saturation des électrons est au moins 2 fois plus élevée, ce qui est un avantage pour atteindre une puissance de sortie élevée. Pour finir, le GaN possède une

cc BY NC ND

conductivité thermique satisfaisante, bien qu'inférieure à celle du carbure de silicium, de l'AlN et du diamant, ce qui est primordial pour évacuer la chaleur dissipée par le composant.

Propriétés à 300 K	Si	GaAs	InP	4H-SiC	GaN	AlN	Diamant
Energie de Bande Interdite E_g (eV)	1,12	1,43	1,35	3,25	3,43	6,0	5,45
Champ de Claquage F_{cl} (MV/cm)	0,3	0,4	0,45	3	3	12	10
Vitesse de Saturation des Electrons v_s (x10^7 cm/s)	1	1	1	2	1,75	1,5	2,7
Facteur de Mérite de Johnson normalisé $(F_{cl}\, v_s /2\pi)^2 / (F_{cl}^{Si}\, v_s^{Si} /2\pi)^2$	1	1,8	2,3	400	625	5184	8100
Mobilité des Electrons μ_e (cm²/Vs)	1500	8500 10000*	4600 10000**	800	1000 2000***	300	1800
Densité d'Electrons par Unité de Surface n_s (x10^{12} cm^{-2})	-	0,2*	3**	-	10***	-	-
Conductivité Thermique Θ_K (W/cm.K)	1,5	0,5	0,7	4,9	1,5	2	22

Mesuré pour une hétérostructure : * AlGaAs/GaAs, ** InAlAs/InGaAs, * AlGaN/GaN.**

Tableau I.2-1 : Propriétés électroniques et thermiques concernant plusieurs semiconducteurs connus. Les valeurs des facteurs de mérite de Johnson sont normalisées par rapport à celle du silicium.

I.2.a. Propriétés cristallines

Le nitrure de gallium est un composé binaire de la famille des nitrures d'éléments III, au même titre que les nitrures d'aluminium et d'indium (AlN et InN). A l'état solide, les éléments de la colonne III du tableau périodique sont reliés à l'azote par des liaisons covalentes. L'azote possède une électronégativité plus importante que les éléments de la colonne III : la liaison III-N est donc polaire. Le moment dipolaire correspondant est dirigé selon la liaison III-N, de l'élément le plus électronégatif vers le moins électronégatif (donc de l'azote vers l'élément III). Les nitrures ont un état d'hybridation sp^3 : les atomes s'agencent sous forme de tétraèdres.

Les III-N peuvent se trouver en phase cubique blende de zinc dans des conditions hors équilibre, obtenues par épitaxie sous jets moléculaires à source plasma à basse température. L'autre forme la plus communément répandue et la plus stable thermodynamiquement est la phase wurtzite. La Figure I.2-1 représente la maille élémentaire d'un composé III-N wurtzite, dirigée selon l'axe *c*. Elle est caractérisée par deux paramètres de maille : *a* et *c*, correspondant à la distance entre deux atomes de même nature, voisins dans le plan hexagonal (*a*) et perpendiculaire au plan hexagonal (*c*). La phase wurtzite est constituée de deux sous réseaux hexagonaux, un pour chaque espèce chimique.

cc BY NC ND

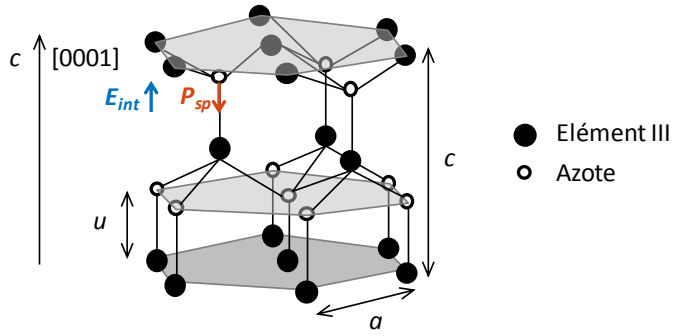

Figure I.2-1 : Cristallisation en phase wurtzite de composés III-N.

Les tétraèdres en phase wurtzite ne sont pas symétriques mais légèrement distordus de par leur environnement. Ainsi, la somme des moments dipolaires au sein de chaque tétraèdre est non nulle, et le moment dipolaire résultant est dirigé selon l'axe *c*. Il en découle un champ de polarisation appelé polarisation spontanée P_{sp}. Ceci révèle également la propriété la plus importante des nitrures d'éléments III : ce sont des matériaux piézoélectriques, c'est-à-dire que la déformation du matériau par rapport à son état initial induit un champ de polarisation et donc un champ électrique. Le champ électrique interne induit est orienté de la charge la moins électronégative (ici l'élément III) vers la charge la plus électronégative (ici l'azote), soit, par convention, suivant l'orientation [0001] (voir Figure I.2-1). La polarité gallium est associée au GaN orienté suivant l'axe cristallographique [0001], la polarité azote correspondant au GaN orienté suivant l'axe [000-1]. On parle alors de GaN face gallium et azote respectivement (Figure I.2-2). Tous les échantillons élaborés au cours de ce travail de thèse sont de polarité gallium.

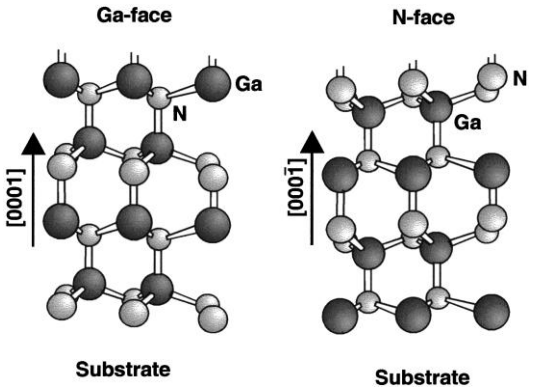

Figure I.2-2 : GaN face gallium et azote respectivement [4].

Le Tableau I.2-2 synthétise les propriétés majeures des éléments III-N : les paramètres de mailles *a* et *c* et les polarisations spontanées.

BY NC ND

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ?

Wurtzite	*a* (Å)	*c* (Å)	P_{sp} (C/m²)
GaN	3,189	5,185	-0,029
AlN	3,112	4,982	-0,081
InN	3,538	5,703	-0,032

Tableau I.2-2 : Principales propriétés des III-N, à température ambiante (300K).

Les nitrures d'éléments III peuvent également se présenter sous forme d'alliages ternaires : $Al_xGa_{1-x}N$, $In_xAl_{1-x}N$ ou encore $In_xGa_{1-x}N$, où *x* représente la fraction molaire. On trouve également des ternaires tels que l'AlBN et le GaBN, cependant la teneur en bore est limitée à quelques pourcents avant la démixtion de ces alliages [5]. Les paramètres de mailles de ces alliages ainsi que les polarisations et les champs électriques sont généralement obtenus selon une loi linéaire (loi de Vegard) :

$$Y^{A_xB_{1-x}N} = Y^{AN}\,x + Y^{BN}\,(1-x)$$ **Equation I.2-1**

où *Y* représente les grandeurs du Tableau I.2-2. Cependant certains auteurs comme Bernardini, Fiorentini et Ambacher [6-8] ont proposé des lois non linéaires pour la polarisation dans les alliages : un terme de « bowing » est rajouté à l'expression de la polarisation spontanée. Ce terme dépend de la structure microscopique de l'alliage, il représente la différence de contribution entre la déformation volumique des binaires et la déformation interne de l'alliage. Ainsi, la polarisation spontanée dans l'alliage s'écrit par les équations quadratiques suivantes [8] :

$$\begin{aligned} P_{sp}{}^{Al_xGa_{1-x}N} &= -0{,}081x - 0{,}029(1-x) + 0{,}021x(1-x) \\ P_{sp}{}^{In_xAl_{1-x}N} &= -0{,}032x - 0{,}081(1-x) + 0{,}070x(1-x) \\ P_{sp}{}^{In_xGa_{1-x}N} &= -0{,}032x - 0{,}029(1-x) + 0{,}037x(1-x) \end{aligned}$$ **Equation I.2-2**

La Figure I.2-3 est un abaque : pour une certaine fraction molaire d'un alliage III-N, la polarisation spontanée et le paramètre de maille *a* sont directement identifiés. L'effet du bowing est d'autant plus significatif pour les alliages InAlN et InGaN.

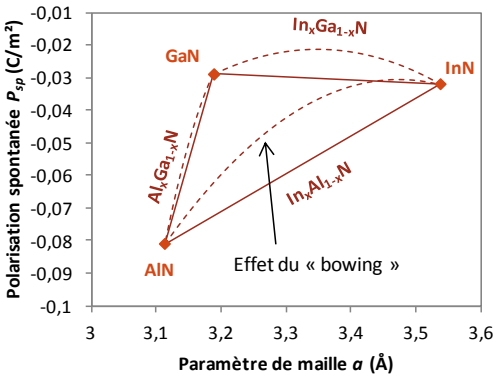

Figure I.2-3 : Evolution des paramètres de maille *a* et des polarisations spontanées (linéaires et non linéaires) des alliages III-N.

cc BY NC ND

Il est également possible de former des alliages quaternaires, par exemple $In_xAl_yGa_{1-x-y}N$ [9].

I.2.b. Propriétés mécaniques

La quasi-absence de substrat issu de germe de nitrure de gallium nécessite d'avoir recours à la croissance épitaxiale. L'épitaxie de GaN sur un substrat de nature différente (silicium, saphir ou carbure de silicium) débute par la formation d'îlots de quelques dizaines à quelques centaines de nanomètres de diamètre. Ce type de croissance (hétéro-épitaxie) est dite colonnaire en raison de la longueur de cohérence élevée des grains suivant l'axe de croissance [0001] et réduite dans le plan de croissance ($L_{//}$ assimilée à la taille moyenne des grains cristallographiques). Ces îlots coalescent rapidement, mais les désorientations relatives de leurs axes de croissance [0001] (appelées tilt, Figure I.2-4 a) et leurs désorientations dans le plan (appelées twist, Figure I.2-4 b) sont responsables de la formation de dislocations traversantes aux joints de grains.

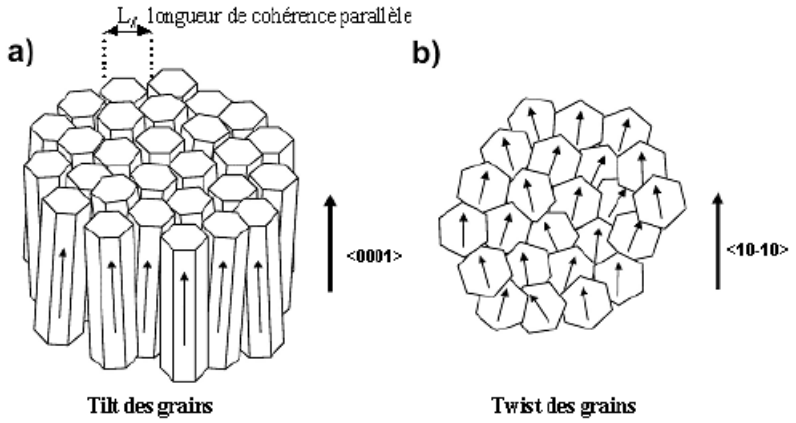

Figure I.2-4 : Désorientation des grains suivant a) la direction <0001> et b) dans le plan associé à la croissance colonnaire des nitrures d'éléments III hétéroépitaxiés.

Une dislocation est une ligne de défauts dans le cristal tels que les liaisons rompues. Elle est définie par le vecteur unitaire $\vec{u}$, parallèle à la ligne de dislocation, et par le vecteur de Burgers $\vec{b}$, relatif à l'amplitude de la déformation locale du réseau cristallin. Lors de la croissance de GaN, trois types de dislocations peuvent se propager de l'interface substrat/nitrure vers la surface à travers le film (dislocations traversantes) :

- les dislocations coin (type *a*) ayant un vecteur de Burgers $\vec{b}$ perpendiculaire à $\vec{u}$ et égal à $b = 1/3\,\langle 11\bar{2}0\rangle$ (= 3,189 Å pour un film GaN),
- les dislocations vis (type *c*) ayant un vecteur de Burgers parallèle à $\vec{u}$ et égal à $b = \langle 0001\rangle$ (= 5,185 Å pour un film GaN),
- les dislocations mixtes (type $a + c$) dont le vecteur de Burgers est égal à $b = 1/3\,\langle 11\bar{2}3\rangle$ (= 6,087 Å pour un film GaN).

cc BY NC ND

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ?

Les dislocations traversantes de type *a* sont présentes aux joints de grains et permettent d'accommoder le twist entre les grains cristallographiques (croissance colonnaire des nitrures), tandis que les dislocations traversantes de type *c* se forment durant la croissance, à la jonction de deux marches atomiques, et accommodent le tilt entre les grains.

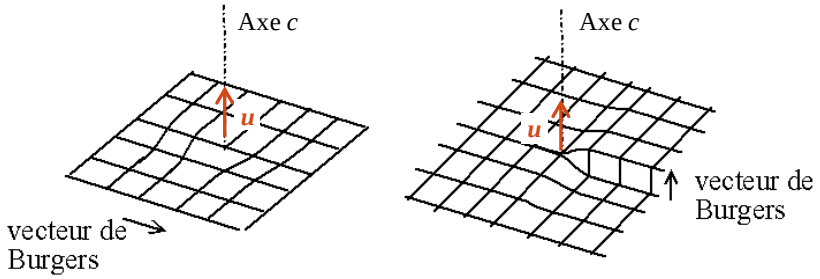

Figure I.2-5 : Schématisation d'une dislocation traversante coin de type *a* (à gauche) et vis de type *c* (à droite).

L'hétéroépitaxie de GaN sur un substrat induit des contraintes dues :

- à la différence de paramètre de maille dans le plan, au cours de la croissance : c'est la contrainte biaxiale,
- à la différence de coefficient de dilatation thermique, lorsque le système est refroidi jusqu'à température ambiante : c'est la contrainte thermo-élastique.

Lorsqu'une couche de GaN est hétéroépitaxiée sur un matériau de paramètre de maille différent, la croissance peut être initialement pseudomorphique : le GaN adopte le paramètre de maille du substrat, faisant apparaître une contrainte biaxiale. Celle-ci induit une déformation la couche de GaN de manière réversible : on parle de déformation élastique. Au-delà d'une certaine épaisseur de GaN, dite épaisseur critique h_c, les contraintes sont trop importantes, le film épitaxié relaxe l'énergie emmagasinée en créant des défauts cristallins : on parle de déformation plastique. La croissance du film se poursuit avec son propre paramètre de maille (croissance métamorphique). Enfin, lorsque les contraintes ne peuvent être relaxées par l'introduction ou le glissement de dislocations, par exemple lors du refroidissement post-croissance à température ambiante, le film de GaN peut se trouver fissuré : c'est le régime de rupture. Ce processus de déformation est décrit par la Figure I.2-6.

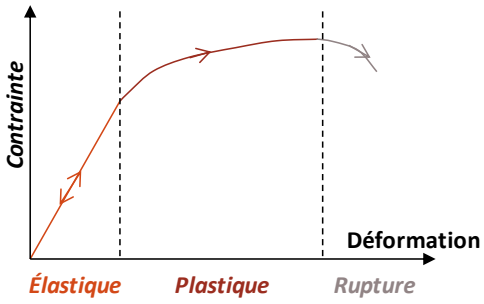

Figure I.2-6 : Schématisation de la contrainte en fonction de la déformation subit par un cristal.

cc BY NC ND

I.2.b.i. Contraintes dues à l'hétéroépitaxie

Lors de la déformation élastique, le matériau obéit aux lois de l'élasticité linéaire dite loi de Hooke :

$$\overleftrightarrow{\sigma} = \hat{C}.\overleftrightarrow{\varepsilon}$$ **Equation I.2-3**

$\overleftrightarrow{\sigma}$ et $\overleftrightarrow{\varepsilon}$ sont respectivement des tenseurs de contrainte et de déformation d'ordre 2, tandis que $\hat{C}$ est le tenseur des coefficients élastiques d'ordre 4. Dans un repère orthonormé (x, y, z) et pour une structure wurtzite, ces tenseurs s'écrivent d'après [10] tels que :

$$\begin{bmatrix}\sigma_1\\ \sigma_2\\ \sigma_3\\ \sigma_4\\ \sigma_5\\ \sigma_6\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0\\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0\\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2}\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_2\\ \varepsilon_3\\ 2\varepsilon_4\\ 2\varepsilon_5\\ 2\varepsilon_6\end{bmatrix}$$ **Equation I.2-4**

Cette équation utilise la notation de Voigt pour laquelle chaque composante se voit attribuer un chiffre : xx→1, yy→2, zz→3, yz→4, zx→5 et xy→6. Les coefficients élastiques sont indiqués dans le tableau ci-dessous.

Wurtzite	C_{11} (GPa)	C_{12} (GPa)	C_{13} (GPa)	C_{33} (GPa)	C_{44} (GPa)	e_{31} (C/m²)	e_{33} (C/m²)
GaN	367	135	103	405	95	-0,49	0,73
AlN	396	137	108	373	116	-0,6	1,46
InN	223	115	92	224	48	-0,57	0,97

Tableau I.2-3 : Coefficients élastiques [11] et piézoélectriques [12] des principaux nitrures d'éléments III.

Contrainte biaxiale et polarisation piézoélectrique

Dans le cas d'une croissance pseudomorphique selon l'axe *c* une contrainte biaxiale apparait : le film hétéroépitaxié est déformé par rapport à son état relaxé. Les composantes de la contrainte biaxiale selon l'axe *x* et *y* sont égales ($\sigma_1 = \sigma_2$) et il n'y a pas de contrainte selon l'axe *c*, donc pas de composante selon *z* ni de composantes de cisaillement : $\sigma_3 = \sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$. Quant à la déformation, la couche se déforme dans le plan de croissance (de la même manière selon les composantes *x* et *y* : $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$), et également selon l'axe *c*. Par contre, il n'y a pas de cisaillements ($\varepsilon_4 = \varepsilon_5 = \varepsilon_6 = 0$). Ainsi l'Equation I.2-4 est considérablement simplifiée et devient :

$$\begin{bmatrix}\sigma_1\\ \sigma_1\\ 0\\ 0\\ 0\\ 0\end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0\\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0\\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2}\end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix}\varepsilon_1\\ \varepsilon_1\\ \varepsilon_3\\ 0\\ 0\\ 0\end{bmatrix}$$ **Equation I.2-5**

Ceci conduit à
$$\begin{cases}\sigma_1 = \varepsilon_1(C_{11} + C_{12}) + \varepsilon_3 C_{13}\\ \sigma_3 = 2\varepsilon_1 C_{13} + \varepsilon_3 C_{33} = 0\end{cases}$$

Ainsi, la contrainte biaxiale s'écrit de la manière suivante :

$$\sigma_{xx} = \varepsilon_{xx}\left(C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}}\right)$$ **Equation I.2-6**

cc BY NC ND

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ?

Les coefficients élastiques sont donnés dans le Tableau I.2-3. La déformation biaxiale ε_{xx} et la ε_{zz} résultante représentent la déformation du film par rapport à son état relaxé, de paramètre de maille (a_0, c_0), c'est-à-dire :

$$\varepsilon_{xx} = \frac{a - a_0}{a_0} \qquad \varepsilon_{zz} = \frac{c - c_0}{c_0}$$ **Equation I.2-7**

Ainsi, on définit le coefficient de Poisson biaxial ν_c :

$$\nu_c = -\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}} = 2\frac{C_{13}}{C_{33}} = \frac{2\nu}{\nu - 1}$$ **Equation I.2-8**

où ν représente le coefficient de Poisson isotrope : c'est le rapport des déformations transversales et longitudinales dans le cas d'un essai mécanique pour un matériau isotrope :

$$\nu = \frac{C_{13}}{C_{13} + C_{33}}$$ **Equation I.2-9**

Etant donné que les matériaux III-N sont piézoélectriques, lorsqu'ils sont soumis à un champ de contrainte biaxiale, il apparaît une polarisation macroscopique dite polarisation piézoélectrique P_{pz}. La polarisation piézoélectrique est reliée à la déformation via le tenseur de constante piézoélectrique $\hat{e}$ d'ordre 3 :

$$\overrightarrow{P^{pz}} = \hat{e}.\overleftrightarrow{\varepsilon}$$ **Equation I.2-10**

Dans le cas d'une déformation biaxiale, il vient :

$$\begin{bmatrix} P_1^{pz} \\ P_2^{pz} \\ P_3^{pz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_1 \\ \varepsilon_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$ **Equation I.2-11**

Ainsi :

$$\begin{cases} P_1^{pz} = P_2^{pz} = 0 = P_x^{pz} = P_y^{pz} \\ P_3^{pz} = 2\varepsilon_1 \left(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}}\right) \end{cases}$$

Ceci démontre que lorsqu'une déformation biaxiale est générée, il en résulte une polarisation piézoélectrique, dirigée selon l'axe c, et d'amplitude :

$$P_z^{pz} = 2\varepsilon_{xx}\left(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}}\right)$$ **Equation I.2-12**

Elle s'ajoute donc à la polarisation spontanée, et son signe dépend de l'état de déformation dans le plan de croissance, selon que la couche déformée est en tension (ε_{xx} >0) ou en compression (ε_{xx} <0).

Contrainte thermo-élastique

Un cristal soumis à un changement de température se déforme selon son coefficient de dilatation thermique α :

$$\alpha = \frac{1}{a}\frac{\partial a}{\partial T}$$ **Equation I.2-13**

où a est le paramètre de maille du cristal. Dans le cas du GaN, il est hétéroépitaxié à haute température de croissance T_C (entre 700°C et 1000°C selon la technique de croissance utilisée). Etant

cc BY NC ND

donné que les coefficients de dilatation thermique du film et du substrat sont différents, il apparait, lors du refroidissement à température ambiante T_A, une contrainte dite thermo-élastique. Cette contrainte est proportionnelle au différentiel de déformation subie par la couche et le substrat pendant le changement de température, c'est-à-dire à la quantité ε_{th}, et définie classiquement par :

$$\varepsilon_{th} = \int_{T_C}^{T_A} (\alpha_{film} - \alpha_{substrat}) \mathrm{d}T \qquad \textbf{Equation I.2-14}$$

où α_{film} et $\alpha_{substrat}$ sont les coefficients d'expansion thermique respectifs du film et du substrat.

Si $\alpha_{film} < \alpha_{substrat}$ et $\Delta T < 0$ (refroidissement), alors la déformation dans le film est négative et correspond à une contrainte thermique compressive. Le substrat est soumis à une contrainte extensive. C'est par exemple le cas lorsque GaN ou AlN sont déposés sur saphir (Tableau I.2-4).

Si $\alpha_{film} > \alpha_{substrat}$ et $\Delta T < 0$, la déformation dans la couche est positive et correspond à une contrainte thermique extensive alors que le substrat est soumis à une contrainte compressive. C'est le cas pour GaN épitaxié sur SiC ou sur silicium (Tableau I.2-4).

		GaN	AlN	
	α (10^{-6}/K)	3,1	2,9	
Si (111)	2,6	0,0004	0,0002	ε^{th} (pour ΔT=-780K)
		GaN en tension	AlN en tension	
Al_2O_3 (0001)	7,5	-0,0034	-0,0036	
		GaN en compression	AlN en compression	
6H-SiC	4,7	-0,0012	-0,0014	
		GaN en compression	AlN en compression	

Tableau I.2-4 : Coefficient de dilatation thermique (à 300 K) et déformation thermo-élastique induite par les substrats silicium, saphir ou carbure de silicium sur les films de GaN ou d'AlN épitaxiés.

L'Equation I.2-14 peut être simplifiée en :

$$\varepsilon_{th}{}^{300\mathrm{K}}(T_C) = \frac{\Delta a_{film}(T_C \to T_A)}{a_{film}(T_C)} - \frac{\Delta a_{substrat}(T_C \to T_A)}{a_{substrat}(T_C)} \qquad \textbf{Equation I.2-15}$$

Les quantités $\Delta a_i/a_i$ sont reportées sur la Figure I.2-7 pour GaN et différents substrats. Il est ainsi possible de rapidement déterminer la déformation thermique ε_{th} et de connaître le caractère extensif ou compressif de la déformation. En effet, il apparaît immédiatement qu'au cours du refroidissement, le paramètre de maille a du saphir se contracte plus rapidement que celui du GaN, qui lui même se contracte plus vite que celui du 6H-SiC et du silicium.

cc BY NC ND

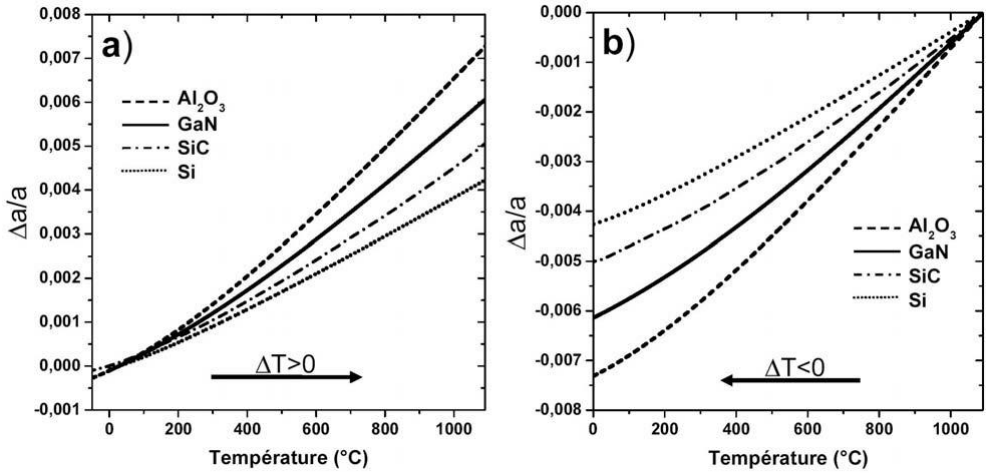

Figure I.2-7 : Déformation thermique de GaN et de ses substrats potentiels a) pour une augmentation de température (à partir de 25°C) et b) pour une baisse de la température (à partir de 1060°C). Le caractère de la contrainte dans GaN dépend de la différence entre la déformation thermique de GaN et du substrat utilisé (d'après [13]).

I.2.b.ii. Relaxation de la contrainte

Nous avons vu qu'au delà d'une épaisseur critique dite épaisseur critique de relaxation h_c, le film épitaxié relaxe l'énergie emmagasinée en créant des défauts cristallins. La relaxation est dite ductile et génère typiquement des dislocations. La relaxation peu également être fragile et engendrer la fissuration du film. Avec des écarts de paramètre de maille d'AlN et GaN de plusieurs pourcents sur substrat silicium (17% et 19% pour AlN et GaN respectivement), l'épaisseur critique de relaxation est de l'ordre de quelques monocouches.

La Figure I.2-8 représente les différents plans de glissement et vecteurs de Burger de ces dislocations, observés dans les nitrures d'éléments III. Les plans de glissement, définis par le vecteur de Burger $\vec{b}$ et la direction de la ligne de dislocation $\vec{u}$, sont soit le plan (0001) soit les plans prismatiques (10-10).

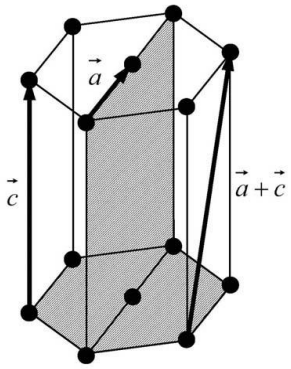

Figure I.2-8 : Les plans de glissement des dislocations sont représentés dans GaN. Les dislocations pures coins, vis et mixtes ont un vecteur de Burgers égal à $\vec{a}$, $\vec{c}$ et $\vec{a}+\vec{c}$ respectivement [13].

Quand l'épaisseur de GaN épitaxié de manière pseudomorphique est supérieure à l'épaisseur critique de relaxation, la couche de GaN relaxe la contrainte biaxiale en formant des dislocations. Les seules dislocations pouvant relaxer la contrainte biaxiale sont les dislocations possédant une

cc BY NC ND

composante de leur vecteurs directeur $\vec{u}$ et de Burger $\vec{b}$ dans le plan de croissance : les dislocations de type coin (*a* et *a*+*c*) appartenant au plan de glissement (0001). Elles sont communément appelées dislocations d'interfaces ou dislocations géométriques (misfit dislocations en anglais).

Les dislocations traversantes de type *a* et *c* ne sont pas énergétiquement favorables pour relaxer la contrainte biaxiale : la projection du vecteur directeur $\vec{u}$ de leur ligne de dislocation dans le plan de croissance (0001) est nulle. Cependant les dislocations traversantes inclinées (*a* ou *a* + *c*) ont une composante dans le plan qui permet la relaxation [14].

Plusieurs équipes ont rapportées l'activité électrique des dislocations traversantes du GaN wurtzite. Elle est reliée à leur structure atomique et est principalement dominée par la nature des liaisons atomiques présentes au cœur des dislocations. Théorie et expérience semblent s'accorder autour du fait que les dislocations traversantes vis (type *c*) semblent avoir une activité électrique plus importante [15] que les dislocations traversantes coin (type *a*) [16]. Par conséquent, les dislocations traversantes de type *c* semblent plus contribuer au courant de fuite que les dislocations coins. Par ailleurs, les dislocations traversantes coin génèrent des défauts de type accepteurs qui vont capturer des électrons de la bande de conduction dans des semiconducteurs de type *n* [17]. En introduisant *f* comme étant le facteur de remplissage des niveaux accepteurs, Schaadt [18] montre que seule la moitié des dislocations traversantes coin serait chargée ($f \approx 0{,}5$). Nous verrons par la suite que le GaN non intentionnellement dopé possède un dopage résiduel de type *n*. Donc les dislocations traversantes de type accepteur présentes dans le GaN induisent une compensation du dopage résiduel. De plus, les dislocations de types accepteurs entraînent la diffusion des électrons libres, et diminue ainsi la mobilité électronique (voir paragraphe I.3.b).

I.2.c. Propriétés électroniques et optiques

Les nitrures d'éléments III présentent une grande variété de structure de bande. A température ambiante (T=300K), leur énergie de bande interdite directe est de 0,67 eV pour l'InN, 3,43 eV pour le GaN et 6,1 eV pour l'AlN, ce qui permet de couvrir un large spectre de longueur d'onde allant de l'infrarouge (1,85 µm) à l'ultraviolet profond (200 nm) (Figure I.2-9). Les énergies de bande interdite des alliages ternaires de type $A_xB_{1-x}N$ peuvent être décrites par l'équation suivante :

$$E_g^{A_xB_{1-x}N} = E_g^{AN}x + E_g^{BN}(1-x) - b^{A,B}x(1-x) \qquad \textbf{Equation I.2-16}$$

$b^{A,B}$ est le terme de non linéarité (bowing) représentant la déviation par rapport à la loi linéaire de type Vegard. Il vaut 0,9 eV pour l'AlGaN [19], 1,4 eV pour l'InGaN [20] et 2,5 eV pour l'InAlN [21].

CC BY NC ND

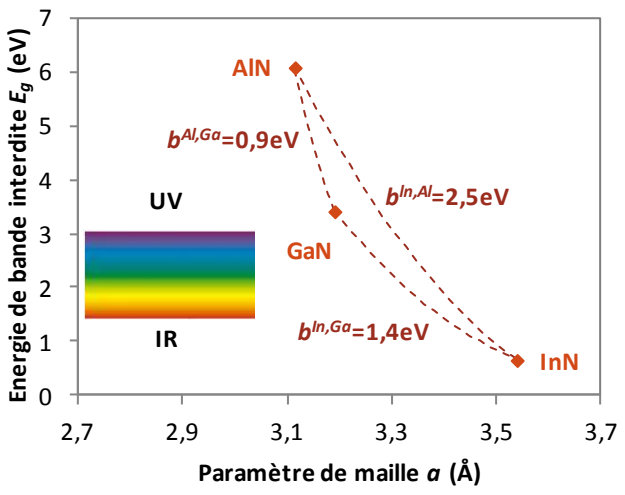

Figure I.2-9 : Energie de bande interdite des principaux III-N en fonction du paramètre de maille *a*.

Le GaN, AlN et InN sont des semiconducteurs à gap direct : le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont centrés sur le point *Γ* de la zone de Brillouin (c'est à dire en $k = 0$). Dans la structure wurtzite, l'anisotropie de la structure et le couplage spin-orbite entraînent une séparation de la bande de valence en 3 sous bandes Γ_9^v, Γ_7^v et Γ_7^v (Figure I.2-10). Il existe alors 3 excitons libres en $k = 0$ nommés A, B et C.

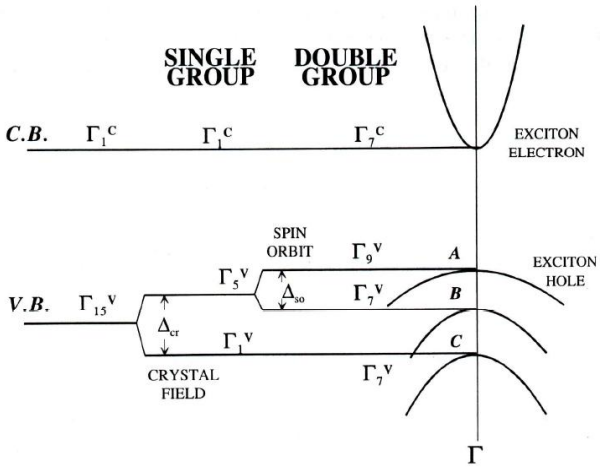

Figure I.2-10 : Schématisation des bandes du GaN au voisinage de *k* = 0 [22].

En se focalisant sur la bande de conduction, le minimum de bande de conduction en $k = 0$ constitue la vallée *Γ*. La masse effective des électrons vaut $0{,}2m_0$, où m_0 représente la masse d'un électron. Dans le GaN, la vallée *Γ* est située entre deux vallées satellites *A* et *M-L* (Figure I.2-11), qui présentent des courbures plus importantes donc des valeurs de masse effective plus élevées qu'en vallée *Γ*. Comme nous le verrons plus loin, la masse effective des électrons conditionne les propriétés de transport.

cc BY NC ND

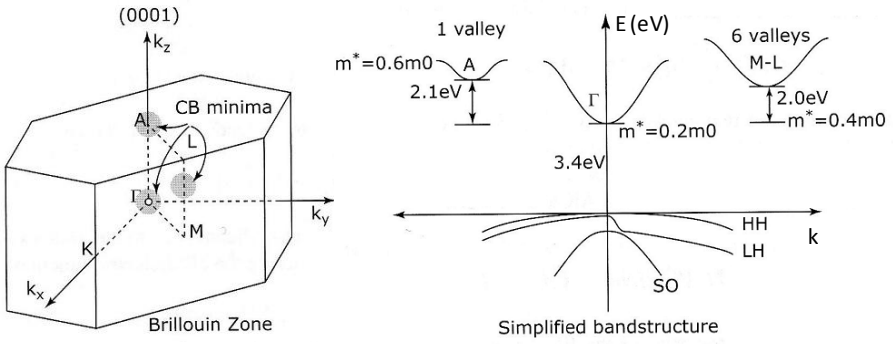

Figure I.2-11 : Zone de Brillouin d'une structure wurtzite et structure de bande simplifiée du GaN wurtzite [23].

I.2.d. Propriétés de transport électronique

Les électrons se déplacent avec une vitesse dite de dérive v_d. Cette vitesse est proportionnelle à l'action d'un champ électrique F appliqué :

$$v_d = \mu\, F \qquad \textbf{Equation I.2-17}$$

μ représente la mobilité des électrons. Elle décrit l'aptitude des électrons à se déplacer dans le semiconducteur. La mobilité est d'autant plus grande que le cristal est pur et que la masse effective des porteurs est faible. En effet, la mobilité s'écrit :

$$\mu = \frac{e\,\tau}{m^*} \qquad \textbf{Equation I.2-18}$$

τ représente le temps moyen de relaxation d'un électron entre deux chocs (diffusion).

Des simulations Monte-Carlo ont permis de tracer la vitesse de dérive des électrons dans les nitrures d'élément III en fonction du champ électrique (Figure I.2-12), qui présente un pic pour la vitesse maximale atteinte v_{max} et le champ critique F_{cr}. Après ce pic, la vitesse de dérive diminue jusqu'à atteindre sa vitesse de saturation v_{sat}. Ces grandeurs sont résumées dans le Tableau I.2-5.

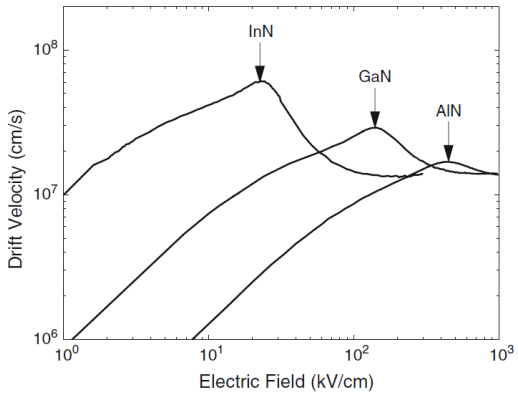

Figure I.2-12 : Vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique à 300 K dans les matériaux massifs GaN, l'AlN et l'InN (wurtzite) possédant une concentration d'éléments dopants de type *n* de 10^{17} cm^{-3} [24].

BY NC ND

I.2. Pourquoi le nitrure de gallium ?

	GaN	AlN	InN
Vitesse de saturation v_{sat} (10^7 cm/s)	1,75	1,5	1,4
Champ électrique critique F_{cr} (kV/cm)	150	450	22
Vitesse max v_{max} (10^7 cm/s)	2,9	1,7	6
Energie de bande interdite E_g (eV)	3,43	6,1	0,67
Mobilité μ (cm²/V.s)	880	130	10000

Tableau I.2-5 : Propriétés de transport volumique à 300K est principaux nitrures d'éléments III d'après [24].

BY NC ND

I.3. Formation et caractéristiques du 2DEG

Le gaz bidimensionnel d'électrons dans les nitrures d'éléments III est engendré par la différence de polarisation à l'interface barrière/canal. Prenons le cas d'une barrière AlGaN contenant une fraction molaire d'aluminium x_{Al} de 30%, déposée sur un canal GaN, tous deux non intentionnellement dopés. La barrière et le canal possèdent une polarisation spontanée du fait qu'ils sont épitaxiés sous forme wurtzite (P_{sp}^{bar} et P_{sp}^{can}). Le canal de 2 à 3 nm d'épaisseur (qui accueil le gaz 2D) termine la couche de GaN, épaisse de 2 µm environ, qui constitue la couche tampon (aussi appelée buffer). L'épaisseur de la barrière est suffisamment faible (quelques 20-25 nm) pour que l'AlGaN soit contraint sur GaN. Ainsi, l'AlGaN adopte le paramètre de maille a du GaN : la couche AlGaN est pseudomorphique sur GaN. Comme $a_{AlxGa1-xN} < a_{GaN}$, la déformation biaxiale ε_{xx} est positive, et donc l'AlGaN est déformé en tension sur GaN. La polarisation piézoélectrique P_{pz}^{bar} de la barrière s'ajoute à la polarisation spontanée de l'AlGaN (Figure I.3-1). Enfin, la couche GaN étant épaisse, la contrainte est complètement relaxée, donc nous pouvons négliger la polarisation piézoélectrique du GaN.

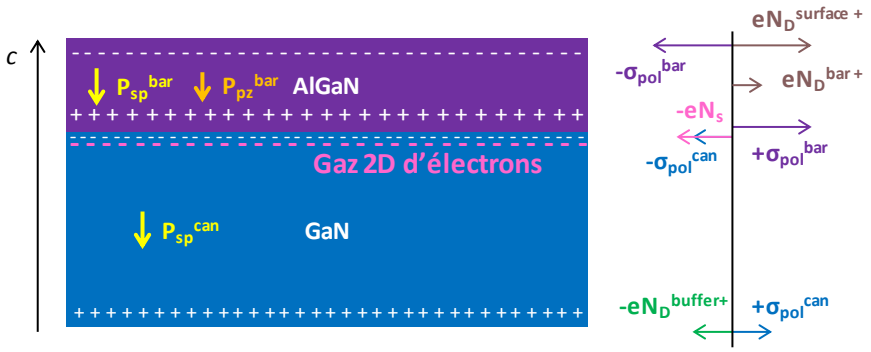

Figure I.3-1 : Formation du gaz 2D d'un point de vue électrostatique.

D'un point de vue électrostatique, la polarisation macroscopique des couches barrière et canal se manifeste aux interfaces par une accumulation de charges surfaciques σ_{pol} exprimée en C/m² (Figure I.3-1). Par exemple, pour une couche mince $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ déposée sur une couche épaisse GaN, la densité électronique par unité de surface induite par la polarisation s'écrit :

$$N_{pol}^{bar} = \left|\frac{\sigma_{pol}^{bar}}{e}\right| = \left|\frac{P_{sp}^{bar} + P_{pz}^{bar}}{e}\right| = 3{,}5 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2} \text{et} \quad N_{pol}^{can} = \left|\frac{\sigma_{pol}^{can}}{e}\right| = \left|\frac{P_{sp}^{can}}{e}\right| = 1{,}8 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$$

$$N_{pol} = N_{pol}^{bar} - N_{pol}^{can} = 1{,}7 \times 10^{13}\,\mathrm{cm}^{-2}$$

La densité électronique induite par la polarisation de la barrière est deux fois plus importante que celle induite par la polarisation du canal. Ainsi $1{,}7\times10^{13}$ cm^{-2} charges positives à l'interface vont attirer les électrons pour créer un gaz 2D.

Smorchkova propose la première fois en 1999 [25] l'idée suivante : l'origine des électrons du gaz 2D provient d'états donneurs profonds à la surface de l'AlGaN, d'énergie E_D, partiellement ionisés. Les

cc BY NC ND

états donneurs entièrement occupés sont supposés neutres. Une fois ionisés, ils représentent une charge positive. La surface de la barrière AlGaN présente une charge de surface négative, induite par la polarisation de la barrière $-\sigma_{pol}^{bar}$, qui est compensée par des états donneurs en surface ionisés ($N_D^{surface\ +}$). Les électrons libérés sont transférés dans le GaN à l'interface AlGaN/GaN, de manière à peupler le gaz 2D. Ainsi, $-eN_s$ (N_s est la densité d'électrons du gaz 2D par unité de surface) s'ajoute à $-\sigma_{pol}^{can}$ pour compenser $+\sigma_{pol}^{bar}$ à l'interface AlGaN/GaN (Figure I.3-1).

D'autres sources d'électrons peuvent contribuer à cette accumulation à l'hétéro-interface : la barrière AlGaN et la couche tampon GaN. Le dopage résiduel de la barrière non intentionnellement dopé est supposé de $5x10^{16}$ cm^{-3} donneurs ($N_D^{bar\ +}$) et $2,5x10^{15}$ cm^{-3} accepteurs [26]. Normalisés par l'épaisseur de la barrière (30nm), cela revient à $1,5x10^{11}$ donneurs par cm^2 et $7,5x10^{10}$ accepteurs par cm^2. Le dopage résiduel de la barrière ne contribue que faiblement à la formation du 2DEG. La couche tampon GaN présente des dopages résiduels en donneurs trop faibles (estimés bien inférieurs à 10^{16} cm^{-3}), donc nous considérons que $N_D^{buffer+}$ est négligeable.

D'après la Figure I.3-1, l'équation de neutralité des charges du système AlGaN/GaN s'écrit :

$$-\sigma_{pol}^{bar} + eN_D^{surface\ +} + eN_D^{bar\ +} + \sigma_{pol}^{bar} - eN_s - \sigma_{pol}^{can} + \sigma_{pol}^{can} - \sigma_{buffer} = 0 \qquad \textbf{Equation I.3-1}$$

Soit :

$$eN_s = eN_D^{surface\ +} + eN_D^{bar\ +} \qquad \textbf{Equation I.3-2}$$

Donc les électrons du gaz 2D ont pour origine les donneurs en surfaces ionisés et les impuretés résiduelles de la barrière également ionisées.

Ce concept fut développé par la suite par Ibbetson en 2000 [2]. Il reste à l'heure actuelle le scénario le plus probable quant à l'origine et à la formation du gaz 2D. En raison du champ électrique dû à la polarisation à l'interface AlGaN/GaN, deux phénomènes apparaissent quand l'épaisseur de la barrière augmente : la bande de conduction du GaN est dégénérée à l'interface et le niveau de Fermi s'aligne avec le niveau donneur. En deçà d'une certaine épaisseur de barrière dite critique, l'énergie du niveau donneur est supérieure à l'énergie du niveau de Fermi, les états donneurs sont entièrement occupés et le gaz 2D est inexistant (Figure I.3-2 a). Au-delà de cette épaisseur de barrière critique, le niveau de Fermi est bloqué sur le niveau donneur, ce dernier s'ionise et les électrons libérés forment le gaz 2D (Figure I.3-2 b). Cette épaisseur critique correspond à l'épaisseur de barrière à partir de laquelle le gaz 2D se forme. Lorsque l'épaisseur de barrière augmente, N_s a tendance à saturer et approche la valeur de la densité électronique induite par polarisation.

cc BY NC ND

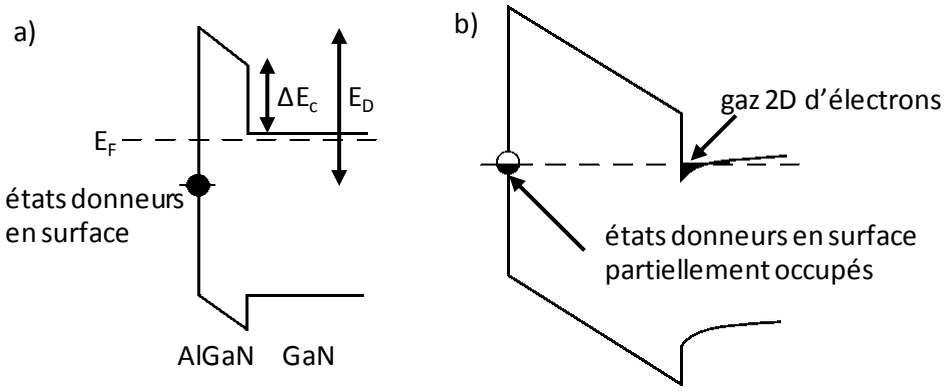

Figure I.3-2 : Diagramme de bande schématique du modèle de donneurs en surface pour une épaisseur de barrière a) en deçà b) au dessus de l'épaisseur critique de formation du gaz 2D [2].

I.3.a. Expression de la densité de charges dans le gaz 2D

Le diagramme de bande de conduction du système AlGaN/GaN est représenté sur la Figure I.3-3. Le minimum d'énergie de bande de conduction de l'hétérostructure AlGaN/GaN est tracé le long de l'axe *z* (comme sur la Figure I.3-2), qui correspond au sens opposé à l'axe de croissance *c*. z_0 matérialise l'interface barrière/canal, et d_{bar} est l'épaisseur de la barrière. Φ_b correspond à la barrière de potentiel entre la surface et l'AlGaN. ΔE_c illustre la discontinuité d'énergie de bande de conduction entre la barrière AlGaN et le canal GaN. Enfin, σ_{pol} est la différence de polarisation entre la barrière et le canal : $\sigma_{pol} = |P_{bar} - P_{can}|$.

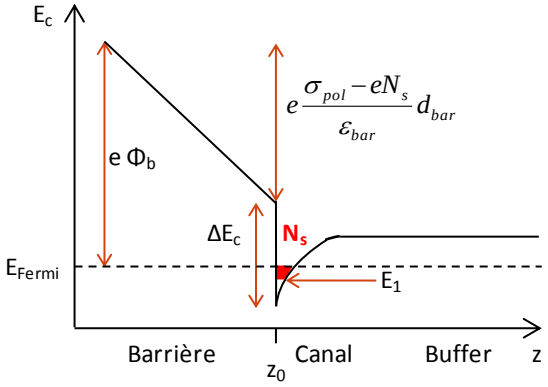

Figure I.3-3 : Diagramme de bande de conduction d'une hétérojonction AlGaN/GaN par exemple.

Supposons que le gaz 2D n'occupe qu'un seul niveau d'énergie E_1 (état fondamental) du puits quantique triangulaire, ce qui est généralement vrai à 90%. Autrement dit, seul le niveau fondamental du puits est dégénéré : $E_1 < E_F$. Il apparaît assez immédiatement l'égalité suivante :

$$e\phi_b - e\frac{\sigma_{pol} - eN_s}{\varepsilon_{bar}} d_{bar} - \Delta E_c + E_1 + (E_F - E_1) = 0 \qquad \textbf{Equation I.3-3}$$

BY NC ND

$\frac{\sigma_{pol}-eN_s}{\varepsilon_{bar}}$ représente le champ électrique dans la barrière, déterminé en résolvant l'équation de Gauss-Poisson dans le système barrière/canal. D'après [27], E_1 s'écrit :

$$E_1 = \gamma {N_s}^{2/3}, \qquad \text{avec} \qquad \gamma = \left(\frac{9}{8}\frac{\pi\hbar e^2}{\sqrt{8m^*}\varepsilon_{can}}\right)^{2/3}$$ **Equation I.3-4**

Puisque nous supposons que seul le niveau fondamental du puits quantique est occupé, la différence E_F-E_1 s'écrit :

$$E_F - E_1 = \frac{\pi\hbar^2}{m^*}N_s$$ **Equation I.3-5**

où $\pi\hbar^2/m^*$ est la densité d'état d'un puits quantique.

En réécrivant l'Equation I.3-3, la densité d'électrons du gaz 2D a pour expression :

$$N_s = \left(\frac{\pi\hbar^2}{e^2m^*}\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}} + 1\right)^{-1}\left(\frac{\sigma_{pol}}{e} - \frac{1}{e^2}\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}\left(e\phi_b - \Delta E_c + \gamma {N_s}^{2/3}\right)\right)$$ **Equation I.3-6**

La grandeur $\frac{\pi\hbar^2}{e^2m^*}\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}$ est sans unité. Notons que $\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}$ représente la capacité de la barrière par unité de surface. La barrière est vue comme un isolant séparant deux électrodes, l'une due aux électrons du gaz 2D et l'autre due aux électrons occupant partiellement les états de surface.

Pour simplifier l'Equation I.3-6, nous supposerons que le niveau fondamental du puits quantique triangulaire E_1 est confondu avec le minimum d'énergie de bande de conduction du canal. Cela permet de négliger $\gamma {N_s}^{2/3}$. Il apparait immédiatement que la densité d'électrons du gaz 2D N_s est directement reliée à la densité d'électrons $N_{pol} = \frac{\sigma_{pol}}{e}$ due à la différence de polarisation barrière/canal. Ainsi, la densité d'électrons du gaz 2D ne dépend plus que de l'épaisseur de la barrière et de sa composition. Elle est calculée pour les deux systèmes barrière/canal employés au cours de ce travail de thèse : AlGaN/GaN et InAlN/GaN (Figure I.3-4 a et Figure I.3-4 b respectivement), en supposant les barrières AlGaN et InAlN parfaitement contraintes sur GaN.

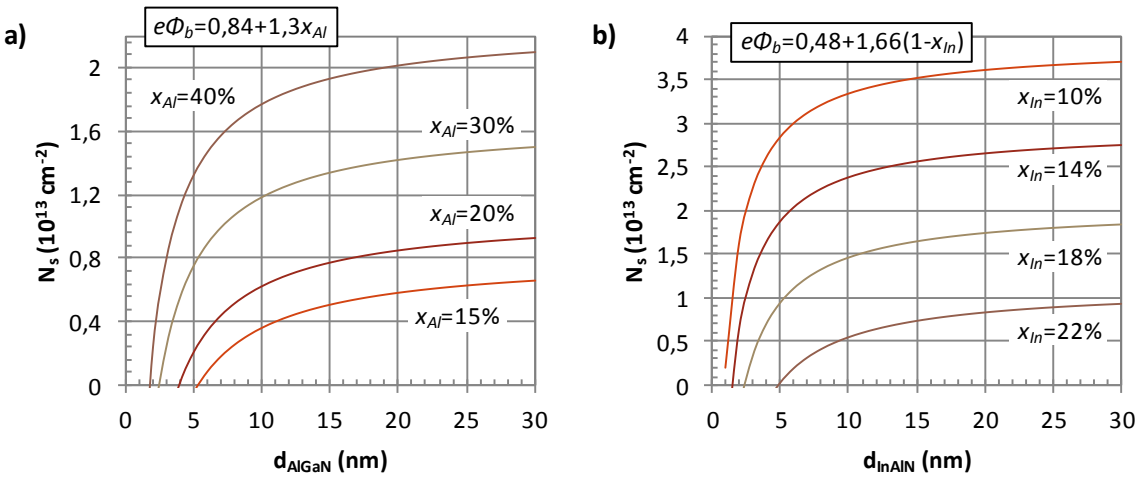

Figure I.3-4 : Evolution de la densité d'électrons du gaz 2D d'une hétérojonction a) AlGaN/GaN et b) InAlN/GaN en fonction de l'épaisseur et de la composition de la barrière. Les potentiels de barrière Φ_b sont issus de [28] et [8] respectivement.

cc BY NC ND

La Figure I.3-4 a montre que l'augmentation de l'épaisseur jusqu'à 30 nm et de la teneur en aluminium de la barrière AlGaN (de 15 à 40%) permet de couvrir une gamme de densité d'électrons dans le gaz 2D allant de 0 à $2x10^{13}$ cm^{-2}. L'épaisseur de barrière critique de formation du gaz 2D varie de 5,4 nm à 1,8 nm pour une teneur en aluminium allant de 15% à 40%.

Dans le cas d'une hétérojonction InAlN/GaN, la densité d'électrons du gaz 2D augmente avec l'épaisseur de barrière, et également avec la réduction de la fraction molaire en indium de la barrière (de 20 à 10%). N_s peut atteindre jusqu'à deux fois plus d'électrons dans InAlN/GaN que dans AlGaN/GaN. Ceci est dû à la valeur élevée de la polarisation spontanée de l'AlN (présent à 80-90%) dans l'InAlN. De plus, pour x_{In}=18%, la couche InAlN est en accord de maille avec le GaN (P_{pz} = 0), ce qui permet d'avoir une structure plus stable mécaniquement.

I.3.b. Mobilité et résistance de feuille

La mobilité électronique μ est une grandeur qui permet de caractériser le gaz 2D. Elle est reliée au temps moyen de relaxation d'un électron entre deux chocs (diffusion) (Equation I.2-8) et ce temps de relaxation est calculé suivant la règle de Mathiessen :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \cdots + \frac{1}{\tau_n}$$ **Equation I.3-7**

Les mécanismes de diffusion sont en partie reliés aux défauts présents dans l'hétérostructure barrière/canal. On distingue les mécanismes de diffusion élastiques (diffusion par les impuretés, par la rugosité d'interface, par le désordre d'alliage, par les dislocations chargées) des mécanismes de diffusion inélastiques (opérés par les phonons acoustiques et optiques). D'après les Equation I.2-18 et Equation I.3-7, la mobilité totale s'écrit :

$$\mu = \left(\frac{1}{\mu_{impuretés}} + \frac{1}{\mu_{rugosité}} + \frac{1}{\mu_{alliage}} + \frac{1}{\mu_{dislo}} + \frac{1}{\mu_{phonons}} \right)^{-1}$$ **Equation I.3-8**

Ainsi, au plus une des contributions produit une mobilité faible, au plus elle affecte la mobilité totale.

La mobilité des électrons du gaz 2D dépend de la densité d'électrons N_s (qui elle-même dépend des paramètres de barrière : épaisseur et composition). Des calculs rendant compte de l'évolution de la mobilité électronique dans le cas des nitrures d'éléments III ont été développés au CRHEA [17, 29].

Diffusion par les impuretés

Comme nous l'avons vu dans la partie I.3.a, les impuretés ionisées en surface sont à l'origine de la formation du gaz 2D. Etant donné que ces impuretés ionisées sont spatialement séparées du gaz 2D via la barrière, ce mécanisme de diffusion, intervient peu dans la mobilité totale. Pour une épaisseur de barrière AlGaN de l'ordre de 30 nm, la mobilité $\mu_{impuretés}$ est de l'ordre de 10^5-10^6 $cm^2/V.s$ pour une densité d'impuretés ionisées comprise entre 1×10^{16} cm^{-3} et 1×10^{18} cm^{-3}, donc l'effet est négligeable.

BY NC ND

I.3. Formation et caractéristiques du 2DEG

Les impuretés résiduelles de la couche tampon GaN, avec des densités de l'ordre de 10^{14} à 10^{16} cm^{-3}, affectent la mobilité totale seulement pour de faible N_s ($1\text{-}5\times10^{12}$ cm^{-2}). Ce facteur limitant est partiellement écranté par la densité de charges des électrons libres, ce qui explique une augmentation de la mobilité avec la densité de charges.

Diffusion par la rugosité d'interface

Il s'agit d'une rugosité géométrique à l'interface barrière/canal. La diffusion élastique liée à la rugosité d'interface joue un rôle important lorsque la densité du gaz 2D est élevée. En effet, plus N_s est élevé plus le puits quantique triangulaire se creuse et les électrons de gaz 2D sont poussés vers l'interface barrière/canal. Ainsi les électrons du gaz 2D sont plus sensibles aux défauts d'interface et la mobilité diminue. Les interactions qui ont lieu au voisinage de l'interface sont décrites à l'aide de rugosités d'interface inférieures à 0,3 nm et des longueurs de corrélation (période de la rugosité) typiques de quelques nanomètres [17].

Diffusion par le désordre d'alliage

La diffusion des électrons par le désordre d'alliage provient de la variation aléatoire de la composition dans la barrière autour d'une valeur nominale. Ceci perturbe la périodicité du potentiel auquel le gaz d'électrons est soumis puisqu'une partie des électrons du gaz 2D pénètre dans la barrière. Pour une barrière $Al_{0,3}Ga_{0,7}N$, les électrons pénètrent dans la barrière sur une profondeur de 6 Å environ. Le désordre d'alliage peut être vu comme une rugosité d'interface non plus géométrique mais électrique. L'interaction du désordre d'alliage sera limitée par l'insertion d'une couche AlN espaceur à l'interface entre l'AlGaN et le GaN [30]. La profondeur de pénétration des électrons dans la barrière est réduite à 3 Å environ et le confinement des électrons du gaz 2D est augmenté. Une autre possibilité est de déposer, par exemple, une barrière AlGaN sous forme de super-réseau *n×(AlN/GaN)* [31].

Diffusion par les dislocations

Les dislocations traversantes sont le premier facteur limitant la mobilité pour les faibles densités de charges. Les dislocations traversantes, pouvant être à l'origine assimilées à des défauts de type accepteurs, vont capturer des électrons de la bande de conduction. Elles forment des lignes chargées négativement, perpendiculaires au transport des électrons dans le gaz 2D. Une zone de charge d'espace est formée autour des dislocations traversantes, induisant la diffusion des électrons se déplaçant à travers ces lignes. De même que pour la diffusion due aux impuretés résiduelles, la diffusion par les dislocations est partiellement écrantée par la charge des électrons. Ainsi, la mobilité augmente avec la densité de charges.

cc BY NC ND

Diffusion par les phonons

L'effet des phonons (optiques et acoustiques) augmente à mesure que la densité de charges augmente. C'est la vibration du réseau cristallin en fonction de la température qui induit la génération de phonons. Les phonons acoustiques sont responsables du processus de diffusion inélastique des électrons pour des températures inférieures à 200K, tandis que les phonons optiques limiteront la mobilité pour des températures supérieures.

Il résulte de ces interactions que la mobilité des électrons du 2DEG suit une courbe en cloche en fonction de la densité d'électrons et la Figure I.3-5 montre les différentes contributions à la mobilité mesurée à température ambiante pour une structure HEMT $Al_xGa_{1-x}N$/GaN réalisée sur substrat silicium (111).

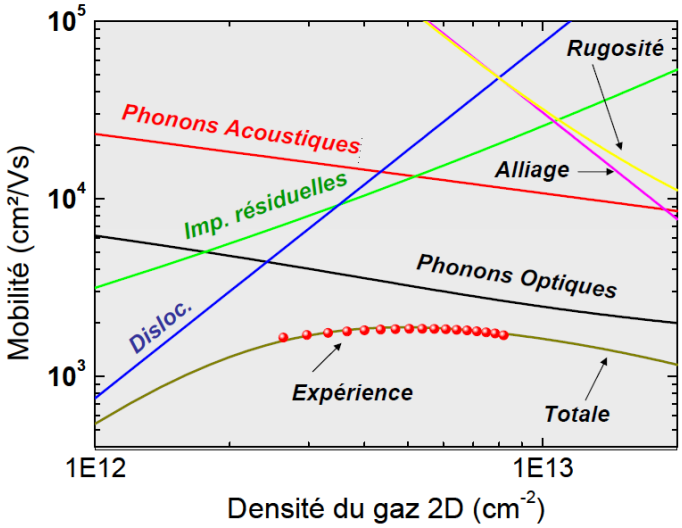

Figure I.3-5 : Evolution expérimentale et simulée de la mobilité électronique μ à température ambiante (300K) en fonction de la densité d'électrons N_s modulée par une grille pour une hétérostructure de type HEMT AlGaN/GaN réalisée sur substrat Silicium(111) (échantillon A392, [17]).

Finalement, au plus l'hétérostructure barrière/canal est parfaite, sans défauts, au plus la mobilité est importante. Donc la mobilité est un critère de qualité du gaz 2D et reflète la qualité cristalline de l'hétérostructure. Typiquement, les hétérostructures AlGaN/GaN sur substrat silicium présentent une mobilité électronique avoisinant 2000 cm²/V.s, alors que les mobilités d'une hétérostructure InAlN/GaN sur substrat saphir est de 1490 cm²/V.s [32]. Les HEMTs InAlN/GaN possèdent une densité de charges bien souvent >1,5x10^{13} cm^{-2}, rendant la contribution de la rugosité d'interface plus importante que dans le système AlGaN/GaN [33]. De plus, comme nous le verrons plus loin, l'alliage InAlN est plus difficile à obtenir que l'alliage AlGaN, ceci étant du à la difficulté d'incorporer l'indium. Donc le désordre d'alliage est plus important dans une couche InAlN que dans une couche AlGaN. C'est la raison pour laquelle la mobilité des HEMTs InAlN/GaN est inférieure à celle des HEMTs AlGaN/GaN.

BY NC ND

Pour finir, le dernier critère pour évaluer le gaz 2D est la résistance de feuille R_{sh}, s'exprimant en Ohm par carré (Ω/sq). Cette grandeur correspond à la résistance du gaz 2D et est fonction de la densité d'électrons et la mobilité électronique du gaz 2D :

$$R_{sh} = \frac{1}{e\, N_s\, \mu}$$ **Equation I.3-9**

Pour le bon fonctionnement du transistor, la résistance de feuille la plus faible possible est primordiale.

BY NC ND

I.4. Croissance d'une hétérostructure HEMT à base de GaN

I.4.a. L' hétérostructure HEMT

Une structure HEMT est typiquement constituée de l'empilement de couches décrit Figure I.4-1. Pour le bon fonctionnement du transistor, il est nécessaire que la couche tampon, les couches intermédiaires et le substrat soient isolants et également de bons conducteurs thermiques de manière à évacuer la chaleur du composant. A ces conditions s'ajoute celle d'une bonne qualité cristalline de la couche tampon.

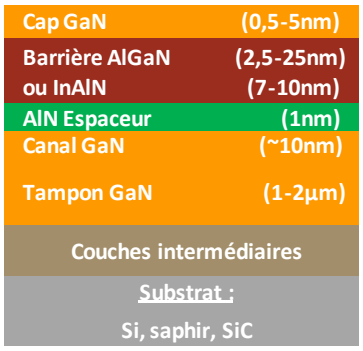

Figure I.4-1 : Description schématique d'une hétérostructure HEMT.

I.4.a.i. Le substrat

Les substrats généralement utilisés pour la croissance de GaN sont, le saphir, le carbure de silicium et le silicium (Tableau I.4-1).

Le substrat saphir est aujourd'hui le plus couramment utilisé car historiquement, c'est sur saphir qu'on été obtenus les premiers résultats significatifs pour la croissance de GaN (diodes électroluminescentes, 1994, S. Nakamura, Nichia Chemicals). Seulement sa faible conductivité thermique limite la réalisation de dispositifs de puissance. De plus, le désaccord paramétrique et la différence de coefficients de dilatation thermique entre le GaN et le saphir induisent une compression importante du GaN épitaxié (courbure importante du substrat).

Le polytype 6H du carbure de silicium est un substrat de choix pour la réalisation de dispositifs de puissance, il présente une très bonne conductivité thermique et résistivité électrique. De plus le désaccord paramétrique avec le GaN n'est que de 3,5%. Néanmoins, son prix reste élevé et son coefficient de dilatation thermique plus faible que celui du GaN induit une contrainte extensive lors du refroidissement et qu'il faut gérer soit avec des couches pas trop épaisses, soit avec des couches d'adaptation comme sur silicium.

Le silicium présente un attrait important de par son prix très compétitif, sa grande disponibilité en taille (jusqu'à 12'') et sa bonne conductivité thermique (bien qu'inférieure à celle du SiC) qui en font un candidat de choix pour les composants de puissance. La croissance de GaN sur silicium

BY NC ND

permet l'intégration de dispositifs à base de nitrures d'éléments III avec les nombreuses technologies de la filière silicium. Cependant, le silicium présente un fort désaccord paramétrique et une différence de coefficient de dilatation thermique importante avec le GaN. La contrainte extensive générée au cours du refroidissement reste un point critique pour la croissance de couches non fissurées d'épaisseur supérieure à 3 µm.

La commercialisation de couches tremplins de GaN ou AlN sur substrats saphir ou SiC est de nature à simplifier la réalisation des hétérostructures. Les couches tremplin GaN sur saphir présentent des densités de dislocations faibles (quelques 10^8 /cm²).Enfin, des substrats de GaN autosupporté (free standing) sont également en vente dans le commerce avec des densités de dislocations particulièrement faibles (~10^7 /cm²). Le GaN autosupporté est un substrat intéressant pour des applications HEMTs, seulement son coût reste élevé.

	GaN	AlN	Si (111)	Saphir (0001)	6H-SiC
Paramètre de maille (Å)	3,189	3,112	a = 5,430/ √2 = 3,840	a = 4,758/ √3 = 2,747	3,080
Désaccord paramétrique du GaN $\Delta a/a$ (%)	0	2,5	-16,9	16,1	3,5
Contrainte biaxiale du GaN ε_{xx} (%)	0	-2,4 compression	20,4 tension	-13,9 compression	-3,4 compression
Coefficient de dilatation thermique ($\times 10^{-6}$/K)	5,59	4,15	2,59	7,5	4,7
Désaccord de coefficient de dilatation thermique du GaN (%)	0	34,7	115,8	-25,5	18,9
Contrainte thermique du GaN ε^{th} (%)	0	0,11 tension	0,23 tension	-0,15 compression	0,07 tension
Conductivité thermique (W/K.cm)	1,5	2	1,5	0,5	5
Résistivité ρ (Ω.cm)	> 10^4 (GaN dopé Fe)	10^{13}	> 10^4	isolant	> 10^4
Prix moyen d'un substrat 2'' (€)	Autosupporté 1000 Tremplin 300	Tremplin 1000	50	50	1000
Disponibilité des substrats	2''-4''	2''	2''-12''	2''-6''	2''-4''

Tableau I.4-1 : Propriétés des principaux substrats utilisés pour la croissance de GaN.

Au cours de ce travail de thèse, les structures HEMTs ont été réalisées sur substrat silicium (111) hautement résistif (ρ > 3 kΩ.cm), et sur tremplin GaN dopé fer sur substrat saphir. Le dopage fer permet d'obtenir une couche de GaN semi-isolante (ρ > 10 kΩ.cm).

cc BY NC ND

I.4.a.ii. La couche tampon

L'élaboration de la couche tampon est primordiale puisque de la couche tampon dépend la qualité du canal. Cette couche doit donc être de bonne qualité structurale (densité de dislocations la plus faible possible et faible rugosité de surface), et également de bonne qualité électrique avec un minimum de pièges et d'impuretés ionisées pour éviter les fuites dans le buffer et la diffusion des électrons, néfaste pour les propriétés de transport.

Sur substrat silicium orienté (111), l'utilisation de couches intermédiaires est nécessaire pour pouvoir gérer la contrainte de la couche tampon (non fissurée) et ainsi avoir une couche tampon de bonne qualité. La croissance de GaN sur substrat silicium par épitaxie sous jets moléculaires à source ammoniac (EJM-NH_3) a fait l'objet de recherches avancées au laboratoire depuis plus d'une dizaine d'années [31, 34-38]. Le nettoyage chimique du substrat combiné aux différentes couches intermédiaires (Figure I.4-2) permet d'épitaxier jusqu'à 3 µm de GaN non fissuré, avec une densité de dislocations de l'ordre de 2-6×10^9 cm^{-2}.

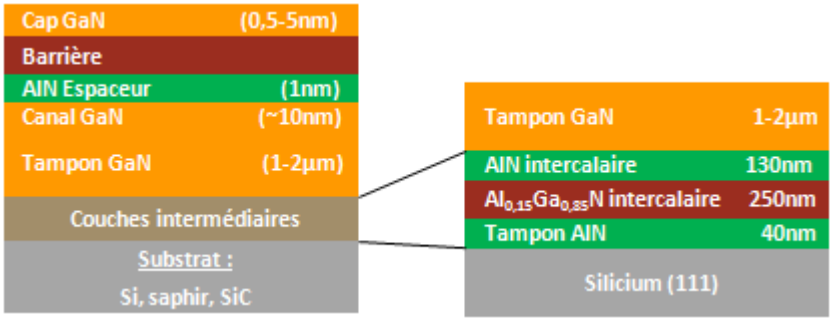

Figure I.4-2 : Empilement de couches permettant de réduire la densité de dislocations et de gérer la contrainte de la couche tampon épitaxiée par EJM-NH_3.

D'un point de vue qualité électrique, des analyses SIMS révèlent la présence d'impuretés incorporées lors de la croissance : silicium, oxygène et carbone. Dans la couche tampon GaN les concentrations relevées par SIMS sont faibles pour le silicium (<5x10^{15} cm^{-3}), l'oxygène est majoritaire devant le carbone (entre 0,8-4x10^{17} cm^{-3} pour l'oxygène et 0,3-1×10^{17} cm^{-3} pour le carbone). L'oxygène étant un donneur dans le GaN (comme le silicium, par contre le carbone est un accepteur), cela peut expliquer le caractère *n* du dopage résiduel dans le GaN. Une mesure capacitive C(V) permet de calculer le dopage résiduel de la couche tampon de GaN, typiquement inférieur à quelques 10^{14} cm^{-3}, c'est-à-dire trois ordres de grandeurs inférieur à la concentration en oxygène. Cette différence s'explique par la présence de dislocations traversantes, qui piègent les électrons donnés par les impuretés actives des 10^{16}-10^{17} cm^{-3} atomes d'oxygène. Donc une densité de dislocations suffisante permet d'obtenir une couche tampon GaN isolante sur substrat silicium. Rappelons tout de même que les dislocations sont néfastes pour la mobilité des électrons du gaz 2D. De plus, les dislocations traversantes constituent des niveaux de pièges électriques possédant une large gamme d'énergie,

BY NC ND

qui peuvent être sondés sous certaines conditions de polarisations d'un composant, introduisant des instabilités dans son comportement. Il faut donc trouver un compromis entre l'isolation électrique et la qualité cristalline de la couche tampon de GaN sur substrat silicium. Pour cela, une piste explorée au laboratoire a été de doper une partie de la couche tampon avec des accepteurs tels que le fer [31] ou le carbone [39], de manière à compenser le dopage résiduel du GaN. Ces premiers résultats encourageant montrent une amélioration significative de l'isolation électrique ; cependant, la qualité cristalline de ce type de structures reste à améliorer, surtout dans le cas du carbone.

Les tremplins de GaN dopé fer sur substrat saphir, disponibles commercialement, possèdent une densité de dislocations relativement faible ($<8\times10^{8}$ cm^{-2}) et une résistance de feuille de 10 MΩ/sq. Avoir recours à ce type de tremplin permet de simplifier la croissance de la couche tampon de GaN. Par EJM-NH_3, la qualité cristalline de la couche tampon de GaN réplique la qualité cristalline du tremplin. La procédure de recroissance du GaN sur ce type de tremplins a été mise au point au laboratoire [40, 41].

I.4.a.iii. Les couches actives

Le canal de GaN, l'AlN espaceur, la barrière et le cap GaN constituent les couches actives de l'hétérostructure HEMT.

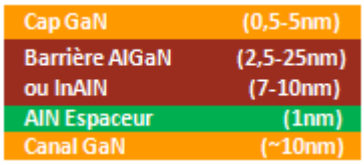

Figure I.4-3 : Couches actives d'une structure HEMT à base de GaN.

Certains choisissent d'utiliser un canal InGaN [42-44] en espérant une mobilité électronique de l'InGaN supérieure au GaN de par la faible valeur de la masse effective de l'InN (0,07 m_0 [45]). De plus, un canal InGaN forme un réel puits quantique et permet d'améliorer le confinement des électrons du gaz 2D. Seulement, ceci est néfaste pour les applications de puissance puisque l'InGaN possède une tension de claquage plus faible que le GaN reliée à sa plus faible énergie de bande interdite E_g (voir Tableau I.2-5).

Nous avons vu précédemment dans la partie I.3.b l'utilité de la couche AlN espaceur, qui permet de s'affranchir de la diffusion due au désordre d'alliage et donc d'augmenter la mobilité des électrons du gaz 2D. De plus, cette couche bloque la pénétration du gaz 2D dans la barrière. Des études ont été menées afin d'évaluer l'épaisseur optimale de l'AlN espaceur [23, 30, 46, 47]. L'épaisseur optimale est au moins de 1 nm pour un espaceur sous une barrière AlGaN et InAlN.

Les barrières utilisées au cours de ce travail de thèse sont les barrières AlGaN, AlN et InAlN. Les couches actives devant être pseudomorphiques sur la couche tampon, l'épaisseur de barrière doit

cc BY NC ND

être inférieure à l'épaisseur critique de relaxation, qui varie en fonction de la composition de la barrière. L'expression de l'épaisseur critique h_c d'après [35, 48] est :

$$h_c = \frac{b(x).\cos\alpha}{2\,\varepsilon(x)}\left(1 + \frac{1-\frac{\upsilon(x)}{4}}{4\pi.\cos^2\alpha\,.\,(1+\upsilon(x))}.\ln\frac{h_c}{b(x)}\right) \qquad \textbf{Equation I.4-1}$$

où $\varepsilon(x)$ est la déformation subie par la couche épitaxiée, $\upsilon(x)$ le coefficient de poisson et $b(x)$ la norme du vecteur de Burgers des dislocations. α est l'angle entre le vecteur de Burgers et la direction, à l'interface, normale à la ligne de dislocation. Dans le cas des nitrures d'éléments III en phase wurtzite, α=60°. Pour une barrière AlGaN contenant 30% d'aluminium, l'épaisseur critique est d'environ 23 nm.

Enfin, la dernière couche de l'hétérostructure HEMT est le cap GaN. Il s'agit d'une couche fine, de quelques nanomètres, qui peut servir de protection lors des étapes technologiques (dépôts de résines, révélateurs chimiques, et recuit de contact ohmique) et limite les courants de fuite de grille [49]. Terminer la structure par un cap GaN plutôt que par la barrière permet de limiter l'oxydation en surface et donc d'homogénéiser le potentiel de surface Φ_{cap}. Aussi, le champ électrique présent dans cette couche augmente le potentiel effectif de la barrière [50] :

$$\phi_b^{eff} = \phi_{cap} + \frac{\Delta E_c}{e} + e\frac{d_{cap}N_s}{\varepsilon_{cap}} \qquad \textbf{Equation I.4-2}$$

Φ_{cap} = 1 eV d'après [26].

De ce fait, la densité de charges dans le gaz 2D dépend de l'épaisseur du cap, comme nous le verrons dans le chapitre II.

I.4.b. Techniques de croissance utilisées

La croissance de nitrures d'éléments III est réalisable grâce à trois principales techniques : l'Epitaxie par Jets Moléculaires (EJM ou MBE en anglais) (source ammoniac ou plasma N_2), l'épitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques (EPVOM ou MOVPE/MOCVD en anglais) ou encore l'Epitaxie en Phase Vapeur aux Hydrures (EPVH ou HVPE en anglais). Le Tableau I.4-2 synthétise les principales caractéristiques des ces techniques. Si la plupart des structures à base de GaN sont peu épaisses (<5 µm) et réalisées par EPVOM ou EJM, la fabrication de substrats autosupportés de GaN et d'AlN est obtenue par HVPE, technique de croissance qui permet obtenir des couches épaisses (de 100 µm à quelques mm) d'excellente qualité électronique et structurale avec des vitesses de croissance très élevées (~100 µm/h).

cc BY NC ND

	EJM	EPVOM	EPVH
Pression dans le réacteur*	10^{-5} - 10^{-11} Torr	20 - 500 Torr	$3,7.10^{-4}$ - $7,5.10^{-4}$ Torr
Température du substrat	500 - 900 °C	500 - 1200 °C	900 - 1100°C
Vitesse de croissance	0,1 - 1 µm/h	0,2 - 5 µm/h	10 - 100 µm/h
Précurseurs	NH_3, N_2, sources solides métallique (Ga, Al, In)	NH_3, Triméthyl-Ga, -Al, -In Triéthyl-Ga	HCl, NH_3, bain métallique (Ga, Al)
Remarques	- Contrôle des épaisseurs, des compositions et maîtrise des interfaces. - Contrôle in situ de la croissance (RHEED). - Phase de développement.	- Croissance rapide. - Plateau multi-substrats et substrats grande dimension. - Production industrielle.	- Couches épaisses de substrats – GaN autosupportés. - Production industrielle.

Tableau I.4-2 : Principales caractéristiques des trois techniques de croissance généralement utilisées pour l'épitaxie de nitrures d'éléments III.

Pour cette étude nous avons principalement utilisé deux réacteurs EJM : un Riber Compact 21T (sources ammoniac et plasma N_2) installé en 2003 dans le cadre du laboratoire commun CRHEA-RIBER, et un bâti Riber 32P (source ammoniac). Les HEMTs avec une barrière InAlN étant difficilement réalisables par EJM-NH_3, ils ont été réalisés par EPVOM (réacteur Thomas Swan CCS 3x2'' [51]).

I.4.b.i. EPVOM

Cette technique de croissance utilise des composés organo-métalliques pour l'apport des éléments III (Al, Ga, In) tels que le triméthylgallium (TMGa), le triméthylaluminium (TMAl) et le triméthylindium (TMIn). Ces composés organo-métalliques sont acheminés par un gaz vecteur (di-hydrogène H_2 ou di-azote N_2) et leur pyrolyse en surface de l'échantillon chauffé permet de libérer l'élément III. L'ammoniac NH_3 est utilisé comme précurseur d'azote N. La pression, la température, le rapport V/III ou encore la présence ou non d'hydrogène dans le réacteur auront des conséquences importantes sur le mode de croissance et la qualité des couches épitaxiées. En particulier, le couple pression-température jouera fortement sur les vitesses de croissance latérale et verticale. Cet aspect, moindre en EJM (basses températures et plus faible mobilité des espèces en surface) est très important pour la croissance de GaN à faible densité de dislocations traversantes par la technique ELO (Epitaxial Lateral Overgrowth).

L'EPVOM permet des croissances rapides sur des substrats de grande dimension (>4'') et des plateaux multi-substrats, avec l'obtention de couches de qualité cristalline correcte. C'est la technique la plus répandue et la mieux adaptée à la production de structures épaisses. Elle présente l'intérêt d'une mise en œuvre très souple à coût raisonnable, et elle est très majoritairement utilisée aujourd'hui dans l'industrie des semi-conducteurs pour la fabrication de composants (Diodes

cc BY NC ND

Electroluminescentes DEL, Transistors Bipolaires à Hétérojonctions TBH, HEMTs, Lasers à multi puits quantiques, etc…).

L'évolution de la technique avec notamment l'utilisation de pressions réduites d'épitaxie et l'introduction de moyens de contrôle in situ en temps réel de la croissance (ellipsométrie, réflectométrie) permet de contrôler maintenant des épaisseurs de l'ordre de la monocouche avec de faibles rugosités et des qualités d'interfaces de grande qualité. Ainsi, il est possible de réaliser par cette technique des composants électroniques ou optoélectronique comportant des empilements de faible dimensionnalité.

I.4.b.ii. EJM

L'épitaxie sous jets moléculaires consiste à faire interagir dans une enceinte des flux atomiques ou moléculaires sur un substrat porté à une température appropriée à la croissance épitaxiale. La croissance de composés III-N utilise des sources solides de composés III (Al, Ga, In) chauffées au dessus de leur point de fusion. L'épitaxie est réalisée à très basse pression résiduelle ($P \approx qq\ 10^{-11}$ Torr) de manière à ce que le libre parcours moyen λ des atomes soit largement plus grand que la distance four de croissance-cellule D (D = 20cm dans le réacteur Compact 21T) (Figure I.4-4 a). Ainsi les atomes évaporés depuis les cellules d'effusion ne subissent aucune interaction jusqu'à leur arrivé sur le substrat. C'est ce régime moléculaire qui a donné son nom à l'épitaxie sous « jets moléculaires ». L'élément N est apporté soit par une source produisant des radicaux à partir du di-azote N_2 (injecteur très haute température ou source plasma RF), soit par une source gazeuse (injecteur ammoniac NH_3). Dans le cas d'une source gazeuse, la dissociation des espèces se fait par craquage thermique de l'ammoniac à la surface du substrat. Toutefois, la Figure I.4-4 b est à manipuler avec précaution : en régime de croissance, la pression dans la chambre de croissance est fonction du flux d'ammoniac. Le flux maximal d'ammoniac (200 sccm* pour le réacteur Compact 21T) correspond à une pression de $3{,}6 \times 10^{-4}$ Torr (mesurée avec la jauge de flux). A noter que ces valeurs de pression sont très élevées pour de l'épitaxie sous jets moléculaires, et on s'approche de la limite du régime moléculaire.

*sccm : Standard Cubic Centimeter per Minute. Cela représente le flux d'azote en cm^3/min à une température de 20°C et une pression de 1,01325 bar.

cc BY NC ND

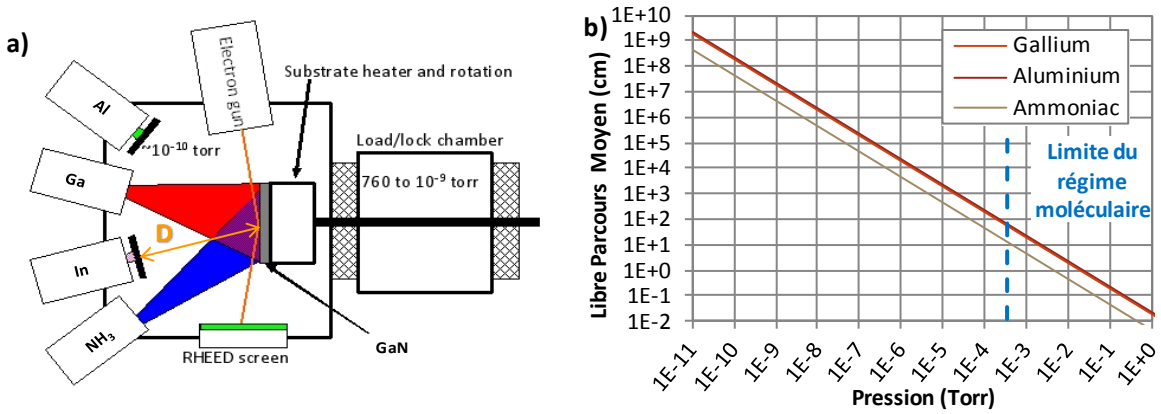

Figure I.4-4 : Représentation schématique d'un bâti EJM source ammoniac, à gauche, et libre parcours moyen du gallium et de l'aluminium en fonction de la pression dans la chambre de croissance, à droite.

Lors de la croissance de couches minces par EJM, plusieurs processus de nature physicochimique interviennent. La Figure I.4-5 illustre les principaux phénomènes :

- L'adsorption d'atomes et/ou molécules frappant la surface. Il existe deux types d'adsorption :
  - La physisorption qui fait référence au cas de non transfert d'électrons entre atomes déposés et atomes du réseau cristallin de surface (forces attractives de type Van der Waals).
  - La chimisorption qui correspond à un transfert d'électrons et donc à la formation de liaisons chimiques entre atomes déposés et atomes du réseau cristallin de surface.
- La migration en surface des atomes ou molécules adsorbées ainsi que leur dissociation.
- L'incorporation d'atomes dans des sites cristallins énergétiquement favorables (lacunes ou bords de marche).
- La nucléation d'îlots avec d'autres atomes présents à la surface.
- La désorption thermique des espèces non incorporées dans le réseau cristallin.

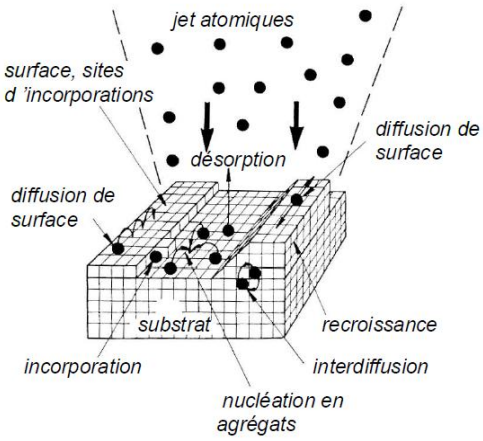

Figure I.4-5 : Schéma de l'ensemble des phénomènes pouvant se produire pendant l'épitaxie par jets moléculaires.

BY NC ND

En comparaison avec d'autres techniques d'épitaxie, l'EJM présente un certain nombre d'avantages :

- La possibilité d'interrompre rapidement les flux à l'aide de caches placés en extrémité de cellule permet un contrôle de l'épaisseur des couches et des modulations de composition à l'échelle d'un plan moléculaire.
- L'utilisation de températures relativement basses permet de limiter les phénomènes de diffusion dans le volume et d'inter-diffusion aux interfaces. De plus, ces faibles températures de croissance permettent de minimiser les contraintes liées à la différence des coefficients d'expansion thermique des couches épitaxiées et du substrat. L'ingénierie des contraintes s'en trouve donc facilitée.
- L'environnement ultravide autorise la mise en œuvre de plusieurs techniques de contrôle in situ de la croissance et du suivi de l'état de surface (RHEED, microscopie à effet tunnel).
- La faible consommation de matériaux sources et la gestion de la sécurité.

L'EJM est donc particulièrement bien adaptée à la croissance de structures multicouches complexes où les couches élémentaires sont extrêmement minces et où les interfaces doivent être abruptes (HEMTs, puits et boîtes quantiques, DELs, LASERs, etc).

RHEED

L'EJM s'effectuant sous ultravide, cela permet d'utiliser une technique de contrôle in situ de la croissance : le RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction soit la Diffraction d'Electrons à Haute Energie sous incidence Rasante). Le RHEED permet de caractériser l'état de surface de la couche en cours de croissance. Un faisceau d'électrons accéléré par une haute tension (10 à 50 kV ; $0{,}06 < \lambda < 0{,}15$ Å soit $83 < E < 207$ keV) vient frapper la surface de l'échantillon avec une incidence rasante (1 à 3°). Par conséquent, le faisceau ne pénètre la couche que d'une dizaine d'angströms, et seuls les premiers plans atomiques participent à la diffraction. Les électrons diffractés sont recueillis sur un écran phosphorescent sur lequel est alors observée l'interception du réseau réciproque de la surface avec la sphère d'Ewald du faisceau d'électrons. L'aspect du diagramme de RHEED nous informe sur le caractère structural de la surface (rugosité, facettes, etc), le paramètre de maille dans le plan, ainsi que sur les reconstructions de surface. De plus, l'évolution de l'intensité de la tâche spéculaire (oscillations de RHEED) nous informe sur le taux de recouvrement de la surface, ce qui permet, dans le cas d'une croissance par coalescence d'îlots 2D, de mesurer la vitesse de croissance et l'épaisseur des couches épitaxiées.

Réflectivité

La réflectivité optique en incidence normale permet une mesure en temps réel de l'épaisseur des couches au cours de leur dépôt. La mesure repose sur l'utilisation des lois d'interférences : l'épaisseur déposée peut être déduite des oscillations de l'intensité d'un faisceau réfléchi d'une

cc BY NC ND

source lumineuse, typiquement un laser de longueur d'onde λ dans le domaine de transparence du matériau épitaxié. En effet, au cours de la croissance, la différence des indices de réfraction entre le GaN et l'AlN, ou encore le substrat, induit des phénomènes d'interférences constructives et destructives. L'intensité du signal lumineux réfléchi par l'échantillon varie en fonction de l'épaisseur déposée avec une période spatiale $T_{spa} = \lambda/2n$ (n l'indice de réfraction de la couche déposée) qui vaut typiquement 100-200 nm. D'après la période temporelle T_{temp} des oscillations du spectre de réflectivité on peut déduire la vitesse de croissance à la température d'épitaxie $v = T_{spa}/T_{temp}$.
Cependant, cette technique est limitée pour des couches de faibles épaisseurs où une oscillation n'a pas le temps d'être obtenue, ou encore pour une croissance sur du GaN autosupporté, le GaN épitaxié ayant le même indice de réfraction que le substrat…

I.4.c. Caractérisations structurales

La qualité structurale des hétérostructures HEMT est évaluée au moyen de microscope électronique à balayage (MEB), microscope à force atomique (MFA ou AFM en anglais) et diffraction des rayons X (DRX ou XRD en anglais). La qualité cristalline doit être suffisamment élevée pour des applications de puissance à haute fréquence, c'est-à-dire avec une densité de dislocations raisonnable ($< 10^{10}$ cm^{-2}), une rugosité de surface raisonnable également.
Les observations au MEB permettent d'observer la qualité de la surface de l'hétérostructure HEMT, c'est à dire la densité de trous, de fissures, … La Figure I.4-6 montre la morphologie de surface d'une structure HEMT. Il s'agit d'une morphologie en collines, typique de la croissance EJM source ammoniac [35, 52]. L'image de gauche permet, à relativement grande échelle, de déceler les trous, les fissures (s'il y en a) et d'en évaluer la densité. L'image de droite montre la même surface à plus fort grossissement (× 45 000). Cela permet de discerner les dislocations présentent dans l'hétérostructure : chaque point noir représente une dépression liée à la dislocation qui débouche en surface.

BY NC ND

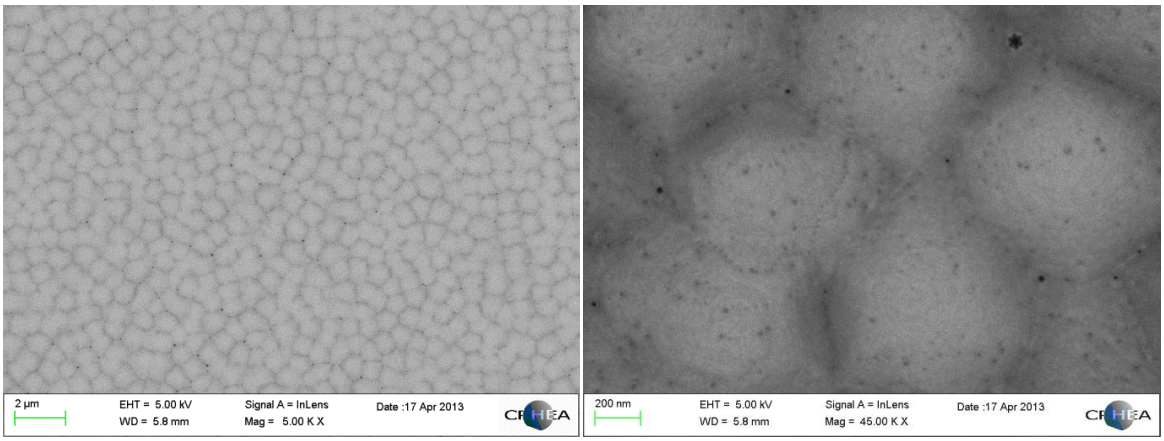

Figure I.4-6 : Image MEB d'une structure HEMT AlGaN/GaN : morphologie en colline, caractéristique de la croissance de GaN en MBE-NH_3. A droite, à un grandissement × 45 000 : les dislocations sont discernables.

Les images AFM permettent d'évaluer la rugosité de surface de la couche. En EJM source ammoniac, la surface GaN a une rugosité de l'ordre de quelques nanomètres pour une taille de scan 5 µm × 5 µm. La Figure I.4-7 permet de distinguer les terrasses du GaN. De plus, ces images permettent de distinguer le type de dislocations traversantes présentes, et ainsi de les dénombrer. Les dépressions de petites tailles correspondent aux dislocations traversantes coin, sur les terrasses, alors que les tailles plus importantes représentent les dislocations vis ou mixtes. Ce dénombrement peut également être réalisé à l'aide d'une image de microscope électronique en transmission (MET), en mode « vue plane » [53].

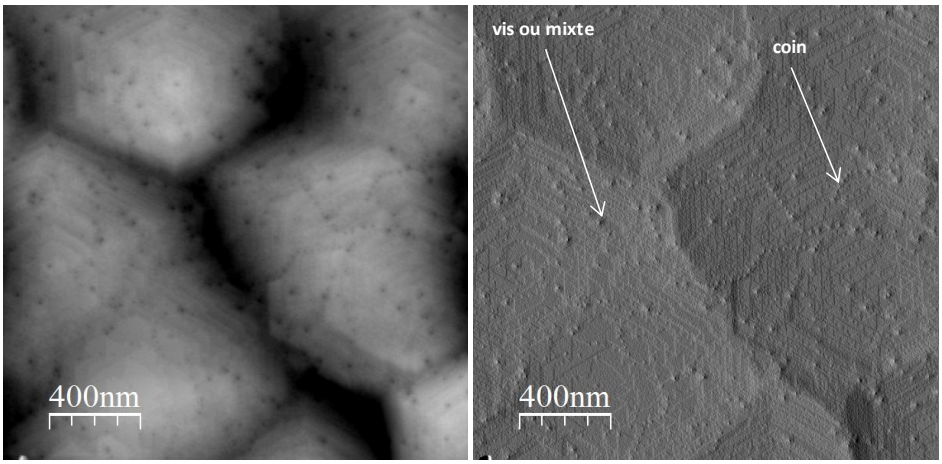

Figure I.4-7 : Scan AFM de 2 µm × 2 µm d'une structure HEMT AlGaN/GaN épitaxiée par EJM-NH_3. A gauche l'image est en mode topographique et à droite, l'image est en mode dérivé.

Le MEB et l'AFM sont des techniques de caractérisation non-destructives, auxquelles on peut ajouter la diffraction des rayons X. La longueur d'onde des rayons X étant proches des distances interatomiques du cristal, cette technique puissante permet de déterminer une multitude de paramètres du cristal : le paramètre de maille, les contraintes dans les couches épitaxiées, l'épaisseur d'une couche, les compositions d'alliages, leur qualité cristalline.

BY NC ND

Pour évaluer la qualité cristalline, nous nous intéressons essentiellement au mode de balayage ω ou « Rocking curve », c'est-à-dire que le détecteur est maintenu en position fixe 2θ pour vérifier la relation de Bragg :

$$n\,\lambda = 2\,d\sin\theta \qquad \textbf{Equation I.4-3}$$

avec n l'ordre de la diffraction, λ correspond à la longueur d'onde des rayons X (= 1,54056 Å dans notre cas), d la distance inter-plan et θ l'angle de diffraction des rayons X. En faisant pivoter l'échantillon sur lui-même, on fait varier l'angle entre l'échantillon et l'ensemble faisceau-détecteur, et on mesure une intensité proportionnelle au nombre de plans (grains) correctement orientés pour chaque angle ω. La variation de l'angle ω décrit par le faisceau incident et la surface de l'échantillon fait successivement passer les plans des grains désorientés du cristal en condition de diffraction. La largeur à mi-hauteur du pic d'une réflexion en balayage en ω est donc reliée à la qualité générale de l'échantillon dans la direction correspondante à la réflexion (hkl) et donne la longueur de cohérence des grains cristallographiques suivant cette même direction. Le balayage ω des raies symétrique (00l) sonde le tilt moyen des grains (associé aux dislocations traversantes vis de type *c* et mixtes de type *a*+*c*), alors que le balayage des raies asymétriques (h0l) sonde tous les types de dislocations présentes dans la couche.

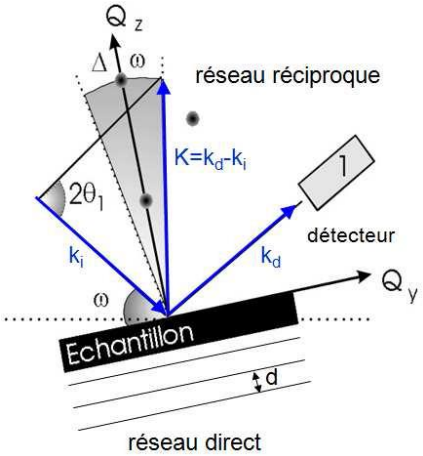

Figure I.4-8 : Principe d'une expérience de diffraction de rayons X en balayage ω (ou rocking curve) perpendiculairement à l'axe Q_z du réseau réciproque.

La Figure I.4-9 reporte les largeurs à mi-hauteur de la raie asymétrique (302) du GaN d'une série d'hétérostructures HEMTs épitaxiés sur silicium, pour des épaisseurs de couches intermédiaires et tampon similaires. Ceci est représenté en fonction de la densité de dislocations traversantes comptées sur des images MET. Ce graphe a été construit lors des travaux de thèse de N. Baron [31], nous permet de connaître immédiatement la densité de dislocations de nos épitaxies. Cette technique fonctionne bien pour des structures identiques.

cc BY NC ND

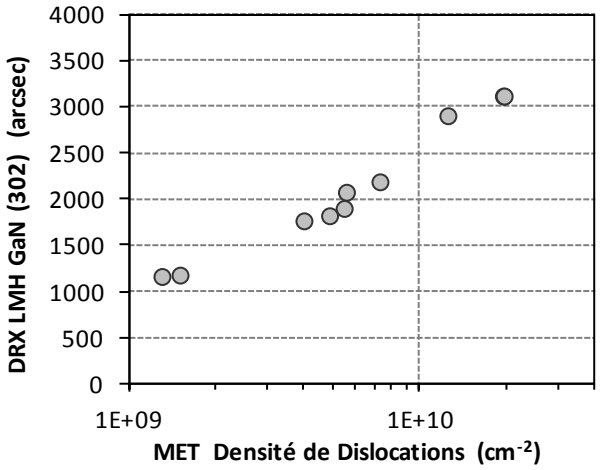

Figure I.4-9 : Largeur à mi-hauteur de la raie (302) du GaN en fonction de la densité de dislocations traversantes déterminée au MET, pour une série de structure HEMTs épitaxiés sur substrat silicium, d'après [31].

Des mesures en mode ω-2θ sont également réalisées pour déterminer la composition des barrières AlGaN et InAlN. La simulation de l'hétérostructure permet de connaître la composition de la barrière, et son épaisseur (Figure I.4-10). Cependant, la limite du système est atteinte pour une couche fine, c'est-à-dire inférieure à 5 nm, pour laquelle les franges d'épaisseur ne sont peu voire pas visibles.

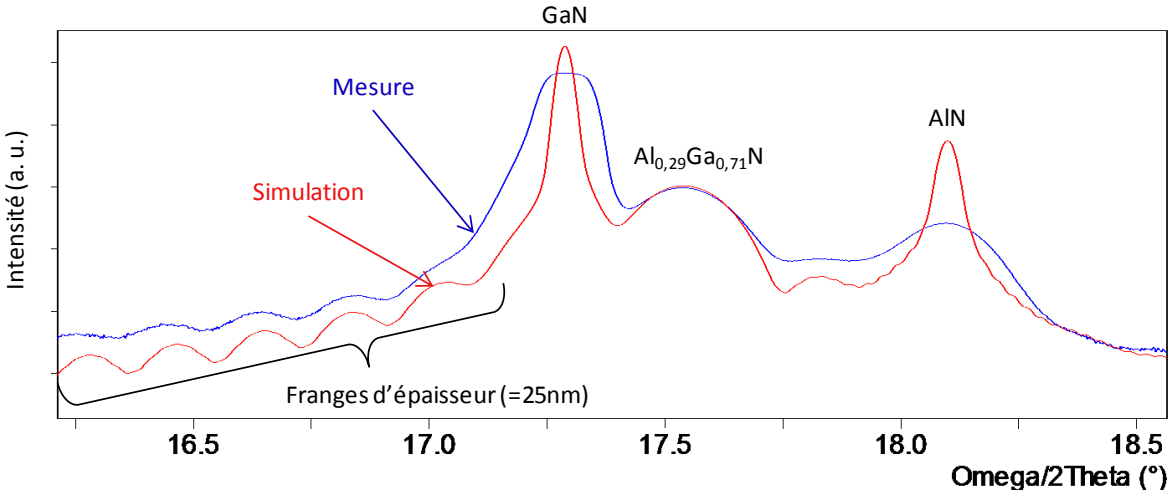

Figure I.4-10 : Scan ω-2θ de la raie 002 du GaN en bleu. Le spectre rouge correspond au spectre simulé afin de déterminer la composition en aluminium dans la barrière.

I.4.d. Caractérisations électriques

Les hétérostructures HEMTs épitaxiées sont caractérisées d'un point de vue électrique. Tout d'abord, une mesure capacité-tension C(V) de la structure HEMT est réalisée à l'aide d'une sonde à bille de mercure. Ce système présente l'avantage d'être non destructif. Le mercure forme un contact redresseur avec le semi-conducteur, mais sa qualité médiocre et la surface imposante du contact de

cc BY NC ND

source permet de le considérer comme un contact ohmique qui introduit donc une faible erreur sur la tension réelle appliquée. L'incertitude de la mesure C(V) s'élève à 10%.

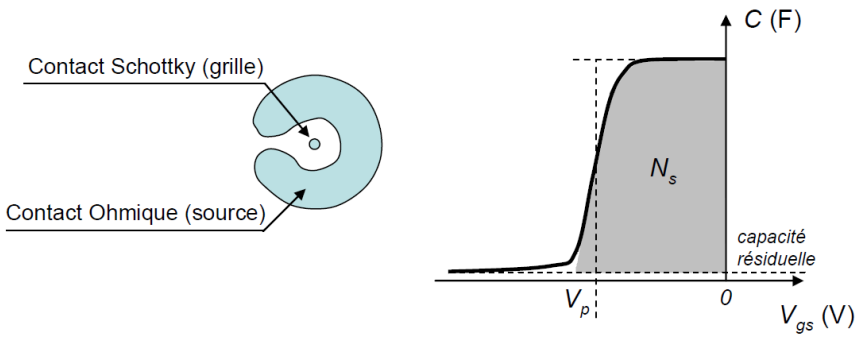

Figure I.4-11 : Schéma représentant à gauche les contacts Ohmique et Schottky réalisé par la sonde C(V) à bille de mercure, et à droite une caractéristique C(V).

Sous l'effet d'une tension négative V_{gs} appliquée sur le contact Schottky, le gaz 2D est petit à petit déserté, jusqu'à la désertion brusque et totale pour une tension dite de « pincement » ($V_{gs} = V_p$). L'interface métal/semi-conducteur représente une première électrode, la barrière se comporte comme un isolant et le gaz 2D comme une seconde électrode. L'ensemble forme une capacité plane. L'intégrale de la courbe C(V) de V_{gs} = 0V à $V_{gs} = V_p$ est égale à la densité surfacique de porteurs N_s du gaz 2D. De plus, en faisant l'hypothèse d'un matériau uniformément dopé, il est possible de remonter au profil de la densité de donneurs N_d dans la structure.

Ensuite, pour notre étude, un morceau de chaque épitaxie a fait l'objet d'un procédé technologique (décrit ci après) en salle blanche au CRHEA. Une matrice de composants tests (Figure I.4-12) a été réalisée par photolithographie, tels que :

- des motifs d'isolation : des peignes interdigités espacés de 5, 10 et 20 µm, de manière à mesurer le courant de fuite de la couche tampon de GaN.
- des motifs TLM (Transfer Length Method) pour évaluer le caractère Ohmique des contacts, la résistance de contact R_c ainsi que la résistance de couche du gaz 2D R_{sh}.
- des trèfles de Van der Pauw pour mesurer la résistance des couches et pour vérifier la densité d'électrons dans le gaz 2D. Cela permet d'en déduire une valeur de la mobilité des électrons.
- des diodes afin d'évaluer le potentiel de barrière Φ_b, le coefficient d'idéalité η, et la fuite de grille en polarisation inverse.
- des transistors à grille centrée, comportant plusieurs longueurs de grille L_g : 1, 2 et 4 µm, pour des espacements source-grille L_{sg} de 2, 4 et 6 µm.

cc BY NC ND

I.4.e. Procédé technologique

Les HEMTs ont été réalisés dans la salle blanche du CRHEA, par lithographie optique. Le masque utilisé consiste en une matrice de composants décris par la Figure I.4-12.

Le procédé technologique consiste tout d'abord en une gravure de mésas afin d'isoler les composants. Il s'agit d'une gravure RIE (Reactive Ion Eteching) par plasma $Cl_2/CH_4/Ar$. La hauteur des mésas est d'environ 150 nm. Ensuite, les contacts Ohmiques, déposés par évaporation e-beam, sont constitué de l'empilement suivant : 30 nm Ti/ 180 nm Al/ 40 nm Ni/150 nm Au. Un recuit RTA (Rapid Thermal Annealing) pendant 30'' sous N_2 permet de former les contacts. Les contacts de grille (20 nm Ni/100 nm Au) sont déposés à leur tour. Enfin, la dernière étape consiste à déposer des plots d'épaississement afin de réduire la résistance des contacts (20 nm Ni/ 200 nm Au).

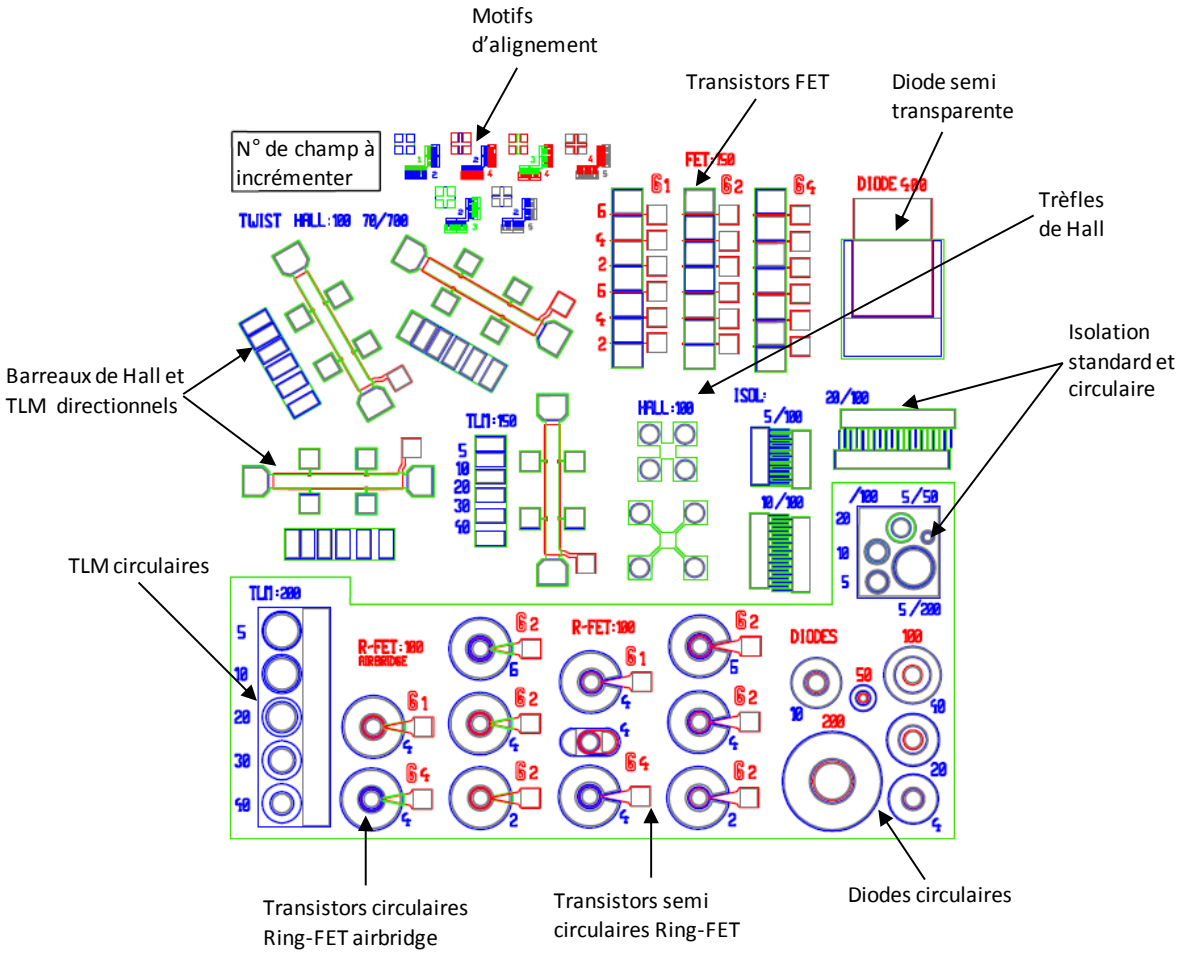

Figure I.4-12 : Champ (3700 µm x 3600 µm) du masque utilisé pour réaliser des composants test sur les échantillons épitaxiés. Chaque couleur correspond à un niveau de masque : mésas (vert foncé), ohmique (bleu), résine air bridge (vert clair), grille (rouge), épaississement (gris).

BY NC ND

I.5. Caractérisations électriques d'un transistor

Comme expliqué dans la partie I.1, un transistor à haute mobilité électronique est un transistor à effet de champ à hétérojonction. Son principe de fonctionnement est basé sur la modulation de la conductance entre deux contacts ohmiques source et drain, par l'action électrostatique d'une électrode de commande métallique : la grille de longueur L_g et de largeur W_g (Figure I.5-1).

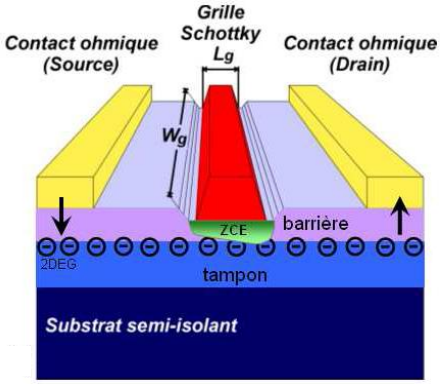

Figure I.5-1 : Principe de fonctionnement d'un transistor à haute mobilité électronique.

I.5.a. Caractéristiques statiques

Le fonctionnement du transistor en régime statique (DC) permet de juger du potentiel des performances en puissance et en fréquence. Le CRHEA ne dispose que d'outils permettant une caractérisation en régime statique des transistors. La Figure I.5-2 représente un réseau de caractéristiques courant-tension $I_{ds}(V_{ds},V_{gs})$ habituellement observé. On parle de caractéristique de sortie et celle-ci donne l'évolution du courant I_{ds} circulant entre le drain et la source lorsqu'on fait croitre la tension V_{ds} en maintenant la tension de grille V_{gs} à une valeur constante.

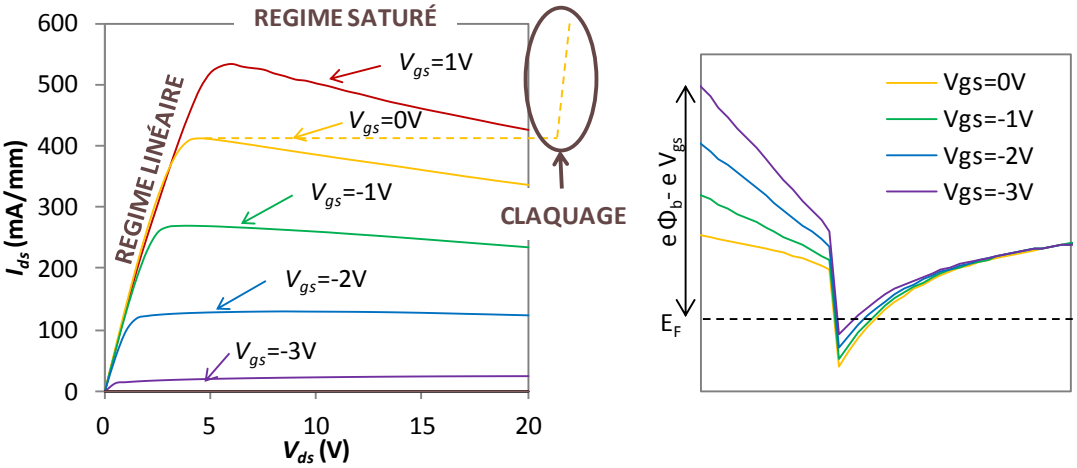

Figure I.5-2 : Réseau de caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds},V_{gs})$ d'un transistor HEMT AlGaN/GaN à droite, et modèle de bande du transistor polarisé à gauche.

BY NC ND

I.5.a.i. Régime linéaire

On observe une région où le courant I_{ds} est proportionnel à la tension V_{ds} appliquée : c'est le régime linéaire qui a l'expression suivante :

$$I_{ds} = e\, N_s\, W_g\, v_d(V_{ds})$$ **Equation I.5-1**

v_d étant la vitesse de dérive des électrons du gaz 2D. Or, d'après la Figure I.2-12, nous avons vu que la vitesse de dérive est proportionnelle au champ électrique appliqué (pour de faibles champs), c'est-à-dire :

$$v_d(V_{ds}) = \mu\, F_{ds} = \mu\, \frac{V_{ds}}{L_{sd}}$$ **Equation I.5-2**

La mobilité μ est constante, L_{sd} est la distance source-drain. Ainsi, en régime linéaire, le courant I_{ds} s'écrit :

$$I_{ds} = e\, N_s\, \mu\, \frac{W_g}{L_{sd}}\, V_{ds}$$ **Equation I.5-3**

La Figure I.5-2 de gauche montre l'évolution du gaz 2D lorsque la grille du transistor est polarisée en inverse. L'augmentation en négatif de cette tension appliquée sur la grille a pour effet de déserter le canal pour une tension dite de pincement V_p. L'expression de la charge dans le gaz 2D s'écrit d'après l'Equation I.3-3 (pour $E_1 = 0$) :

$$eN_s = \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}\left(V_{gs} - V_p\right)$$ **Equation I.5-4**

En posant $$V_p = \phi_b - \frac{\Delta E_c}{e} + \frac{E_F}{e} - \sigma_{pol}\frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}}$$

La tension de pincement est donc la tension limite qu'il faut appliquer sur la grille pour avoir une densité de porteurs nulle dans le gaz 2D.

I.5.a.ii. Régime saturé

Ensuite, d'après la Figure I.2-12, lorsque V_{ds} continue d'augmenter la mobilité des électrons diminue, le champ électrique atteint la valeur critique pour laquelle la vitesse des électrons sature. Cette tension correspond à la tension de coude et le transistor passe du régime linéaire au régime saturé. La différence de potentiel drain-grille est plus importante que celle entre grille et source, autrement dit, le champ électrique longitudinal au gaz 2D est plus important en sortie de grille côté drain qu'en entrée de grille côté source. Donc le champ électrique longitudinal en sortie de grille côté drain limite le courant I_{ds} à une valeur constante I_{ds}^{sat}. Le courant I_{ds}^{sat} a pour expression :

$$I_{ds}^{sat} = e\, N_s\, W_g\, v_{sat}$$ **Equation I.5-5**

L'expression de la charge du gaz 2D devient :

$$eN_s = \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}\left(V_{gs} - V_p - \int_0^{L_{sd}} V_c(x)dx\right)$$ **Equation I.5-6**

CC BY NC ND

où $V_c(x)$ représente le potentiel le long du canal, x étant l'axe parallèle au gaz 2D entre la source et le drain. A l'aide de la Figure I.5-3, le potentiel le long du canal $V_c(x)$ s'écrit grâce à la loi d'Ohm :

$$\int_0^{L_{sd}} V_c(x)dx = R_S I_{ds} + V_{ds}$$ **Equation I.5-7**

R_S, la résistance de source, représente la résistance d'accès du transistor. Elle vaut :

$$R_S = R_c + R_{sh}\frac{L_{sg}}{W_g}$$ **Equation I.5-8**

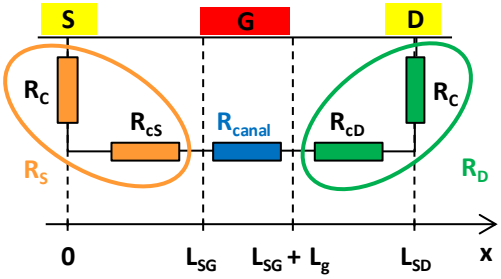

Figure I.5-3 : Représentation schématique des résistances en série présentent dans la structure HEMT. R_C est la résistance des contacts Ohmiques, R_{cS} et R_{cD} correspondent aux résistances du canal côté source et drain respectivement.

Ainsi, l'expression du courant de saturation devient :

$$I_{ds}{}^{sat} = W_g v_{sat}\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}(V_{gs} - V_p - V_{ds})/\left(1 + R_S W_g v_{sat}\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}\right)$$ **Equation I.5-9**

On remarque sur la caractéristique de sortie que le courant n'est pas constant dans le régime de saturation, mais diminue légèrement. Ceci est généralement dû aux effets d'échauffement de la structure (mauvaise dissipation thermique). Cette diminution peut également provenir de la présence de pièges qui capturent des électrons.

Au-delà d'une certaine tension de drain apparaît le claquage par avalanche du composant dû au phénomène d'ionisation par choc. Le champ électrique en sortie de grille côté drain est tellement important que lorsque les électrons arrivent en sortie de grille côté drain, ils interagissent avec les atomes du cristal et créent un nombre de paires électron/trou considérable. Ainsi le courant I_{ds} augmente brutalement jusqu'à ce que les contacts ou le matériau semiconducteur ne puissent plus supporter ce champ électrique, c'est-à-dire qu'ils fondent ou alors explosent. Une dissipation thermique excessive peut également expliquer le claquage du composant.

I.5.a.iii. Transconductance

La transconductance G_m est un paramètre crucial du transistor : elle traduit l'aptitude de la grille à contrôler le courant dans le canal. Il s'agit de la variation de courant I_{ds} par rapport à la variation de tension de grille V_{gs}, à V_{ds} constant :

$$G_m = \left.\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}}\right|_{V_{ds}=constant}$$ **Equation I.5-10**

CC BY NC ND

La transconductance n'est pas constante en fonction de la tension appliquée sur la grille, comme le montre la Figure I.5-4.

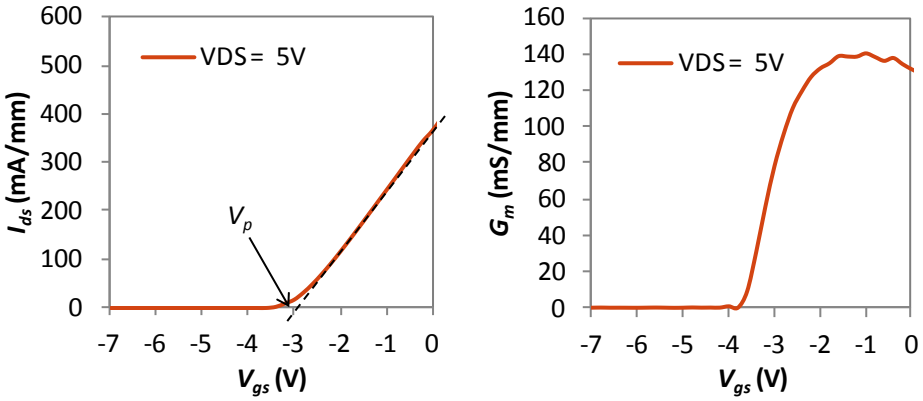

Figure I.5-4 : A gauche se trouve la caractéristique de transfert d'un transistor HEMT AlGaN/GaN et à droite la transconductance extrinsèque du HEMT en fonction de la tension appliquée sur la grille.

Le maximum de transconductance G_m^{max} est déterminé pour un V_{ds} qui donne un maximum de courant donc $V_{ds}>V_{ds}^{sat}$. G_m^{max} traduit donc le point de polarisation pour lequel le contrôle du courant par la grille est maximal. Pour un transistor idéal, c'est-à-dire sans résistance d'accès, on parle de transconductance intrinsèque $G_m^{max,i}$, et s'exprime comme il suit :

$$G_m^{max,i} = \left.\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}}\right|_{V_{ds}=V_{ds}^{sat}} = W_g \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}} v_{sat}$$ **Equation I.5-11**

Ainsi, pour améliorer la transconductance intrinsèque du composant, il est nécessaire de réduire l'épaisseur de la barrière. $G_m^{max,i}$ peut s'écrire différemment :

$$G_m^{max,i} = C_g v_{sat}/L_g$$ **Equation I.5-12**

où C_g est la capacité de la grille : $C_g = W_g L_g \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}$

De plus, v_{sat}/L_g représente l'inverse du temps de transit τ des électrons sous la grille. Donc la transconductance intrinsèque peut également s'écrire comme :

$$G_m^{max,i} = C_g/\tau$$ **Equation I.5-13**

La transconductance maximale extrinsèque est dérivée à partir de l'Equation I.5-9 :

$$G_m^{max,e} = G_m^{max,i}/\left(1 + R_S G_m^{max,i}\right)$$ **Equation I.5-14**

Pour avoir un contrôle maximal, il est nécessaire de minimiser la résistance d'accès, donc les résistances de contact R_c, la longueur source-grille L_{sg} (paramètres qui dépend de la technologie) et la résistance de feuille R_{sh} (paramètre dépendant de l'épitaxie). De plus, pour augmenter la transconductance, il faut réduire l'épaisseur de barrière sans augmenter la résistance R_S.

BY NC ND

I.5.a.iv. Conductance de sortie

La conductance de sortie G_d est le rapport de la variation du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} pour une tension de grille constante :

$$G_d = \left.\frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}}\right|_{V_{gs}=constant} \qquad \textbf{Equation I.5-15}$$

C'est un paramètre que nous chercherons à minimiser puisqu'il s'oppose au contrôle du courant par la grille.

I.5.a.v. Régime pulsé

Il s'agit de mesurer les réseaux $I_{ds}(V_{ds})$ pulsés, afin d'estimer la puissance de sortie du transistor. Ces mesures étant réalisées à l'IEMN, les descriptions qui vont suivre sont issues du manuscrit de thèse de F. Lecourt [54].

Cela consiste à superposer des impulsions de tensions aux composantes continues appliquées sur la grille et le drain, généralement dénommées V_{gs0} et V_{ds0}. Ces deux tensions décrivent l'état du transistor à son point de repos. La largeur des impulsions, sur la grille comme sur le drain, est fixée à 500 ns avec des temps de montée et de descente de 100 ns. Ces temps de montée et de descente ont été choisis de telle sorte que soient minimisés les pics de courants provoqués par des effets capacitifs parasites et ainsi éviter une dégradation voire un claquage des composants. Par ailleurs, la durée de l'impulsion doit être la plus courte possible afin de ne pas modifier le comportement du transistor à son point de fonctionnement (V_{gs0} ; V_{ds0}), mais suffisante pour permettre une mesure précise du réseau de caractéristiques pulsées. Un faible rapport cyclique permettra également au transistor de retourner à son état d'origine fixé par le point de fonctionnement et minimisera l'influence de la dissipation thermique. Dans notre cas, le rapport cyclique est fixé à 0,3%, ce qui correspond à une période d'environ 166,5 µs.

Afin d'identifier et de quantifier les phénomènes de dégradation des performances électriques des transistors à partir des caractéristiques pulsées, nous utilisons trois points de polarisation continue différents (V_{gs0} ; V_{ds0}) :

- Le point de polarisation ($V_{gs0} = 0V$; $V_{ds0} = 0V$) permet de s'affranchir des effets de dégradation liés à la dissipation thermique (auto-échauffement) et ceux dûs aux pièges activés. Il sert de référence pour la comparaison des grandeurs électriques avec le point de fonctionnement suivant.
- La point de polarisation ($V_{gs0} < V_p$; $V_{ds0} = 0V$) permet de déterminer les dégradations apportées par une modification du potentiel de grille à partir d'une tension légèrement inférieure (de -2 ou -3 V) à la tension de pincement (V_p). Elles correspondent au phénomène

cc BY NC ND

communément appelé *gate lag* qui est lié aux effets des pièges de surface proches de la grille et ceux localisés à l'interface sous la grille.

- La point de polarisation ($V_{gs0} < V_p$; *e. g.* $V_{ds0} =$ 15 V) correspond au point de fonctionnement du transistor pour la mesure de puissance hyperfréquence en classe B. Il permet de déterminer les dégradations apportées par une rapide modification du potentiel de drain à partir de la tension de fonctionnement (V_{ds0}). Ce phénomène est communément appelé *drain lag*. Il est lié aux pièges situés sous le canal (buffer, couches de nucléation et substrat) et en surface, principalement dans l'espace source-drain où s'étend la zone désertée. En effet, pour cette gamme de V_{ds}, la largeur de la zone de déplétion augmente sous la grille côté drain puisque la différence de potentiel grille-drain est importante.

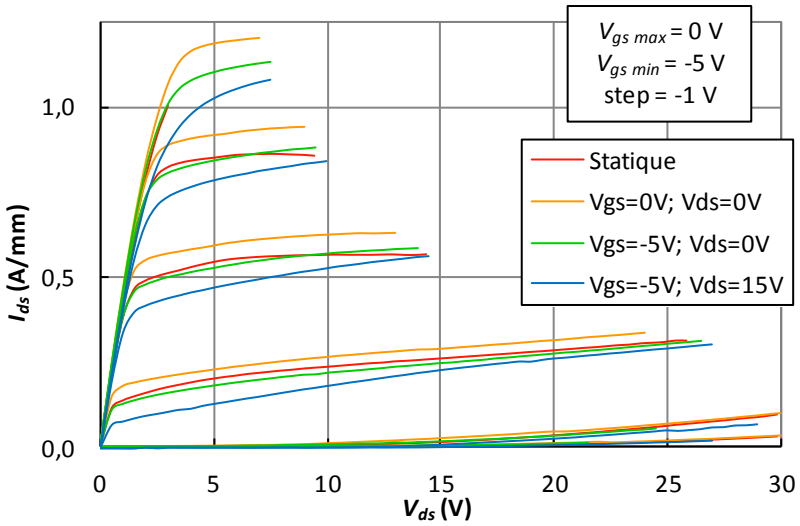

Figure I.5-5 : Exemple de réseau de caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ d'un transistor AlGaN/GaN sur substrat silicium pour une longueur de gille de 250 nm.

Le régime statique a été ajouté au réseau $I_{ds}(V_{ds})$ pulsé (Figure I.5-5) afin d'observer l'influence de la dissipation thermique sur les performances électriques du transistor. *Gate lag* ($\alpha_{gate\ lag}$) et *drain lag* ($\alpha_{drain\ lag}$), sont respectivement définis comme il suit :

$$\alpha_{gate\ lag} = \frac{I_{ds}{}^{(0\,;\,0)}(V_{coude}) - I_{ds}{}^{(-5\,;\,0)}(V_{coude})}{I_{ds}{}^{(0\,;\,0)}(V_{coude})}.100\% \qquad \textbf{Equation I.5-16}$$

$$\alpha_{drain\ lag} = \frac{I_{ds}{}^{(-5\,;\,0)}(V_{coude}) - I_{ds}{}^{(-5\,;\,15)}(V_{coude})}{I_{ds}{}^{(-5\,;\,0)}(V_{coude})}.100\% \qquad \textbf{Equation I.5-17}$$

avec $I_{ds}{}^{(0\,;0)}$, $I_{ds}{}^{(-5\,;0)}$ et $I_{ds}{}^{(-5\,;15)}$ correspondant respectivement à la densité de courant de drain I_{ds} pour les points de polarisation (V_{gs0} = 0V ; V_{ds0} = 0V), (V_{gs0} = -5V ; V_{ds0} = 0V) et (V_{gs0} = -5V ; V_{ds0} = 15V) pour V_{gs} = 0V et V_{ds} correspondant aux maxima de chutes de courant observées, c'est à dire légèrement en sortie du coude V_{coude}, à l'endroit où la dégradation du courant est la plus importante. Pour ce transistor une chute du courant de drain de 7,2% est mesurée en condition de *gate lag* et de 6,7% en condition de *drain lag* pour un V_{coude} = 5V.

cc BY NC ND

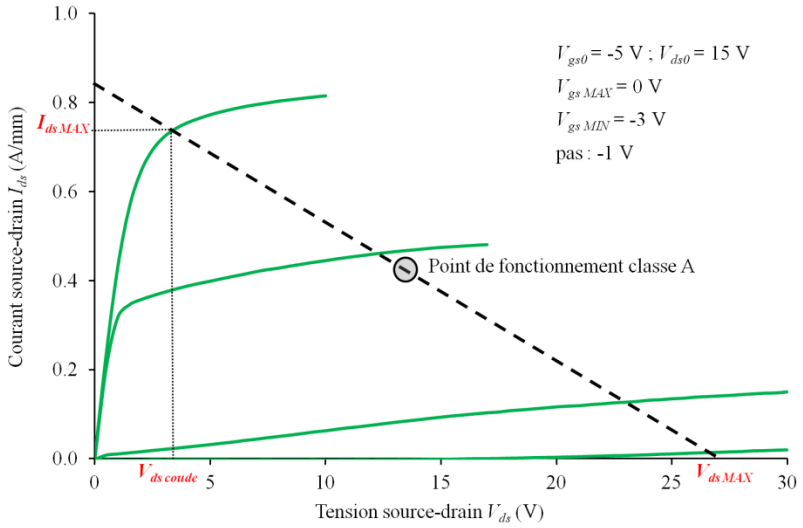

Figure I.5-6 : Caractéristique pulsée avec le point de polarisation (V_{gs0} = -5V ; V_{ds0} = 15V) et droite de charge optimale dans le but d'obtenir le maximum de puissance en sortie d'un transistor fonctionnant en classe A.

Sur la Figure I.5-6 est tracée la droite de charge optimale sur le réseau pulsé pour le point de polarisation (V_{gs0} = -5V ; V_{ds0} = 15V). Nous émettons l'hypothèse que le réseau en condition de *drain lag* est sensiblement le même que celui en condition réelle de fonctionnement. Dans ce cas, nous pouvons estimer la puissance maximale en sortie du transistor fonctionnant en classe A qui permet l'excursion maximale en termes de courant et de tension. Dans ces conditions, la puissance maximale de sortie estimée du transistor est définie comme :

$$P_{out\ estimée} = \frac{I_{ds\ max}(V_{ds\ \max} - V_{coude})}{8} \qquad \textbf{Equation I.5-18}$$

où $V_{ds\ max}$ correspond à l'intersection de la droite de charge avec l'axe des abscisses et ($I_{ds\ max}$; V_{coude}) correspondant aux coordonnées du point d'intersection entre la droite de charge et le réseau. Même si cette valeur estimée de la densité de puissance de sortie du transistor ne correspond pas rigoureusement à celle mesurée par la suite, elle permet d'obtenir des informations sur les potentialités en puissance hyperfréquence du transistor.

I.5.b. Caractéristiques hyperfréquences

Ce type de mesures, ainsi que les mesures des transistors HEMTs en puissance ont été réalisées en étroite collaboration avec l'équipe Puissance de l'IEMN et sont décrites dans la thèse de F. Lecourt [54].

En régime petit signal, le transistor peut être assimilé à un quadripôle dans lequel une tension alternative est appliquée, et où l'impédance de charge Z_c est adaptée de manière à déterminer le gain en courant $|H_{21}|$ et le gain unilatéral U. Z_s est l'impédance de source.

BY NC ND

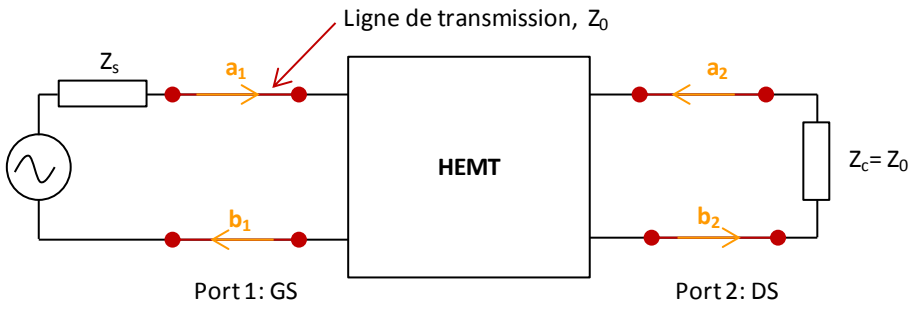

Figure I.5-7 : Représentation du quadripôle.

Les ondes progressives de puissance incidente et réfléchie par les ports du HEMT, respectivement a_i et b_i, permettent d'établir les paramètres de dispersion S du quadripôle via les équations suivantes :

$$b_1 = S_{11}\, a_1 + S_{12}\, a_2$$
$$b_2 = S_{21}\, a_1 + S_{22}\, a_2$$

Equation I.5-19

Les paramètres de dispersion sont donc des rapports d'ondes complexes à une fréquence donnée :

$$S_{11} = \left.\frac{b_1}{a_1}\right|_{a_2=0} \qquad S_{12} = \left.\frac{b_1}{a_2}\right|_{a_1=0}$$
$$S_{21} = \left.\frac{b_2}{a_1}\right|_{a_2=0} \qquad S_{22} = \left.\frac{b_2}{a_2}\right|_{a_1=0}$$

Equation I.5-20

Ainsi, le gain en courant et le gain unilatéral s'expriment tels que :

$$|H_{21}|^2 = \left|\frac{-2S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22}) + S_{12}S_{21}}\right|^2 \qquad U = \frac{1}{2}\frac{\left|\frac{S_{21}}{S_{12}} - 1\right|^2}{k\left|\frac{S_{21}}{S_{12}}\right| - Re\left(\frac{S_{21}}{S_{12}}\right)}$$

Equation I.5-21

k étant le coefficient de stabilité. Ces deux gains permettent de définir deux fréquences de transitions (généralement appelées fréquence de coupures) pour lesquelles les gains valent 0 dB :

- La fréquence de coupure du gain en courant : la fréquence de transition f_T est définie comme la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor vaut 1, lorsque la sortie de ce dernier est court-circuitée. Cette fréquence correspond au temps mis par les électrons du gaz 2D pour transiter sous la grille.
- La fréquence de coupure du gain en puissance : la fréquence d'oscillation maximale f_{max} pour laquelle le gain en puissance vaut 1 avec les impédances adaptées à l'entrée et à la sortie du quadripôle.

Ces deux principaux paramètres permettent de déterminer les potentialités en fréquence des transistors.

A partir de la transconductance intrinsèque maximale, la fréquence de coupure du gain en courant maximale f_T est définie par :

$$f_T = \frac{{G_m}^{max,i}}{2\pi\, C_g} = \frac{\langle v_d \rangle}{2\pi\, L_g} = \frac{1}{2\pi\, \tau}$$

Equation I.5-22

cc BY NC ND

Donc pour avoir une fréquence de transition maximale, il est nécessaire de minimiser le temps de transit des électrons sous la grille, de maximiser la transconductance intrinsèque (donc de minimiser l'épaisseur de barrière) et de réduire la longueur de grille.

Le schéma équivalent petit signal permet de déterminer les potentialités du transistor en hyperfréquence. La Figure I.5-8 représente le schéma équivalent petit signal d'un HEMT. Ce schéma se décompose en deux parties :

- Une zone comprenant les éléments intrinsèques du composant. Ces éléments dépendent de la polarisation appliquée au transistor.
- Une zone comprenant les éléments extrinsèques du composant. Ces éléments sont supposés être indépendants de la polarisation du transistor.

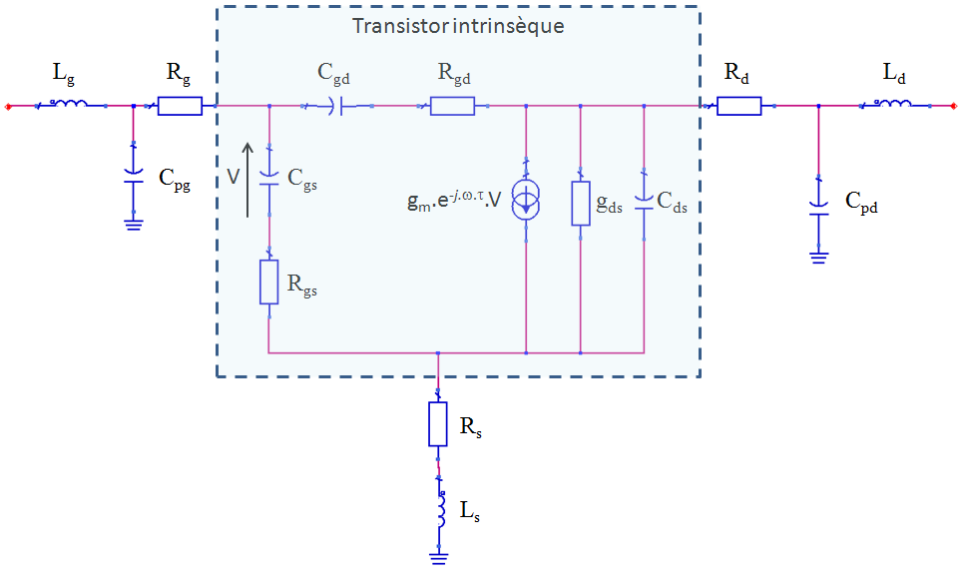

Figure I.5-8 : Schéma équivalent petit signal d'un HEMT.

L'extraction des différents éléments [55], extrinsèques et intrinsèques, du schéma équivalent se fait en deux étapes :

- La première étape permet d'extraire les éléments extrinsèques (R_s, R_d, R_g, L_s, L_d, L_g et les deux capacités de plots C_{pg} et C_{pd}) du transistor. Pour cela, nous utilisons la méthode dite *cold* FET (transistor froid), en polarisant le transistor afin qu'il ne délivre aucun courant.
- La seconde étape permet d'extraire les éléments intrinsèques (R_{gs}, R_{gd}, g_{ds}, C_{gs}, C_{gd}, C_{ds}, g_m et τ) en fonction des conditions de polarisation du transistor.

Lorsque les éléments extrinsèques sont déterminés, les 8 éléments intrinsèques sont extraits à partir des parties réelles et imaginaires des paramètres S_{ij} correspondant au quadripôle intrinsèque du transistor. Cela forme un système de 8 équations à 8 inconnues.

BY NC ND

A partir des différents éléments intrinsèques et extrinsèques, nous pouvons exprimer dans leur intégralité les fréquences de coupures du gain en courant f_T et du gain en puissance f_{max} :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi\{(C_{gs}+C_{gd})[1+g_{ds}(R_s+R_d)]+g_m C_{gd}(R_s+R_d)\}}$$ **Equation I.5-23**

$$f_{max} = \frac{f_T}{\sqrt{4g_{ds}(R_g+R_s+R_{gs})+2\frac{C_{gd}}{C_{gs}}\left[\frac{C_{gd}}{C_{gs}}+g_m(R_s+R_{gs})\right]}}$$ **Equation I.5-24**

L'amélioration des performances en fréquence du transistor peut donc être réalisée en diminuant les résistances d'accès (et la conductance de sortie ainsi que le rapport entre les capacités grille-drain et grille-source (C_{gd}/C_{gs}).

I.5.c. Caractéristiques de puissance hyperfréquence

Lors de la mesure en puissance hyperfréquence du transistor, différentes puissances interviennent comme le montre la Figure I.5-9.

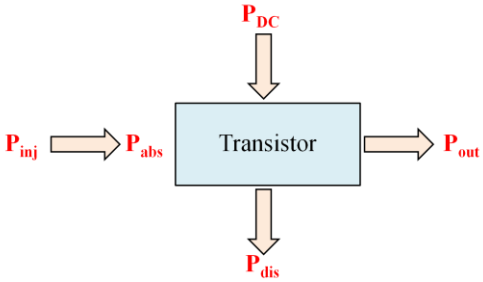

Figure I.5-9 : Schéma synoptique des différentes puissances en jeu lors de la mesure de la puissance hyperfréquence.

La puissance injectée P_{inj} correspond à la puissance hyperfréquence émise à l'entrée du transistor, à une fréquence donnée. Elle diffère de la puissance hyperfréquence absorbée P_{abs} par le transistor en entrée. En effet, celle-ci prend en compte la composante réfléchie à l'entrée du transistor de par la désadaptation de l'impédance d'entrée. La puissance continue d'alimentation du transistor P_{DC} correspond à la somme des puissances continues permettant d'alimenter la grille et le drain, et est lié à la classe de fonctionnement du transistor. La puissance dissipée P_{dis} par effet Joule au sein du transistor est également liée à la classe de fonctionnement du transistor. Dans notre cas, le transistor sera polarisé en classe AB, correspondant à un point de fonctionnement caractérisé par une tension V_{gs0} proche du pincement afin de limiter les effets d'auto-échauffement du transistor. De plus, c'est pour ce point de polarisation qu'est obtenu le maximum de transconductance et donc de gain. Enfin, la puissance de sortie P_{out} correspond à la puissance hyperfréquence absorbée par la charge en sortie du transistor.

BY NC ND

Ces puissances nous permettent de définir les grandeurs suivantes :

- *le gain de puissance*

Le gain de puissance G_p du transistor est défini comme le rapport entre les puissances hyperfréquences absorbées en sortie et en entrée du transistor. Il prend en compte les coefficients de réflexion en entrée et en sortie du transistor et permet donc de quantifier les performances réelles du composant en régime grand signal. C'est celui le plus couramment utilisé et son expression est la suivante :

$$G_p(dB) = 10\, log_{10}\left[\frac{P_{out}}{P_{abs}}\right] \qquad \textbf{Equation I.5-25}$$

- *le rendement en puissance ajoutée*

Le rendement en puissance ajoutée *PAE*, correspondant au rapport entre la puissance hyperfréquence réellement apportée par l'élément actif (différence entre la puissance en sortie et la puissance absorbée en entrée) et la puissance continue servant à l'alimenter, s'exprime par :

$$PAE = \frac{P_{out} - P_{abs}}{P_{DC}} 100\% \qquad \textbf{Equation I.5-26}$$

Cette grandeur traduit l'efficacité de la conversion de puissance du transistor. Une *PAE* élevée limite les pertes par dissipation thermique. C'est également bon pour la tenue dans le temps du transistor. Une faible puissance continue obtenue lors de la polarisation du transistor en classe AB profonde permettra d'obtenir de bons rendements.

BY NC ND

I.6. Objectifs et démarche de la thèse

Dans ce chapitre, nous avons décrit la réalisation d'un transistor HEMT à base de nitrure de gallium depuis la croissance, les caractérisations structurales et électriques, la fabrication en salle banche jusqu'à l'évaluation en termes de puissance et fréquence. L'objectif de ce travail de thèse est de réaliser des HEMTs bas coût, pour améliorer l'amplification de puissance hyperfréquence dans le domaine fréquentiel des micro-ondes (typiquement de 1 GHz à 100 GHz), et plus particulièrement en bande Ka, c'est-à-dire de 26 à 40 GHz, voire en bande U (de 40 à 60 GHz).

Le GaN sera épitaxié sur un substrat faible coût : le silicium (111) hautement résistif (ρ > 3 kΩ.cm), d'autant plus que la croissance de GaN par EJM-NH_3 sur silicium est maîtrisée au laboratoire depuis plus d'une dizaine d'année.

Les aspects haute puissance à haute fréquence seront traités de la sorte. Pour augmenter la puissance du HEMT, il faut augmenter la densité de courant I_{ds}, et la tension de claquage V_{cl}. Pour cela, il est nécessaire d'augmenter la densité d'électrons dans le gaz 2D en augmentant la différence de polarisation à l'interface barrière/canal (par exemple en augmentant le taux d'aluminium dans les barrières AlGaN). En ce qui concerne l'augmentation de la fréquence de travail du HEMT c'est-à-dire la fréquence de transition, nous avons vu qu'il était nécessaire de réduire la longueur de grille et de diminuer l'épaisseur de la barrière. Seulement, réduire l'épaisseur de barrière entraine une chute de la densité de porteurs dans le gaz 2D (visible sur la Figure I.3–4), ce qui est néfaste pour les aspects forte puissance. Cette partie sera traitée dans le chapitre II, de manière à trouver le meilleur compromis épaisseur de barrière/densité de porteurs du gaz 2D. Nous verrons comment influent les paramètres dit « matériau » (principalement l'épaisseur et la composition de barrière AlGaN, AlN ou InAlN et l'épaisseur du cap) pour avoir N_s et μ élevés et donc un R_{sh} faible, sur les performances puissance/fréquence, pour des longueurs de grille de transistor visées entre 100 nm et 250 nm.

Un paramètre supplémentaire est à prendre en compte : le rapport d'aspect de la grille qui est le rapport de la longueur de grille L_g et de la distance grille-gaz 2D $d_{g\text{-}2DEG}$. D'après l'étude menée par Jessen *et al.* [56], ce rapport d'aspect doit satisfaire la condition suivante pour le GaN :

$$L_g/d_{g-2DEG} > 15 \qquad \textbf{Equation I.6-1}$$

En effet, maintenir un rapport d'aspect supérieur à 15 permet de prévenir des effets de canal court. Lorsque la longueur de grille est réduite, le champ électrique longitudinal au canal augmente et devient comparable au champ électrique vertical qui confine les électrons dans le gaz 2D. Ainsi la zone de déplétion sous la grille est réduite et les électrons la traversent : c'est l'effet canal court. Donc pour avoir une fréquence élevée, donc une grille courte, il faut améliorer le confinement des électrons dans le gaz 2D. Pour cela, nous explorerons la piste des barrières de confinement dans le chapitre III. Une barrière est positionnée sous le canal GaN de manière à bloquer les électrons dans

cc BY NC ND

le gaz 2D de façon électrostatique. Nous étudierons l'influence des barrières de confinements sur les propriétés de transport et sur les caractéristiques des transistors à grille « longue », de l'ordre du micron.

Enfin, le dernier chapitre fera l'objet d'une étude de passivation, de manière à déterminer la passivation la plus efficace, celle qui bloque les états de surface et minimise les éléments parasites pour obtenir une fréquence de coupure du gain en puissance f_{max} maximale. Cette passivation optimale sera ensuite utilisée lors de la réalisation de transistors à grille « courte » (100-250 nm). Les résultats en fréquence et en puissance seront présentés.

BY NC ND

I.7. Bibliographie

[1] H. L. Störmer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, and M. D. Sturge, "Two-dimensional electron gas at a semiconductor-semiconductor interface," *Solid State Communications,* vol. 29, pp. 705-709, 1979.

[2] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors," *Applied Physics Letters,* vol. 77, pp. 250-252, 2000.

[3] D. C. Tsui and R. A. Logan, "Observation of two-dimensional electrons in LPE-grown GaAs-AlxGa1-xAs heterojunctions," *Applied Physics Letters,* vol. 35, pp. 99-101, 1979.

[4] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaN/GaN heterostructures," *Journal of Applied Physics,* vol. 85, pp. 3222-3233, 1999.

[5] S. Gautier, C. Sartel, S. Ould Saad Hamady, N. Maloufi, J. Martin, F. Jomard, and A. Ougazzaden, "MOVPE growth study of BxGa(1−x)N on GaN template substrate," *Superlattices and Microstructures,* vol. 40, pp. 233-238, 2006.

[6] F. Bernardini and V. Fiorentini, "Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys," *Physical Review B,* vol. 64, 2001.

[7] V. Fiorentini, F. Bernardini, and O. Ambacher, "Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures," *Applied Physics Letters,* vol. 80, pp. 1204-1206, 2002.

[8] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures," *Journal of Physics: Condensed Matter,* vol. 14, p. 3399, 2002.

[9] Y. Liu, H. Jiang, S. Arulkumaran, T. Egawa, B. Zhang, and H. Ishikawa, "Demonstration of undoped quaternary AlInGaN/GaN heterostructure field-effect transistor on sapphire substrate," *Applied Physics Letters,* vol. 86, 2005.

[10] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals: Their Representation by Tensors and Matrices*. University of Bristol: OUP Oxford, 1985.

[11] A. F. Wright, "Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN," *Journal of Applied Physics,* vol. 82, pp. 2833-2839, 1997.

[12] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Physical Review B,* vol. 56, pp. 10024-10027, 1997.

[13] E. Feltin, "Hétéro-épitaxie de Nitrure de Gallium sur substrat de silicium (111) et applications," Thèse de Doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2003.

[14] N. Baron, Y. Cordier, S. Chenot, P. Vennegues, O. Tottereau, M. Leroux, F. Semond, and J. Massies, "The critical role of growth temperature on the structural and electrical properties of AlGaN/GaN high electron mobility transistor heterostructures grown on Si(111)," *Journal of Applied Physics,* vol. 105, pp. 033701-8, 2009.

[15] J. E. Northrup, "Screw dislocations in GaN: The Ga-filled core model," *Applied Physics Letters,* vol. 78, pp. 2288-2290, 2001.

[16] S. M. Lee, M. A. Belkhir, X. Y. Zhu, Y. H. Lee, Y. G. Hwang, and T. Frauenheim, "Electronic structures of GaN edge dislocations," *Physical Review B,* vol. 61, pp. 16033-16039, 2000.

[17] P. Lorenzini, "Caractérisations des hétérostructures AlGaN/GaN : des propriétés de transport aux transistors à haute mobilité HEMT.," Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Nice Sophia-Antipolis, Valbonne, 2004.

[18] D. M. Schaadt, E. J. Miller, E. T. Yu, and J. M. Redwing, "Lateral variations in threshold voltage of an AlxGa1-xN/GaN heterostructure field-effect transistor measured by scanning capacitance spectroscopy," *Applied Physics Letters,* vol. 78, pp. 88-90, 2001.

[19] M. Leroux, S. Dalmasso, F. Natali, S. Helin, C. Touzi, S. Laugt, M. Passerel, F. Omnes, F. Semond, J. Massies, and P. Gibart, "Optical Characterization of AlxGa1-xN Alloys (x < 0.7) Grown on Sapphire or Silicon," *phys. stat. sol. (b),* vol. 234, pp. 887-891, 2002.

[20] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, "Small band gap bowing in In1−xGaxN alloys," *Applied Physics Letters,* vol. 80, pp. 4741-4743, 2002.

[21] I. Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors," *Journal of Applied Physics,* vol. 94, pp. 3675-3696, 2003.

[22] B. Gil, *Group III Nitride Semiconductor Compounds*: Oxford Science Publication, 1998.

[23] M. Gonschorek, "Physical Properties of AlInN/(AlN)/GaN (0.07<x<0.23) Heterostructures and their Application for High Power Electronics," Thèse de Doctorat, École Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, 2010.

[24] S. O'Leary, B. Foutz, M. Shur, and L. Eastman, "The sensitivity of the electron transport within bulk wurtzite indium nitride to variations in the crystal temperature, the doping concentration, and the non-parabolicity coefficient: an updated Monte Carlo analysis," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics,* vol. 21, pp. 218-230, 2010.

[25] I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, J. P. Ibbetson, R. Vetury, B. Heying, P. Fini, E. Haus, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Polarization-induced charge and electron mobility in AlGaN/GaN heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics,* vol. 86, pp. 4520-4526, 1999.

[26] L. Hsu and W. Walukiewicz, "Effect of polarization fields on transport properties in AlGaN/GaN heterostructures," *Journal of Applied Physics,* vol. 89, pp. 1783-1789, 2001.

[27] U. Mishra and J. Singh, *Semiconductor Device Physics and Design*: Springer, 2008.

[28] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, and M. Stutzmann, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures," *Journal of Applied Physics,* vol. 87, pp. 334-344, 2000.

[29] M. Hugues, "Etude des propriétés électriques de structures HEMTs AlGaN-GaN," Rapport de Stage, Université Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2003.

[30] I. P. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics,* vol. 90, pp. 5196-5201, 2001.

[31] N. Baron, "Optimisation de l'épitaxie sous jets moléculaires d'hétérostructures à base de GaN : application aux transistors à haute mobilité d'électrons sur substrat silicium," Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2009.

[32] L. Lugani, J.-F. Carlin, M. A. Py, D. Martin, F. Rossi, G. Salviati, P. Herfurth, E. Kohn, J. Blasing, A. Krost, and N. Grandjean, "Ultrathin InAlN/GaN heterostructures on sapphire for high on/off current ratio high electron mobility transistors," *Journal of Applied Physics,* vol. 113, pp. 214503-6, 2013.

[33] M. N. Gurusinghe, S. K. Davidsson, and T. G. Andersson, "Two-dimensional electron mobility limitation mechanisms in AlxGa1-xN/GaN heterostructures," *Physical Review B,* vol. 72, 2005.

[34] F. Semond, Y. Cordier, N. Grandjean, F. Natali, B. Damilano, S. Vézian, and J. Massies, "Molecular Beam Epitaxy of Group-III Nitrides on Silicon Substrates: Growth, Properties and Device Applications," *physica status solidi (a),* vol. 188, pp. 501-510, 2001.

[35] F. Natali, "Elaboration, étude et application d'hétérostructures (Al,Ga)N/GaN épitaxiées par jets moléculaires sur Si(111)," Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2003.

[36] A. Lelouarn, "Première étape de la croissance de GaN sur Si(111) : la nucléation d'AlN," Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2006.

BY NC ND

[37] S. Joblot, "Croissance d'Hétérostructures à base de GaN sur substrat de silicium orienté (001) : application aux transistors à haute mobilité d'électrons," Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2007.

[38] Y. Cordier, "Elaboration d'hétérostructures (Al,Ga)N/GaN en vue d'applications électroniques, de la croissance cristalline au composant," Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2007.

[39] M. R. Ramdani, M. Chmielowska, Y. Cordier, S. Chenot, and F. Semond, "Effect of carbon doping on crystal quality, electrical isolation and electron trapping in GaN based structures grown silicon substrates," *Solid-State Electronics,* vol. 75, pp. 86-92, 2012.

[40] M. Azize, Z. Bougrioua, and P. Gibart, "Inhibition of interface pollution in AlGaN/GaN HEMT structures regrown on semi-insulating GaN templates," *Journal of Crystal Growth,* vol. 299, pp. 103 - 108, 2007.

[41] Y. Cordier, M. Azize, N. Baron, S. Chenot, O. Tottereau, and J. Massies, "AlGaN/GaN HEMTs regrown by MBE on epi-ready semi-insulating GaN-on-sapphire with inhibited interface contamination," *Journal of Crystal Growth,* vol. 309, pp. 1-7, 2007.

[42] G. Simin, X. Hu, A. Tarakji, J. Zhang, A. Koudymov, S. Saygi, J. Yang, A. Khan, M. Shur, and R. Gaska, "AlGaN/InGaN/GaN Double Heterostructure Field-Effect Transistor," *Japanese Journal of Applied Physics,* vol. 40, p. L1142, 2001.

[43] W. Lanford, V. Kumar, R. Schwindt, A. Kuliev, I. Adesida, A. M. Dabiran, A. M. Wowchak, P. P. Chow, and J. W. Lee, "AlGaN/InGaN HEMTs for RF current collapse suppression," *Electronics Letters,* vol. 40, pp. 771-772, 2004.

[44] N. Okamoto, K. Hoshino, N. Hara, M. Takikawa, and Y. Arakawa, "MOCVD-grown InGaN-channel HEMT structures with electron mobility of over 1000cm(2)/Vs," *Journal of Crystal Growth,* vol. 272, pp. 278-284, 2004.

[45] J. Wu, "When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives," *Journal of Applied Physics,* vol. 106, pp. 011101-28, 2009.

[46] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I. P. Smorchkova, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "AlGaN/AlN/GaN high-power microwave HEMT," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 22, pp. 457 -459, 2001.

[47] M. Gonschorek, J.-F. Carlin, E. Feltin, M. A. Py, and N. Grandjean, "High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures," *Applied Physics Letters,* vol. 89, p. 062106, 2006.

[48] A. Fischer, H. Kühne, and H. Richter, "New Approach in Equilibrium Theory for Strained Layer Relaxation," *Physical Review Letters,* vol. 73, pp. 2712-2715, 1994.

[49] H. Zhang and E. T. Yu, "Demonstration and analysis of reduced reverse-bias leakage current via design of nitride semiconductor heterostructures grown by molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics,* vol. 99, pp. 014501-6, 2006.

[50] E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros, and J. M. Redwing, "Schottky barrier engineering in III--V nitrides via the piezoelectric effect," *Applied Physics Letters,* vol. 73, pp. 1880-1882, 1998.

[51] M. Azize, "Hétéro-épitaxie de Nitrure de Gallium Semi-isolant peu disloqué sur substrat saphir pour applications transistors," Thèse de doctorat, Université Nice-Sophia Antipolis, 2006.

[52] S. Vézian, "Application de la microscopie à sonde locale à l'étude de la surface de GaN (0001) " Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Anitpolis, Valbonne, 2000.

[53] M. Khoury, A. Courville, B. Poulet, M. Teisseire, E. Beraudo, M. J. Rashid, E. Frayssinet, B. Damilano, F. Semond, O. Tottereau, and P. Vennéguès, "Imaging and counting threading dislocations in c-oriented epitaxial GaN layers," *Semiconductor Science and Technology,* vol. 28, p. 035006, 2013.

[54] F. Lecourt, "Hétérostructures AlGaN/GaN et InAlN/GaN pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka," Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Villeneuve d'Ascq, 2012.

BY NC ND

[55] G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore, and E. Playez, "A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit," *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on,* vol. 36, pp. 1151-1159, 1988.

[56] G. H. Jessen, R. C. Fitch, J. K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D. J. Denninghoff, M. Trejo, and E. R. Heller, "Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on,* vol. 54, pp. 2589-2597, 2007.

BY NC ND

Chapitre II : Réduction des épaisseurs épitaxiales entre grille et gaz 2D

II.1. Introduction **68**

II.2. Epitaxie d'hétérostructures à barrière et cap fins **70**

II.2.a. Epitaxie de HEMTs à barrière AlGaN et AlN par EJM-NH_3 71

II.2.b. Epitaxie de HEMTs à barrière InAlN par EPVOM 73

II.2.c. Qualité cristalline 74

II.3. Densité de charges du gaz 2D **78**

II.3.a. Densité de charges extraite par C-V 78

II.3.b. Modèle « donneurs en surface » 82

II.3.c. Modèle de Ridley 85

II.4. Propriétés de transport dans le gaz 2D **88**

II.5. Caractéristiques de sortie des transistors **90**

II.5.a. Isolation électrique de la couche tampon et mesures TLM 90

II.5.b. Densité de courant source drain maximum 91

II.5.c. Transconductance 94

II.6. Conclusion : la structure optimale ? **96**

II.7. Bibliographie **99**

BY NC ND

II.1. Introduction

Comment augmenter la fréquence de travail d'un transistor HEMT à base de nitrure de gallium comme générateur de puissance en bande Ka (26-40 GHz), en bande U (40-60 GHz) et plus ? Une technique bien connue consiste à réduire la longueur de grille L_g [1].La Figure II.1-1 montre que la fréquence de transition f_T croit lorsque L_g diminue, pour plusieurs systèmes de matériaux, comme prédit par l'Equation I.5-22.

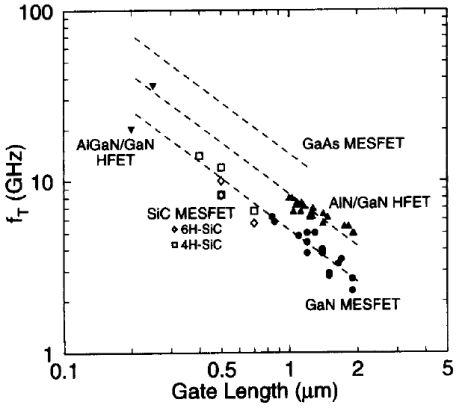

Figure II.1-1 : Pour plusieurs systèmes de matériaux, la réduction de longueur de grille induit une augmentation de la fréquence de transition [1].

Cependant, la réduction de la longueur de grille nécessite la réduction de la distance grille-gaz 2D $d_{g\text{-}2DEG}$ via le rapport d'aspect $L_g/d_{g\text{-}2DEG}$ qui doit être maintenu au-delà de 15 dans le cas des nitrures, d'après l'étude menée par Jessen *et al.* [2]. Cette valeur limite de rapport d'aspect permet de prévenir des effets de canal court qui augmentent la conductance de sortie du composant, réduisent la transconductance et dégradent le pincement, limitant les performances en fréquence du transistor. La Figure II.1-2 montre la valeur théorique de la distance grille-gaz 2D à ne pas dépasser pour différentes longueurs de grille. L'encart représente la zone à exploiter en termes de longueur de grille et de distance grille-gaz 2D.

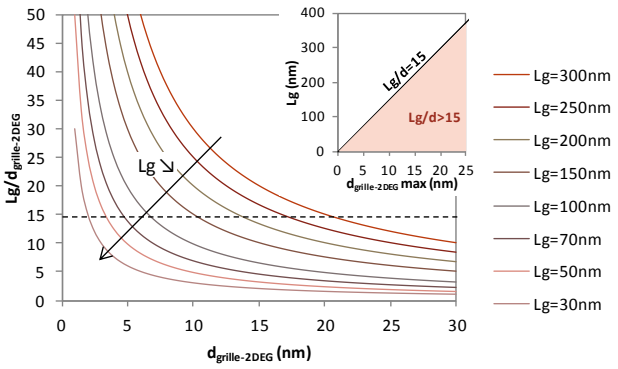

Figure II.1-2 : Evolution du rapport d'aspect en fonction de la distance grille-gaz 2D, pour différentes longueurs de grille. L'encart représente la zone limite à ne pas dépasser en termes de rapport d'aspect, de manière à prévenir des effets de canal court.

BY NC ND

Une approche assez répandue pour réduire la distance grille-gaz 2D consiste à graver une partie du cap et de la barrière [3-6] (on parle de recess de grille). La gravure humide étant difficile à maîtriser, on a généralement recours à la gravure sèche à l'aide d'un plasma chloré de type BCl_3/Cl_2. Cette méthode crée souvent des défauts dans la barrière, pouvant être responsable de courants de fuite [7, 8]. Cependant, l'utilisation d'un plasma faiblement polarisé permet de limiter ces répercussions [9]. Une seconde approche consiste à réduire l'épaisseur épitaxiale de la barrière et du cap, sans avoir à réaliser un recess de grille [10-12]. Cette démarche, moins coûteuse, est celle que nous adopterons au cours de ce travail de thèse. Cependant, réduire l'épaisseur de barrière diminue la densité d'électrons du gaz 2D (Figure II.1-3). Néanmoins, pour une barrière AlGaN, il apparait clairement qu'augmenter le taux d'aluminium permet de contrebalancer la diminution du N_s engendrée par la réduction de l'épaisseur de la barrière. De plus, la Figure II.1-3 b) montre la densité élevée d'électrons dans le gaz 2D (c'est-à-dire > 1×10^{13} cm^{-2}) pour une barrière InAlN aussi fine que 10 nm.

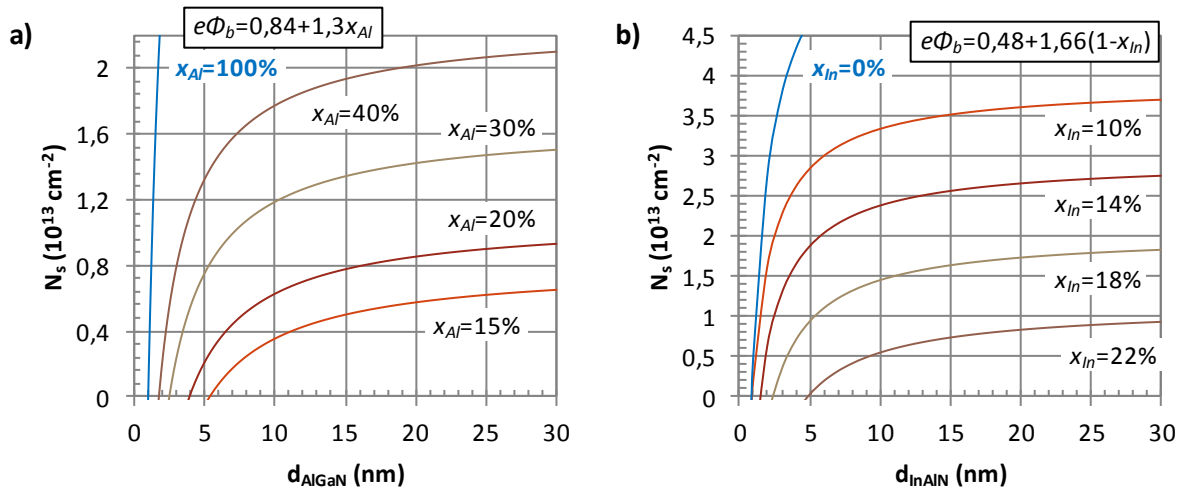

Figure II.1-3 : Simulation d'après l'Equation I.3-6 de la densité du gaz 2D en fonction de l'épaisseur et de la composition de la barrière pour une barrière a) AlGaN, b) InAlN et AlN en bleu. La hauteur de barrière en surface est calculée d'après les références [13] et [14] respectivement.

Dans ce chapitre, nous étudierons l'influence du type de barrière, de son épaisseur et de sa composition sur les propriétés de transport et les caractéristiques de sortie des transistors. Nous verrons également quel est l'effet de l'épaisseur du cap sur ces paramètres. Cette étude permettra d'identifier la structure HEMT qui délivrera le maximum de puissance dans le domaine des micro-ondes, soit à 40 GHz. Pour cela, nous étudierons trois types de barrières :

- les barrières $Al_xGa_{1-x}N$ avec 28% < x < 30%
- les barrières AlN, le cas extrême des barrières $Al_xGa_{1-x}N$ avec 100% d'aluminium
- les barrières $In_xAl_{1-x}N$ avec 13,5% < x < 16%.

cc BY NC ND

II.2. Epitaxie d'hétérostructures à barrière et cap fins

La plupart des HEMTs à base de GaN à barrières Al(Ga,In)N fines (c'est-à-dire < 20 nm) sont épitaxiés par EJM à source plasma [15-17] ou par EPOVM [18-20]. Cependant, au CRHEA, pour des raisons historiques, les HEMTs sont majoritairement réalisés par EJM à source ammoniac. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'EJM permet un contrôle *in situ* la croissance, à la monocouche près, à l'aide de la diffraction d'électrons à haute énergie sous incidence rasante (RHEED). De plus, les températures de croissance en EJM-NH_3 sont environ 200°C plus faible qu'en EPVOM, ce qui permet de limiter les effets de diffusion et de ségrégation, et de réaliser des interfaces abruptes. L'EJM à source plasma utilise des températures de croissance encore plus faible qu'en EJM-NH_3. Seulement les conditions de croissances nécessaires pour obtenir du GaN de bonne qualité structurale semblent moins favorables pour obtenir une bonne isolation électrique [21].

L'épitaxie de couches bidimensionnelles d'InAlN est réalisable par EJM-NH_3 telle que l'ont démontré Iwata *et al.* [22] et Wong *et al.* [23]. Cependant, l'épitaxie d'InAlN est plus compliquée par EJM-NH_3 que par EPVOM ou EJM-plasma. Quelle que soit la technique de croissance, il est difficile de former un alliage InAlN homogène. La température de croissance optimale d'une couche AlN bidimensionnelle est de 400 à 600°C plus élevée que celle d'une couche InN selon la technique de croissance. Incorporer de l'indium dans une couche AlN nécessite donc d'avoir recours à de basses températures (500-600°C par EJM-NH_3). Or à cette température de croissance, l'efficacité de craquage des molécules d'ammoniac est très faible [24], nécessitant un flux très élevé d'ammoniac donc peu compatible avec l'épitaxie sous jets moléculaires. Ainsi, pour l'épitaxie des HEMTs à barrière InAlN, nous avons recours à l'EPVOM.

Toutes les hétérostructures HEMTs ont été épitaxiées sur substrat silicium orienté (111) hautement résistif (ρ>3kΩ.cm) ou sur tremplin GaN dopé fer sur saphir. La procédure de croissance sur substrat silicium (111) a été optimisée au cours de la thèse de N. Baron [25]. Suite à cette étude, la structure a encore évolué vers l'empilement décrit par la Figure II.2-1 ci-dessous.

Tampon GaN	(v = 0,6µm/h – T_{cr} ≈ 800°C)	1-3µm
AlN intercalaire	(v = 0,1µm/h – T_{cr} ≈ 900°C)	130nm
$Al_{0,15}Ga_{0,85}N$ intercalaire	(v = 0,7µm/h – T_{cr} ≈ 800°C)	250nm
Tampon AlN	(v = 0,1µm/h – T_{cr} ≈ 900°C)	40nm
Silicium (111)		

Figure II.2-1 : Hétérostructure permettant d'épitaxier une couche épaisse de GaN sur substrat silicium par EJM-NH_3.

La reprise de croissance sur tremplin de GaN dopé fer s'effectue selon la procédure mise au point au laboratoire [26, 27], de manière à engendrer une légère diffusion du fer dans le couche tampon pour neutraliser les donneurs (.

cc BY NC ND

II.2.a. Epitaxie de HEMTs à barrière AlGaN et AlN par EJM-NH_3

Les structures décrites dans ce paragraphe ont été réalisées dans le réacteur EJM Riber Compact 21T.

HEMTs AlGaN/GaN

Quel que soit le type de substrat, la couche tampon de GaN est épitaxiée avec une vitesse d'environ 0,6µm/h autour de 800°C. La période d'oscillation de la mesure de réflectivité permet d'ajuster la vitesse de croissance de GaN. En EJM-NH_3, les couches sont épitaxiées dans des conditions de croissance riche-azote, de manière à faire croitre une couche bidimensionnelle (le flux d'ammoniac est ici de 200 sccm pour les couches de GaN et 130 sccm pour les couches épaisses d'AlN). La vitesse de croissance des III-N est ici contrôlée par le flux de l'espèce métallique. Ainsi, pour ajuster la vitesse de croissance du GaN, il suffit de jouer sur la température de la cellule de gallium, qui détermine le flux de gallium.

La couche d'AlN espaceur, de ~1 nm d'épaisseur, est épitaxiée à la température de croissance du GaN, à une vitesse de 0,25µm/h. La croissance de l'alliage AlGaN ne présente pas de difficultés particulières. La teneur en aluminium x_{Al} est définie par les vitesses de croissance du GaN et de l'AlN (exprimées en MC/s), telle que :

$$x_{Al} = \frac{v_{AlN}}{v_{AlN} + v_{GaN}} = \frac{v_{AlN}}{v_{AlGaN}} \qquad \textbf{Equation II.2-1}$$

La vitesse de croissance de l'AlN est maintenue à 0,25µm/h, c'est la vitesse de croissance du GaN qui est ajustée au préalable de manière à avoir la teneur en aluminium de la barrière souhaitée. Enfin, le cap GaN est déposé à la vitesse de croissance utilisée pour la barrière.

Les hétérostructures HEMTs AlGaN/GaN épitaxiées pour cette étude sont répertoriées dans le Tableau II.2-1. L'épaisseur du cap varie entre 0 et 5 nm, l'épaisseur de la barrière est réduite de 21-22 nm à 10 nm, pour des teneurs en aluminium variant entre 28 et 30%.

	HEMTs AlGaN/GaN							
Nom	**PTC360**	**PTC545**	**PTC561**	**PTC567**	**PTC569**	**PTC639**	**PTC640**	**PTC641**
Cap GaN	5nm	3nm	3nm	0,5nm	0,5nm	Ø	3nm	5nm
Barrière $Al_xGa_{1-x}N$	21nm x=30%	18nm x=29%	14nm x=29%	14nm x=29%	10nm x=29%	22nm x=28%	22nm x=28%	22nm x=28%
AlN Espaceur	1nm	1,1nm	1,1nm	1,1nm	1,1nm	1,1nm	1,1nm	1,1nm
	1,73µm tampon GaN / couches intermédiaires / substrat silicium (111)					1µm tampon GaN / tremplin GaN dopé fer / substrat saphir		

Tableau II.2-1 : Structures HEMTs à barrière AlGaN pour diverses épaisseurs de cap/barrière et teneurs en aluminium.

cc BY NC ND

HEMTs AlN/GaN

Les 3 structures HEMTs AlN/GaN sont épitaxiées sur tremplin GaN dopé fer sur substrat saphir. La barrière AlN est déposée sur un buffer de 1 µm de GaN et est recouverte d'un cap GaN de 2 nm dans les mêmes conditions de croissance que la couche tampon (v=0,6µm/h à 800°C). Les conditions de croissance des barrières AlN sont résumées dans le Tableau II.2-2 ci-dessous. Pour la structure PTC464, la barrière AlN a été réalisée dans les mêmes conditions que lors de la croissance de l'AlN espaceur : le flux d'ammoniac (Φ_{NH3}) est de 200 sccm et la température de croissance (T_{cr}) est de 800°C (température de croissance habituellement utilisée pour du GaN). La température de consigne de la cellule d'aluminium est de 1035°C. Le flux d'ammoniac de la barrière est réduit à 130 sccm pour la structure PTC532. En ce qui concerne PTC536, la barrière est épitaxiée de manière à favoriser la mobilité des atomes d'aluminium en surface. Pour cela, le flux d'ammoniac est réduit à 10 sccm et la température de croissance est de 900°C (la température de croissance habituellement utilisée pour de l'AlN). Etant donné qu'au-delà de 850°C le GaN s'évapore [28], 1nm d'AlN « espaceur » est déposé à 800°C sur la couche tampon GaN, suivi d'un court arrêt de croissance pour réduire le flux d'ammoniac et augmenter la température de croissance à 900°C, avant d'épitaxier la barrière. La température de consigne de la cellule d'aluminium est légèrement augmentée, de manière à compenser l'effet d'écrantage du flux d'aluminium par le flux d'ammoniac [29] et donc garder une vitesse de croissance proche de celle utilisée pour PTC464.

Nom	**PTC464**	**PTC532**	**PTC536**
Conditions de croissance de la barrière AlN	3nm AlN: Al=1035°C Φ_{NH3}=200sccm T_{cr}=800°C ↓ v=0,1µm/h	5nm AlN: Al=1035°C **Φ_{NH3}=130sccm** T_{cr}=800°C ↓ v=0,125µm/h	2nm AlN: **Al=1040°C** **Φ_{NH3}=10sccm** **T_{cr}=900°C** ↓ v=0,135µm/h 1nm AlN: **Al=1040°C** Φ_{NH3}=200sccm T_{cr}=800°C ↓ v=0,125µm/h

Tableau II.2-2 : Conditions de croissance des barrières AlN des structures HEMTs AlN/GaN.

L'épaisseur critique de relaxation d'une barrière AlN sur une couche tampon GaN a été reportée par Cao *et al* [16] et est de 6,5 nm. De manière à éviter la relaxation, nos structures HEMTs n'excèdent pas 5 nm d'épaisseur de barrière AlN.

cc BY NC ND

II.2.b. Epitaxie de HEMTs à barrière InAlN par EPVOM

Les structures HEMTs InAlN/GaN ont été épitaxiées dans le réacteur Thomas Swan 3x2'' à géométrie CCS (Close Coupled Showerhead). Une reprise d'épitaxie a été effectuée sur tremplin GaN dopé fer sur substrat saphir. Les précurseurs triméthylgallium (TMGa), triméthylaluminium (TMAl) et triméthylindium (TMIn) ont été utilisés. Pour les couches de GaN et AlN, le dihydrogène (H_2) est utilisé comme gaz porteur alors que pour les couches InAlN nous utiliserons le di-azote (N_2). Les températures données sont celles mesurées par le pyromètre sur le suscepteur. La couche tampon d'environ 1 µm de GaN a été épitaxiée à 980°C sous une pression dans la chambre de croissance de 100 Torr, à une vitesse de croissance de 2,3µm/h ; cette couche est suivie de ~1 nm d'AlN espaceur à 990°C sous une pression de 20 Torr avec un flux d'ammoniac de 61 mmol/min. Pour la barrière InAlN, la pression dans le réacteur et les flux d'ammoniac et de TMIn ont été maintenus constant pour les trois échantillons (20 Torr, 286 mmol/min et 19 µmol/min respectivement). Les barrières des échantillons T2298 et T2300 ont été épitaxiées à 792°C avec un flux de TMAl de 6 µmol/min. Pour l'échantillon T2318, la température de croissance a été réduite à 774°C, et le flux de TMAl a été augmenté à 6,7 µmol/min. Enfin, la structure T2300 a été recouverte d'un cap GaN de 2 nm à 791°C et 100 Torr, avec des flux d'ammoniac et de TMGa de 286 mmol/min et 35,7 µmol/min.

Les paramètres des couches actives sont donnés dans le Tableau II.2-3 ci-dessous. T2298 et T2300 ont quasiment la même teneur en indium (~14%) dans la barrière, alors que T2318 contient 16% d'indium (les teneurs en indium sont estimées par diffraction des rayons X). Il a été démontré que l'incorporation d'indium dans la barrière augmente lorsque la température de croissance diminue à un taux de 0,25% par °C [30]. Dans notre réacteur, le taux est de 0,2% par °C. Nous nous attendions donc à une composition en indium de 17% (13,5%+3,6%) pour T2321. Le flux de TMAl ayant été augmenté, il est donc normal de mesurer une composition en indium plus faible que 17%.

	HEMTs InAlN/GaN		
Nom	**T2298**	**T2300**	**T2318**
Cap GaN	Ø	**2nm**	Ø
Barrière $In_xAl_{1-x}N$	7nm x=13,5%	7nm x=14%	7nm **x=16%**
AlN Espaceur	1,3nm	1,4nm	1,3nm
	1µm tampon GaN / tremplin GaN dopé fer / substrat saphir		

Tableau II.2-3 : Résumé des hétérostructures HEMTs avec une barrière InAlN.

cc BY NC ND

II.2.c. Qualité cristalline

Les paramètres de barrière et de cap des structures HEMTs décrites précédemment sont répertoriés dans la Figure II.2-2 ci-dessous.

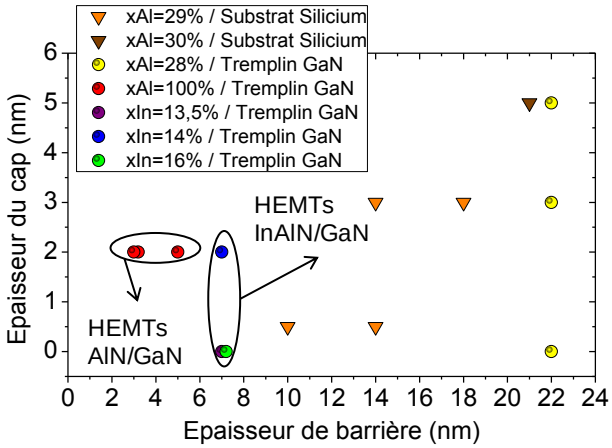

Figure II.2-2 : Paramètres de cap et de barrières des structures HEMTs décrites dans ce chapitre. La couleur de remplissage correspond à la teneur en aluminium ou en indium dans la barrière. La forme des symboles correspond au type de substrat utilisé : silicium et tremplin de GaN sur substrat saphir.

Toutes les surfaces des structures présentées précédemment ont été observées par MEB (Microscopie électronique à Balayage) et/ou par AFM (Microscopie à Force Atomique). Les HEMTs AlGaN/GaN présentent une morphologie en colline, typique d'une couche GaN épitaxié par EJM-NH_3 [31]. La rugosité RMS mesurée par AFM est de l'ordre de 3-4 nm pour un scan 5 µm x 5 µm.

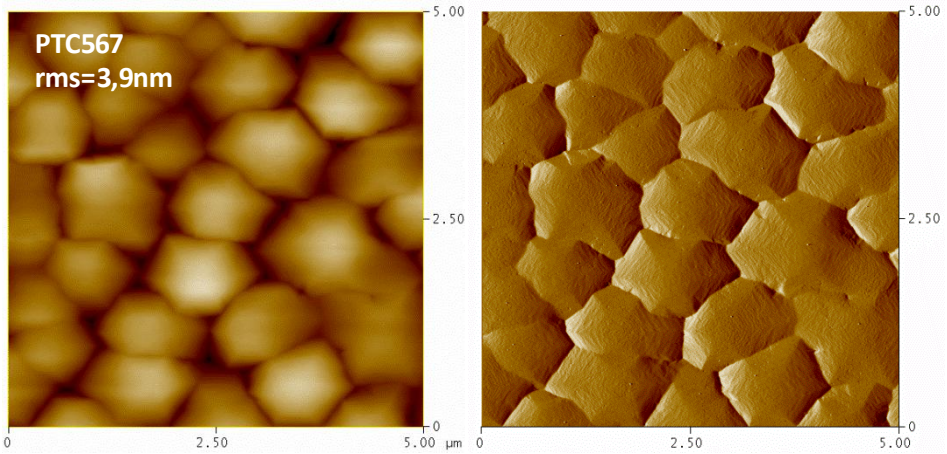

Figure II.2-3 : Scan AFM 5 µm x 5 µm de l'échantillon PTC567, présentant une rugosité RMS de 3,9 nm.

En ce qui concerne les HEMTs AlN/GaN, la Figure II.2-4 ne montre aucune microfissure due à la relaxation plastique de la barrière AlN, en particulier pour la structure ayant la barrière la plus épaisse, PTC532. PTC536 semble présenter des collines de diamètre plus important que PTC464 et PTC532, mais ceci est attribué à la croissance de la couche tampon de GaN et non à la barrière.

BY NC ND

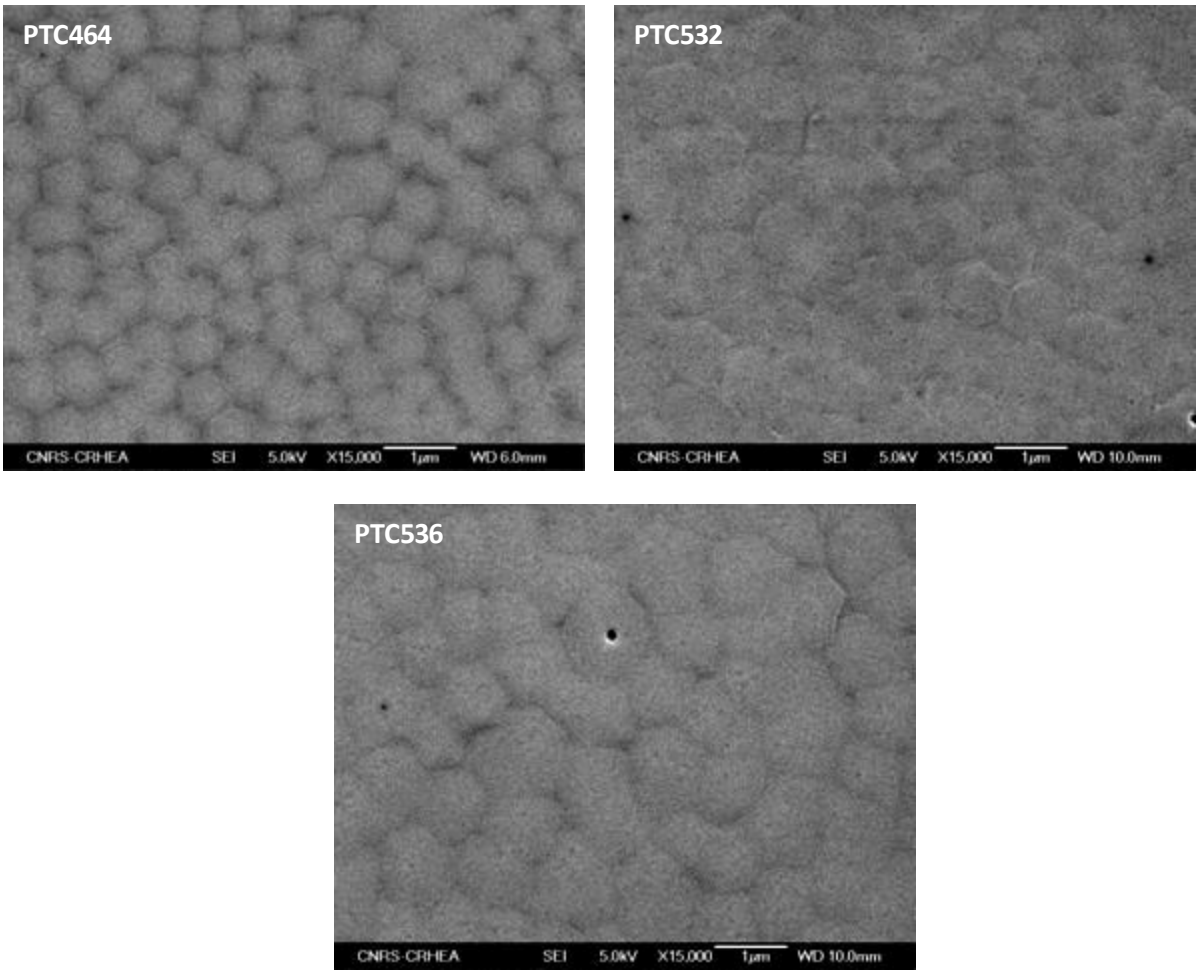

Figure II.2-4 : Image MEB de la surface du cap GaN des HEMTs AlN/GaN. Aucune microfissure de la barrière AlN n'a été observée, en particulier pour PTC532 avec 5 nm d'AlN.

La surface des HEMTs InAlN/GaN a été analysée par AFM (Figure II.2-5). Les surfaces des fines couches InAlN des échantillons T2298 et T2318 montrent une morphologie constituée de petits grains due à l'InAlN (identique à ce qui a été rapporté par Ichikawa et al. [32]) et on voit également les bords de marche de la couche tampon de GaN épitaxiée sur saphir. Le scan de l'échantillon T2300 (avec un cap de 2 nm de GaN) ne présente pas la morphologie du GaN mais des bords de marche, parallèles les uns aux autres, avec des trous localisés en bords de marche. En effet, 2 nm de cap GaN semblent être trop fin pour retrouver la morphologie du GaN, d'autant plus que le cap est épitaxié à relativement basse température et ceci ne favorise pas la mobilité des espèces à la surface. La rugosité de surface de T2300 est deux fois plus importante que celle de T2298 et T2318.

Les coupes TEM (Microscopie Electronique en Transmission) des échantillons T2298 et T2300 (Figure II.2-6) montrent des interfaces abruptes.

BY NC ND

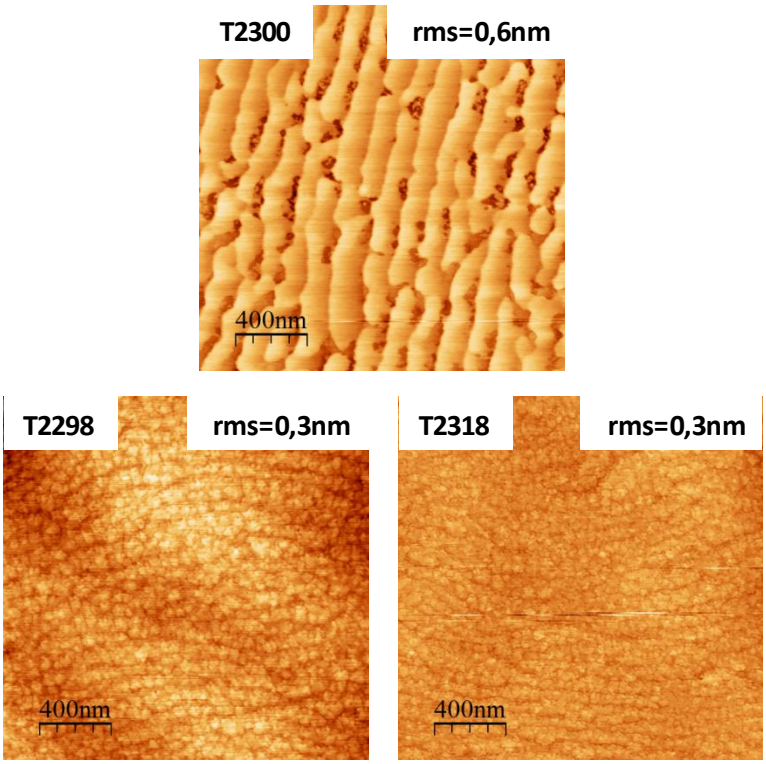

Figure II.2-5 : Scan AFM 2 µm x 2 µm des HEMTs InAlN/GaN. Les scans T2298 et T2318 montrent la surface de la couche barrière InAlN, alors que le scan sur T2300 montre la surface du cap GaN (morphologie inattendue).

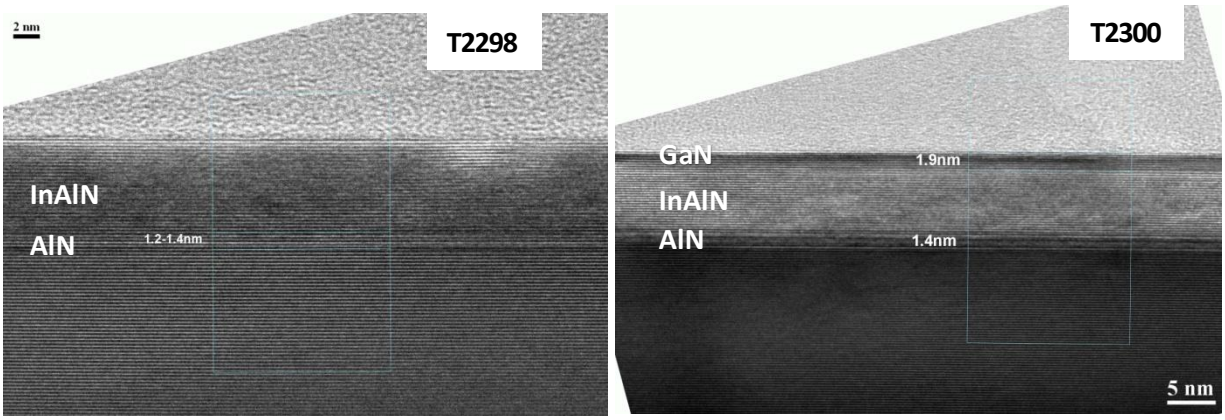

Figure II.2-6 : Coupe TEM des échantillons T2298 et T2300. L'épaisseur de la barrière est de 7 nm.

La qualité cristalline des structures HEMTs épitaxiées a été évaluée par DRX, en mesurant la largeur à mi-hauteur des rocking curves des raies (002) et (302) du GaN. Le Tableau II.2-4 montre que la désorientation des grains de GaN est plus importante dans le plan de croissance (twist) que selon l'axe de croissance (tilt). La densité de dislocations a été évaluée pour toutes les structures HEMTs. En ce qui concerne les HEMTs épitaxiés sur substrat silicium, la densité de dislocations a été estimée grâce à la courbe d'étalonnage, réalisée par N. Baron [25], représentant la largeur à mi-hauteur d'une rocking curve de la raie (302) du GaN en fonction de la densité de dislocations comptée par

cc BY NC ND

TEM (Figure I.4-8). Pour les HEMTs épitaxiés sur tremplin GaN, le GaN homoépitaxié reproduit la qualité cristalline du tremplin GaN (vu au paragraphe I.4.a.ii). Etant donné que les tremplins de GaN sur saphir ont une densité de dislocations de l'ordre de $5x10^8$ cm^{-2}, le GaN déposé par reprise d'épitaxie possède une densité de dislocations similaire (voire légèrement inférieure). La densité de dislocations est donnée dans le Tableau II.2-4. Quel que soit le type de substrat, la densité de dislocations est inférieure à 10^{10} cm^{-2} : les couches tampons sont donc de qualité cristalline suffisante pour des applications HEMTs [21].

Nom	Buffer / Substrat	LMH (arcsec)		Densité de dislocation (cm^{-2})
		002 GaN	302 GaN	
PTC360	Tampon GaN / silicium	-	-	$7,9x10^9$ *
PTC545		767	1584	$2,6x10^9$
PTC561		756	1728	$3,6x10^9$
PTC567		724	1696	$3,4x10^9$
PTC569		731	1800	$4,1x10^9$
PTC464, 532, 536, 639, 640, 641 T2290, 2300, 2318	Tampon GaN / tremplin GaN	~400	~450	$\sim 5x10^8$

* Comptées par AFM

Tableau II.2-4 : Evaluation de la qualité cristalline des structures HEMTs.

La qualité des alliages AlGaN et InAlN est également évaluée par DRX via un scan 2θ-ω sur les raies symétriques du GaN. Le fait que les franges d'épaisseurs (dites de Pendellösung) soient visibles sur la Figure II.2-7 indique que les barrières sont homogènes en composition et que les interfaces avec les barrières sont abruptes.

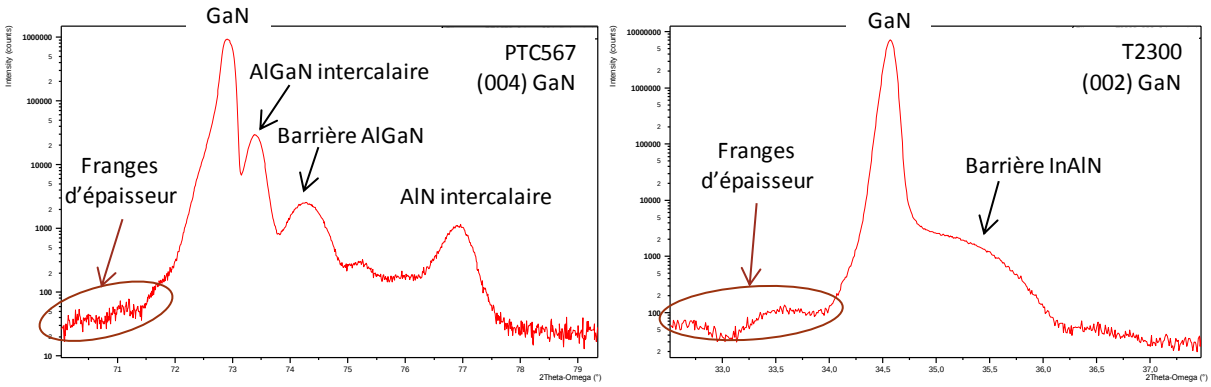

Figure II.2-7 : Scan 2θ-ω d'un HEMT AlGaN/GaN sur substrat silicium à gauche et d'un HEMT InAlN/GaN sur tremplin GaN sur saphir à droite.

BY NC ND

II.3. Densité de charges du gaz 2D

Nous allons déterminer l'ingénierie de barrière et de cap nécessaires pour avoir une épaisseur cap + barrière la plus fine possible et une densité d'électrons dans le gaz 2D que nous fixons supérieure à $1x10^{13}$ cm^{-2}.

II.3.a. Densité de charges extraite par C-V

Des mesures capacité-tension (C-V) bille de mercure ont été réalisées sur chaque hétérostructure HEMT AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN, dans le but d'extraire la densité de porteurs du gaz 2D. Les HEMTs AlN/GaN présentent une dispersion en fréquence de la capacité parallèle C_p (Figure II.3-1 a) plus importante que celle de la capacité en série C_s (Figure II.3-1 b). Notons l'absence de dispersion en fréquence pour les structures HEMTs AlGaN/GaN sur silicium et InAlN/GaN réalisées sur saphir. Ceci nous permet d'exclure des pièges dans la couche tampon GaN comme cause de la dispersion en fréquence des HEMTs AlN/GaN. Elle est attribuée à la présence de pièges en surface ou/et dans la barrière. La remontée de C_s à 1kHz sur PTC536 (barrière AlN) indique des pièges profonds. Concernant les HEMTs InAlN/GaN, une remontée de la capacité entre V_g = -1V et 0V est notable, ce qui indique la modulation de charges dans la barrière, aussi bien pour les structures avec et sans cap GaN. Cette remontée de capacité correspond à une variation d'épaisseur de 5 à 10Å ; donc ces charges sont modulées dans l'AlN espaceur ou dans la barrière du côté de l'interface barrière/AlN espaceur. Pour le calcul de N_s, nous ne prendrons pas en compte la zone où la capacité remonte (représentée par les pointillés sur la Figure II.3-1 c). Notons que les HEMTs AlGaN/GaN ne présentent pas les anomalies précédemment citées.

Comme expliqué au chapitre I, la capacité à V_g = 0V permet de déduire la distance entre la grille et le gaz 2D ($d_{g\text{-}2DEG}$), la capacité étant inversement proportionnelle à l'épaisseur. On remarque que l'échantillon PTC536, sensé avoir les mêmes épaisseurs de barrière et de cap que PTC464 (3 nm et 2 nm respectivement), présenterait une distance $d_{g\text{-}2DEG}$ plus élevée et plus importante que PTC532 (5 nm de barrière et 2 nm de cap). Comme les tensions de pincement de PTC464 et PTC536 sont assez proches (-2,2 V et -1,8 V respectivement), on peut penser que des pièges se trouvent à la surface ou/et dans la barrière de PTC536. De même T2298 et T2318, qui sont des structures InAlN/GaN sans cap, devraient présenter les mêmes capacités (car elles ont les mêmes épaisseurs de barrières), bien que cela ne soit pas vérifié sur la Figure II.3-1 b). T2300, qui possède la distance grille-gaz 2D plus grande que T2298 et T2318, présente bien un plateau de capacité inférieur en amplitude ainsi qu'une tension de pincement plus élevée.

cc BY NC ND

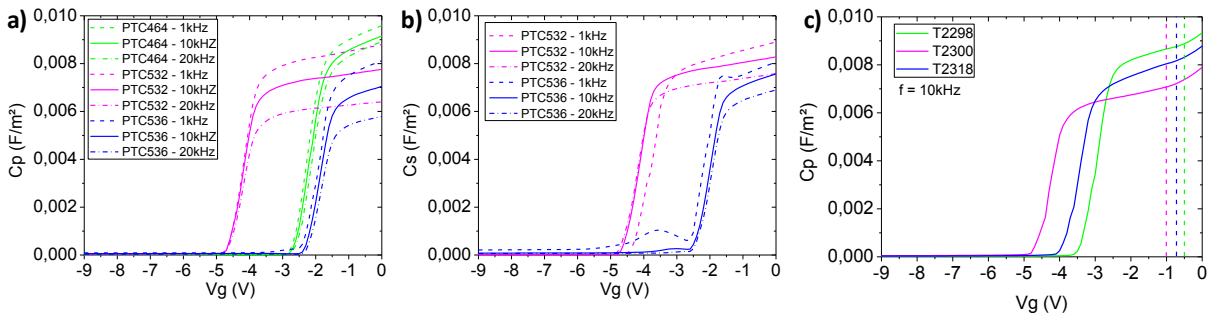

Figure II.3-1 : Mesure, par bille de mercure, de la capacité parallèle C_p des HEMTs AlN/GaN (a) et InAlN/GaN (c), et de la capacité en série C_s des HEMTs AlN/GaN.

La densité d'électrons du gaz 2D a été évaluée après épitaxie par mesure C-V bille de mercure à une fréquence de 10 kHz, en intégrant le C-V de V_p à 0V. Pour les HEMTs AlN/GaN, étant donnée la dispersion en fréquence du C-V bille de mercure, nous le mesurons sur une diode circulaire Schottky Ni/Au (Figure II.3-2). Les capacités mesurées ne sont pas dispersées en fréquences, ce sont donc les mesures que nous utilisons pour donner la densité de porteurs. Ceci illustre les limitations parfois rencontrées avec le mercure qui forme un contact de qualité variable avec les nitrures. De plus, il est intéressant de constater que les mesures C-V avec un contact Schottky Ni/Au se rapprochent de ceux obtenus à 1 kHz avec le mercure.

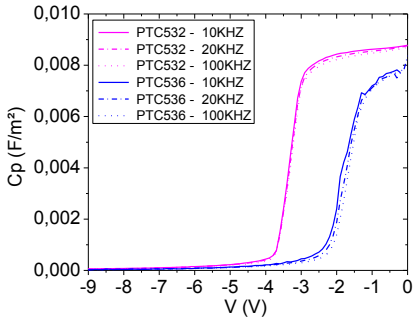

Figure II.3-2 : Mesure C-V sur diode Schottky circulaire Ni/Au est échantillons PTC532 et PTC536, pour des fréquences de 10kHz à 100kHz.

La Figure II.3-3 résume les N_s mesurés en fonction des diverses épaisseurs de cap et de barrière et également pour divers types de barrières. Comme précisé dans le chapitre I, l'incertitude sur la mesure C(V) est de 10%, ce qui se traduit par 10% d'incertitude sur la densité de charges.

BY NC ND

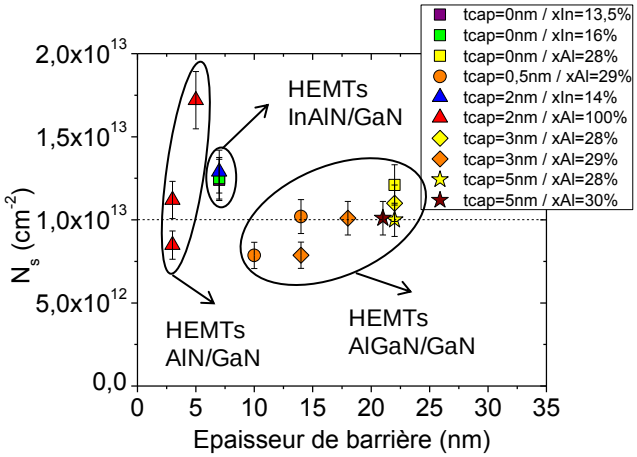

Figure II.3-3 : Densité d'électrons du gaz 2D mesuré par C-V des hétérostructures HEMTs AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN. La forme des symboles est associée à une épaisseur de cap, et la couleur de remplissage des symboles correspond à la teneur en aluminium ou en indium de la barrière. Le trait pointillé correspond à la valeur de N_s minimale recherchée.

Barrières AlGaN et AlN

Pour une épaisseur de cap et une composition de barrière constante, la réduction de l'épaisseur de barrière entraine une diminution de N_s : $N_s(t_{Al0,29Ga0,71}$=18nm ; t_{cap}=3nm)=1,0x10^{13} cm^{-2} et $N_s(t_{Al0,29Ga0,71}$=14nm ; t_{cap}=3nm)=7,9x10^{12} cm^{-2}. Par contre, pour des épaisseurs et compositions de barrière constantes, réduire l'épaisseur du cap permet de retrouver une densité de porteurs élevée : $N_s(t_{cap}$=3nm ; $t_{Al0,29Ga0,71}$=14nm)=7,9x10^{12} cm^{-2} et $N_s(t_{cap}$=0,5nm ; $t_{Al0,29Ga0,71}$=14nm)=1,0x10^{13} cm^{-2}. Cependant, lorsque l'épaisseur de barrière est trop fine (par exemple 10 nm pour une barrière $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$), la réduction de l'épaisseur de cap n'est pas suffisante pour retrouver un N_s élevé : $N_s(t_{cap}$=0,5nm ; $t_{Al0,29Ga0,71}$=10nm)=7,9x10^{12} cm^{-2}. Il est donc nécessaire d'augmenter la composition en aluminium de la barrière. Lorsque la teneur en aluminium est augmentée à 100%, on voit que pour une barrière aussi fine que 5 nm et un cap de 2 nm, la densité d'électrons dans le gaz 2D est de 1,7x10^{13} cm^{-2}.

On observe une dispersion en N_s pour les HEMTs de 3 nm de barrière AlN : N_s^{PTC464}=1,1x10^{13} cm^{-2} alors que N_s^{PTC536}=8,5x10^{13} cm^{-2}. Cette différence s'explique par la sensibilité de N_s dans cette gamme d'épaisseur de barrière (Figure II.1-3), et également par les conditions de croissance. La barrière de l'échantillon PTC536 a été épitaxiée en deux temps (1 nm à 800°C, arrêt de croissance et 2 nm à 900°C), contrairement à celle de PTC464 (3 nm à 800°C). L'arrêt de croissance après 1 nm d'AlN à 800°C a pu introduire des impuretés acceptrices d'électrons, et la croissance d'AlN à 900°C a pu introduire des dislocations de misfit, piégeant ainsi une partie des électrons.

Ces tendances peuvent être expliquées par un diagramme de bande où sont représentés le cap GaN, la barrière $Al_xGa_{1-x}N$, l'AlN espaceur et le canal GaN (Figure II.3-4 a), issu d'un calcul Schrödinger-Poisson auto-cohérent. Il est clair, en ne faisant varier qu'un seul paramètre à la fois, qu'augmenter l'épaisseur de barrière (Figure II.3-4 b), réduire l'épaisseur de cap (Figure II.3-4 c) ou augmenter la

cc BY NC ND

teneur d'aluminium (Figure II.3-4 d) dans la barrière creuse le puits quantique triangulaire et permet donc d'augmenter la densité d'électrons dans le gaz 2D. Notons que les effets de l'épaisseur de la barrière et du cap ne sont dépendants du type de barrière (AlGaN ou InAlN) qu'en termes d'amplitude.

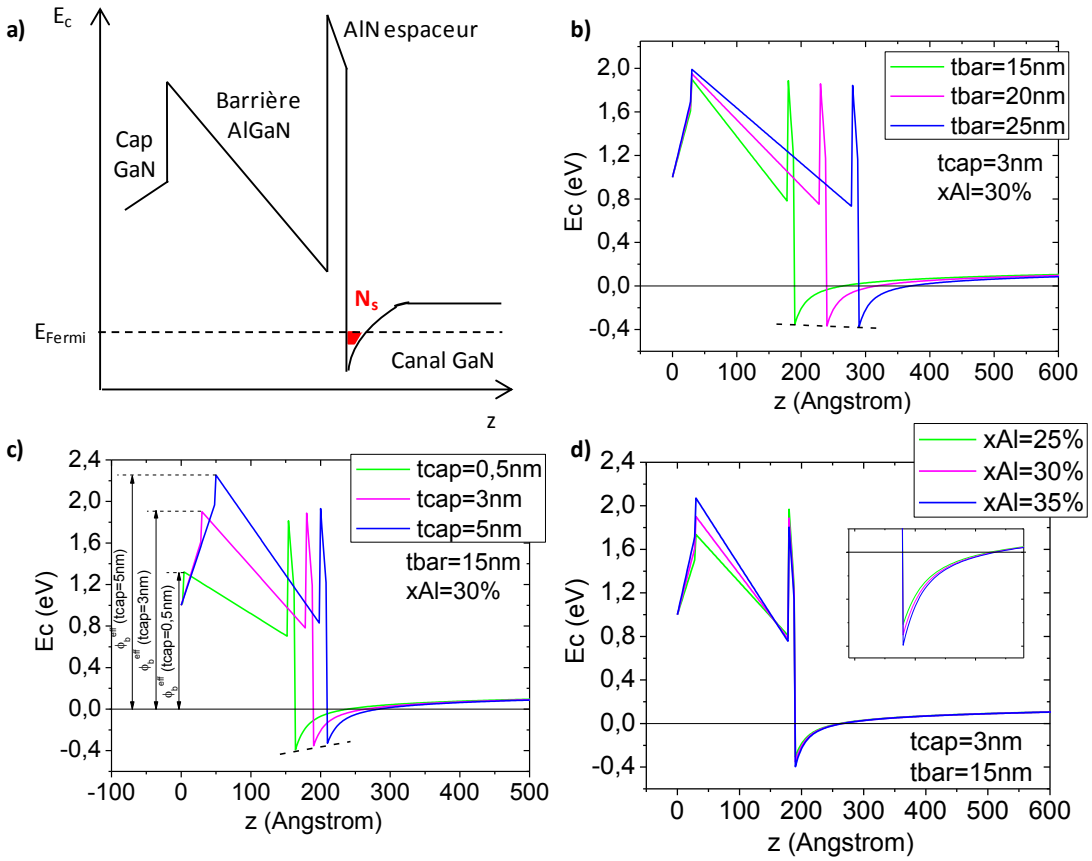

Figure II.3-4 : Diagramme de bande a) d'une structure HEMT AlGaN/GaN, modélisant l'effet b) de l'épaisseur de la barrière, c) de l'épaisseur du cap et d) de la composition en aluminium de la barrière.

Barrières InAlN

Les trois HEMTs InAlN/GaN ont une épaisseur de barrière nominale de 7 nm. T2298 et T2300 ont des compositions en indium similaires. Curieusement, l'effet du cap est inversé par rapport aux HEMTs AlGaN/GaN : ajouter un cap GaN augmente ici la densité de porteurs dans le gaz 2D : N_s^{T2298}(sans cap)=1,2x10^{13} cm^{-2} alors que N_s^{T2300}(t_{cap}=2nm)=1,3x10^{13} cm^{-2}. Par contre la densité de porteurs diminue lorsque la teneur en indium de la barrière augmente de 13,5% à 16%, identique à ce qui est attendu (Figure II.3-5). Ces observations sont compliquées à expliquer étant donné le peu de recul dont nous disposons. D'une part, le contrôle des basses températures est délicat en EPVOM, et la teneur de la barrière est difficile à déterminer par diffraction des rayons X pour une épaisseur de barrière inférieure à 10 nm. D'autre part, la morphologie de surface atypique de T2300 pourrait avoir une influence sur la densité du gaz 2D.

cc BY NC ND

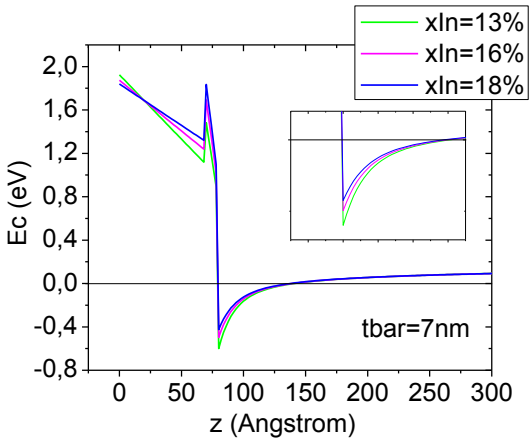

Figure II.3-5 : Diagramme de bande d'une structure HEMT InAlN montrant l'effet de l'augmentation de la teneur en indium de la barrière : cela réduit le champ électrique dans la barrière et donc diminue la densité de porteurs du gaz 2D.

Nous allons maintenant chercher à valider les tendances observées à l'aide de simulations.

II.3.b. Modèle « donneurs en surface »

Il s'agit du modèle de Smorchkova repris par Ibbetson décrit dans le paragraphe I.3.a. et adapté à une structure HEMT avec un cap GaN et une couche AlN espaceur. Le niveau de Fermi est bloqué par des états donneurs en surface. Ainsi, la densité de porteurs dans le gaz 2D est principalement déterminée par le potentiel de surface Φ_{cap}.

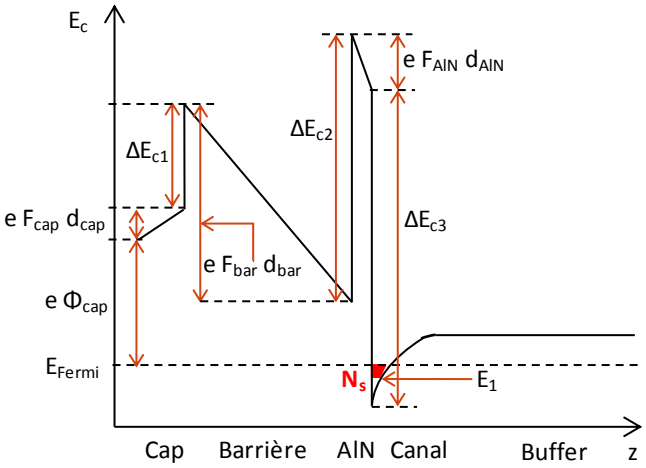

Figure II.3-6 : Diagramme de bande de conduction d'une structure HEMT : cap GaN/barrière/AlN espaceur/canal GaN.

cc BY NC ND

Sur la Figure II.3-6, *F* représente le champ électrique dans chaque couche :

$$F_{cap} = \frac{eN_s}{\varepsilon_{cap}}$$
$$F_{bar} = \frac{\sigma_{pol1} - eN_s}{\varepsilon_{bar}}$$
$$F_{AlN} = \frac{\sigma_{pol2} - eN_s}{\varepsilon_{AlN}}$$

Equation II.3-1

où N_s représente la densité de porteurs du gaz 2D et σ_{pol1} et σ_{pol2} correspondent aux différences de polarisation entre la barrière (1) /l'AlN espaceur (2) et le canal respectivement. ε_i sont les constante diélectriques absolues des couches considérées. En suivant le même cheminement que dans le paragraphe I.3.a, l'Equation I.3-3 s'écrit :

$$e\phi_{cap} + eF_{cap}d_{cap} + \Delta E_{c1} - eF_{bar}d_{bar} + \Delta E_{c2} - eF_{AlN}d_{AlN} - \Delta E_{c3} + E_1 + (E_F - E_1) = 0$$

Equation II.3-2

La densité de porteurs dans le gaz 2D est nulle pour une certaine épaisseur de barrière dite critique ${d_{bar}}^{cr}$ et pour une certaine tension de pincement V_p :

$${d_{bar}}^{cr} = \left(e\phi_{cap} - e\sigma_{pol2}\frac{d_{AlN}}{\varepsilon_{AlN}}\right)\frac{\varepsilon_{bar}}{e\sigma_{pol}}$$

Equation II.3-3

$$V_p = e\phi_{cap} - e\sigma_{pol1}\frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}} - e\sigma_{pol2}\frac{d_{AlN}}{\varepsilon_{AlN}}$$

Equation II.3-4

La densité de charges dans le gaz 2D s'exprime de la manière suivante :

$$N_s = \frac{\sigma_{pol1}\frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}} + \sigma_{pol2}\frac{d_{AlN}}{\varepsilon_{AlN}} - \phi_{cap} - E_1}{e\left(\frac{d_{cap}}{\varepsilon_{cap}} + \frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}} + \frac{d_{AlN}}{\varepsilon_{AlN}} + \frac{\pi\hbar^2}{m^*e}\right)}$$

Equation II.3-5

La hauteur de barrière de Schottky GaN/métal, appelée Φ_{cap} dans l'équation ci-dessus, est de 1 eV d'après [33]. Nous supposons que seul le niveau fondamental du puits quantique triangulaire est occupé, et qu'il est confondu avec le minimum d'énergie de la bande de conduction du puits à l'interface barrière/canal (ceci permet de négliger E_1).

Les simulations des densités de gaz 2D des HEMTs avec différents types de barrière ne rendent pas compte de la tendance des N_s expérimentaux comme le montre la Figure II.3-7. A partir de l'Equation II.3-5, nous avons calculé les potentiels de surface qui correspondent aux N_s mesurés par C-V (Figure II.3-8). On remarque qu'ils sont supérieurs à 2 eV quelle que soit la structure HEMT, ce qui semble assez peu réaliste d'après les valeurs répertoriées dans la littérature [11, 34-36]. Le modèle de donneurs en surface ne semble donc pas être le modèle pertinent pour nos échantillons à moins de changer drastiquement certains paramètres comme la charge de polarisation en surface par exemple. En effet, il faudrait considérer un certain potentiel de surface Φ_{cap} auquel s'ajoute un autre potentiel, fixé par la densité de donneurs en surface, et qui varie d'un échantillon à un autre. Nous allons donc examiner un autre modèle, le modèle de Ridley.

BY NC ND

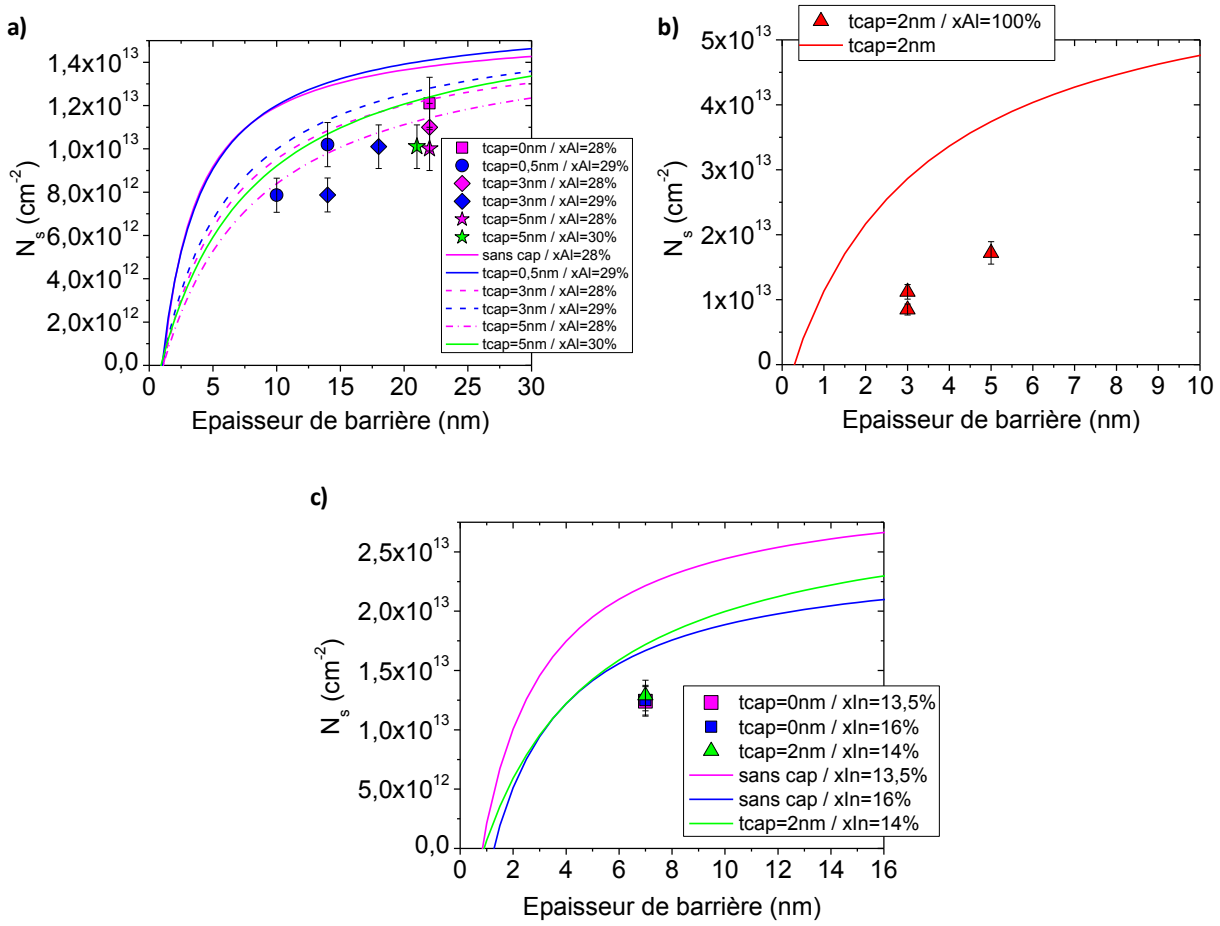

Figure II.3-7 : Simulation des diverses structures HEMTs a) AlGaN/GaN, b) AlN/GaN et c) InAlN/GaN, en utilisant le modèle de donneurs en surface.

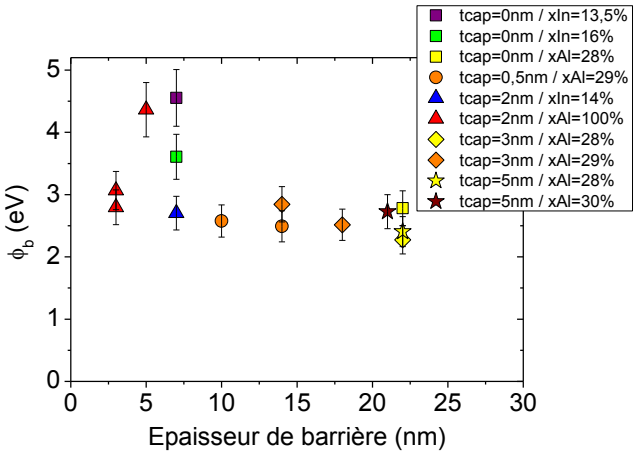

Figure II.3-8 : Potentiel de surface Φ_b calculé grâce à l'Equation II.3-5 pour les N_s expérimentaux estimés par C-V.

BY NC ND

II.3.c. Modèle de Ridley

Contrairement au modèle de donneurs en surface qui bloquent le niveau de Fermi en surface, le modèle électrostatique de Ridley [37] est basé sur le fait que le niveau de Fermi est bloqué par le potentiel de la couche tampon (buffer) Φ_{buffer} comme représenté sur la Figure II.3-9. *F* représente le champ électrique dans chaque couche, et *d* les différentes épaisseurs des couches.

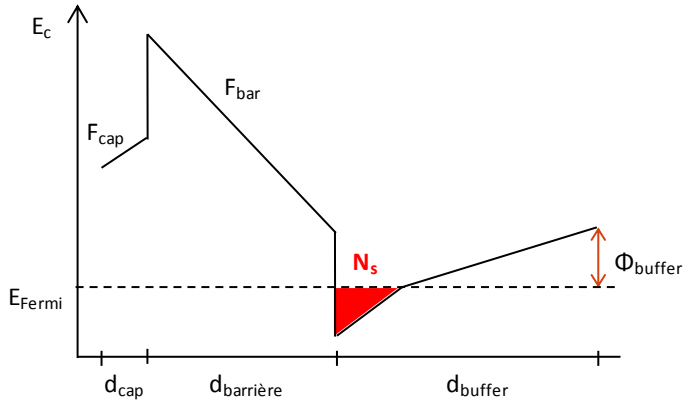

Figure II.3-9 : Diagramme de bande d'une structure HEMT selon le modèle de Ridley.

Dans ce modèle, nous considérons 3 couches non intentionnellement dopées : le cap GaN, la barrière et la couche tampon GaN. Comme nos barrières sont généralement épitaxiées sur une couche d'AlN espaceur, nous considérons la barrière comme étant une barrière effective avec une épaisseur effective d_{bar}^{eff} et une teneur en aluminium x_{Al}^{eff} correspondant à la teneur en aluminium de l'AlN diluée dans la barrière effective :

$$d_{bar}^{eff} = d_{bar} + d_{AlN} \quad \text{et} \quad x_{Al}^{eff} = \frac{d_{bar}\, x_{Al} + d_{AlN}}{d_{bar}^{eff}}$$ **Equation II.3-6**

Cela ne pose pas de difficulté particulière pour les HEMTs avec une barrière InAlN étant donné que $x_{Al} = 1 - x_{In}$.

Ceci mène à l'expression de la densité de porteurs suivante :

$$N_s = \frac{\sigma_{pol}\frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}} - \phi_{buffer}\left[1 - \frac{\varepsilon_{buffer}}{d_{buffer}}\left(\frac{d_{cap}}{\varepsilon_{cap}} + \frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}}\right)\right]}{e\left(\frac{d_{cap}}{\varepsilon_{cap}} + \frac{d_{bar}}{\varepsilon_{bar}} + \frac{\pi\hbar^2}{m^* e}\right)}$$ **Equation II.3-7**

Le niveau de Fermi étant fixé par le potentiel de la couche tampon, il semble qu'il soit nécessaire d'adapter le potentiel de buffer à chaque type de substrat utilisé. Pour les structures avec une barrière AlGaN épitaxiées sur tremplin GaN dopé fer sur saphir, nous verrons que le potentiel du buffer peut être fixé à 1,5 eV. On suppose que le niveau de Fermi est bloqué à l'interface de recoissance où le GaN épitaxié par EJM-NH_3, avec un dopage résiduel de type *n*, compense le dopage fer (accepteur) du tremplin GaN. On peut voir sur la Figure II.3-10 a) que le modèle de Ridley simule bien les valeurs de N_s extraites par C-V. Pour les HEMTs AlGaN/GaN sur silicium, le potentiel de buffer est augmenté à 1,9 eV. Nous supposons que les dislocations, plus nombreuses dans le GaN

cc BY NC ND

épitaxié sur substrat silicium que sur tremplin GaN, sont responsables de cette augmentation, étant donné qu'elles se comportent comme des accepteurs. Cette valeur de potentiel de buffer est assez satisfaisante, comme le montre la Figure II.3-10 b). Nous avons tracé une courbe de simulation pour chaque structure car les structures ont des épaisseurs de barrière différentes et donc une teneur effective en aluminium différente. Le modèle de Ridley appliqué aux HEMTs AlN/GaN et InAlN/GaN simule mal les densités de porteurs dans le gaz 2D (Figure II.3-10 c et d). Nous pouvons nous en approcher en augmentant Φ_{buffer}.

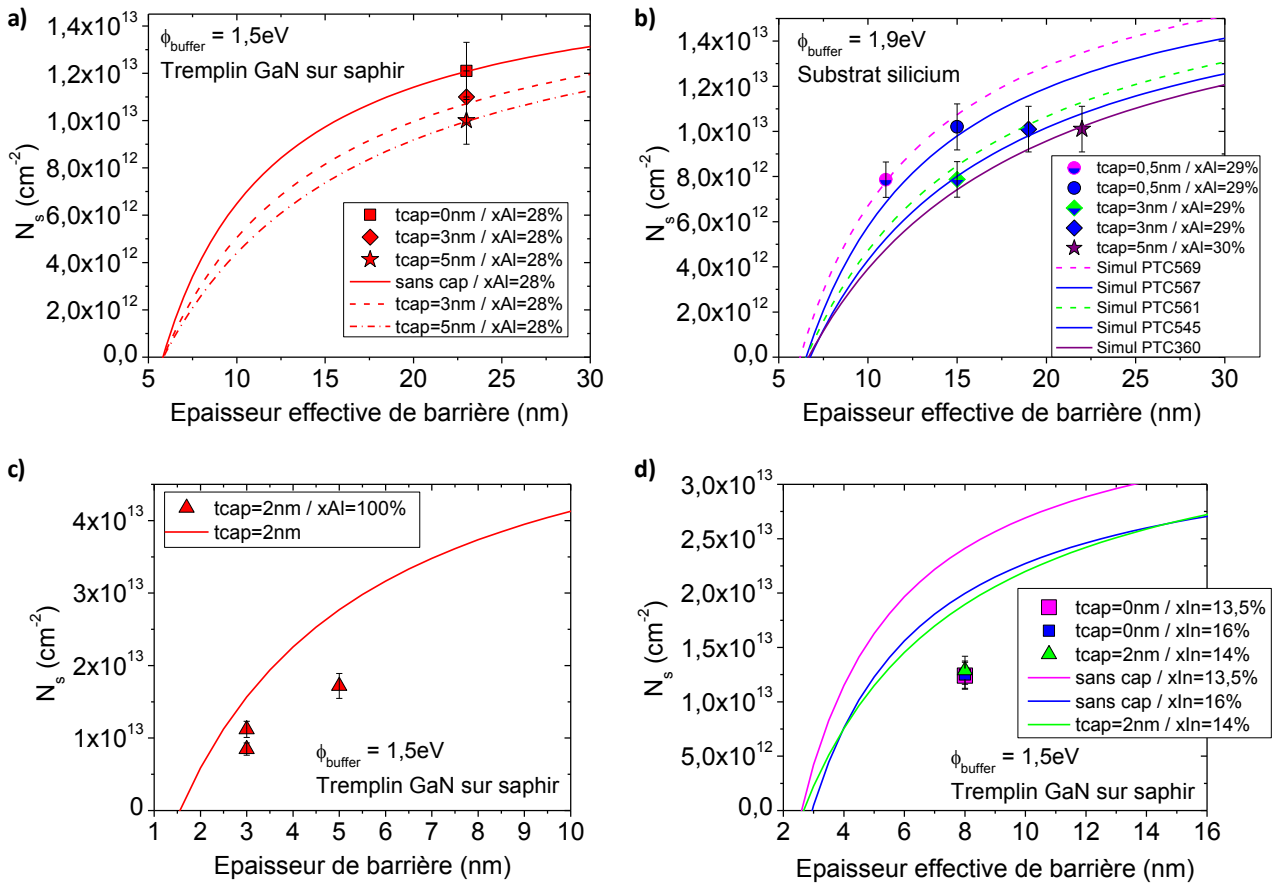

Figure II.3-10 : Modèle de Ridley appliqué aux diverses structures HEMTs, le potentiel du buffer étant ajusté en fonction du type de substrat utilisé.

Le potentiel du buffer a été calculé grâce à l'Equation II.3-7, pour chaque N_s extrait par mesure C-V, et est résumé sur la Figure II.3-11. Les valeurs des potentiels se vérifient : pour les HEMTs AlGaN/GaN épitaxiés sur tremplin GaN, le potentiel du buffer est de 1,5 eV alors que pour les HEMTs AlGaN/GaN épitaxié sur substrat silicium, le potentiel de buffer a une valeur moyenne de 1,9 eV. Les HEMTs AlN/GaN et InAlN/GaN ont des valeurs bien plus dispersées et ils semblent beaucoup plus sensibles au champ de polarisation élevé (de l'ordre de la dizaine de MV/cm) et au fait que les barrières sont fines (< 10 nm). En ce qui concerne les HEMTs AlN/GaN, la différence de N_s entre PTC532 et PTC536 semble être due aux pièges dans les structures, comme le confirme la mesure C-V où l'on a pu voir

cc BY NC ND

une dispersion de la capacité en fonction de la fréquence (Figure II.3-1 a). Pour les HEMTs InAlN/GaN nous n'avons pas vraiment d'explications valables étant donné le peu de recul que nous avons.

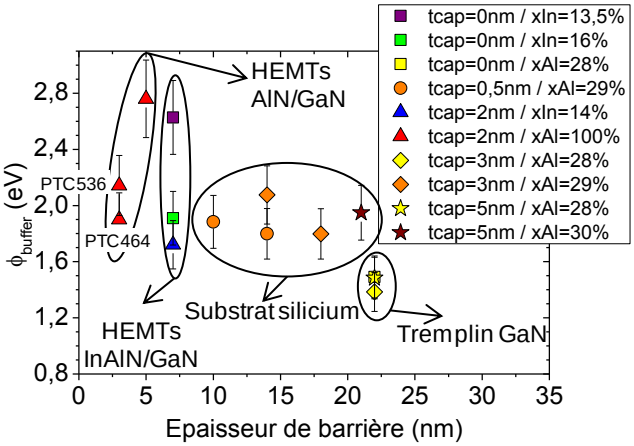

Figure II.3-11 : Potentiel du buffer calculé avec le modèle de Ridley.

BY NC ND

II.4. Propriétés de transport dans le gaz 2D

Certaines structures HEMTs ont fait l'objet d'un procédé technologique, au cours duquel des trèfles de Van der Pauw ont été réalisés, permettant de mesurer la résistance de feuille du gaz 2D, mais également la densité (Equation I.3-9) et par la suite la mobilité du gaz 2D lorsqu'un champ magnétique est appliqué. Les mesures ont été réalisées à température ambiante. Nous rappelons que nous cherchons la structure à barrière mince qui présente une forte densité de porteurs (> $1x10^{13}$ cm^{-2}) et une forte mobilité (> 1000 cm²/Vs), donc une résistance de feuille la plus faible possible.

Les HEMTs AlGaN/GaN présentent une mobilité élevée, autour de 2000 cm²/Vs (Figure II.4-1 a). PTC569 et PTC567 ont une densité de porteurs inférieure à $1x10^{13}$ cm^{-2}, résultant en une résistance de feuille autour de 450 Ω/sq, fixant la limite supérieure des R_{sh} faibles (Figure II.4-1 b). Les autres HEMTs AlGaN/GaN possèdent une densité de porteurs de l'ordre de $1x10^{13}$ cm^{-2} et une résistance de feuille faible de l'ordre de 300 Ω/sq.

Les HEMTs AlN/GaN ont une mobilité assez faible par rapport à ce qu'on peut trouver dans la littérature pour des couches non passivées [16, 34, 38-42]. A notre connaissance, aucun résultat n'est publié concernant l'épitaxie de HEMTs AlN/GaN par EJM-NH_3. On peut voir que la mobilité est fortement dépendante des conditions de croissance de la barrière (flux d'ammoniac et température de croissance). Un flux d'ammoniac faible associé à une température de croissance de la barrière élevée permet d'atteindre une mobilité de 1050 cm²/Vs (PTC536). Par contre, comme la densité de porteurs est faible, la résistance de feuille est élevée (800 Ω/sq). Les faibles mobilités des échantillons PTC464 et PTC532 peuvent être dues à une sensibilité plus importante à la rugosité d'interface AlN/GaN, puisque la densité de porteurs est plus élevée pour ces deux structures ; il se peut également que le dopage résiduel de la barrière varie dans ces structures et joue un rôle notable. En termes de compromis d'épaisseur totale et résistance de feuille, l'échantillon PTC532 reste intéressant (7 nm, 503 Ω/sq).

En ce qui concerne les HEMTs InAlN/GaN, les mobilités mesurées sont inférieures à celles des HEMTs AlGaN/GaN, mais supérieure à environ 1000 cm²/Vs. De plus, la mobilité de T2300 (1465cm²/Vs) avoisine la mobilité record de 1490 cm²/Vs obtenue par Lugani et al. [43], pour une structure composée de 5 nm $In_{0,18}Al_{0,82}N$ épitaxiée sur 1 nm AlN sur un buffer GaN. Une mobilité supérieure à 1100 cm²/Vs combinée à une densité de porteurs supérieure à $1,2x10^{13}$ cm^{-2} permet d'atteindre une résistance de feuille < 470 Ω/sq.

cc BY NC ND

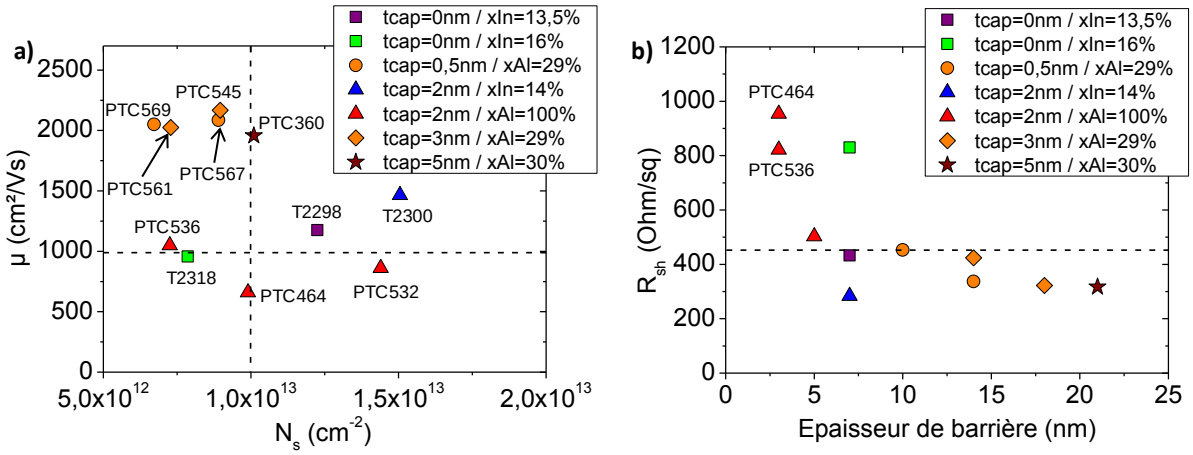

Figure II.4-1 : a) Mobilité en fonction de N_s déterminé par effet Hall et b) résistance de feuille des structures HEMTs en fonction des paramètres de barrière et de cap. Les traits en pointillés représentent les valeurs limites des fortes densités de porteurs et mobilité, et des faibles résistances de feuille.

La plupart des HEMTs présentent des densités de porteurs dans le gaz 2D obtenues par effet Hall différentes des N_s extraits par mesure C-V (Figure II.4-2), bien que pour les HEMTs AlGaN/GaN, la différence soit relativement faible. A une exception près (T2300), $N_s^{C\text{-}V\ Hg} > N_s^{Hall}$. Ceci peut être expliqué par une différence de potentiel de surface en présence du mercure. Pour PTC532 et PTC536, gardons à l'esprit que la densité de porteurs est celle déterminée par C-V sur diode Schottky Ni/Au. Enfin, on voit bien que les HEMTs InAlN sont particulièrement sensibles aux états de surface, étant donnée la dispersion des N_s.

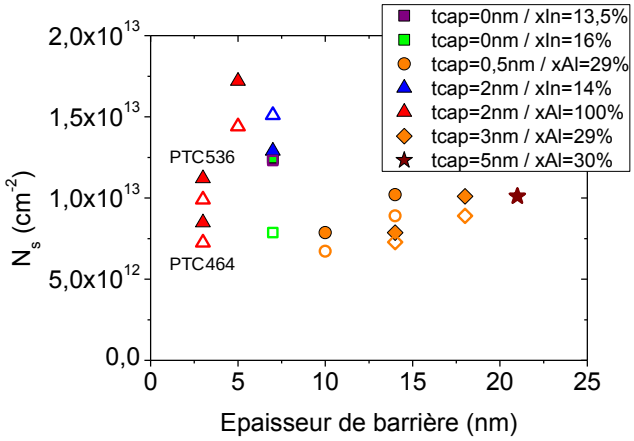

Figure II.4-2 : Comparaison des N_s obtenu par C-V (symboles pleins) aux N_s obtenus par effet Hall (symboles vides).

BY NC ND

II.5. Caractéristiques de sortie des transistors

Des composants tests ont été réalisés sur les structures HEMTs présentées, tels que des peignes d'isolation interdigités et des motifs TLM. Ceci a pour but de valider les aspects d'isolation et d'évaluer la qualité de la technologie réalisée. Enfin des transistors à grille longue (2-3 µm) ont été processés. Cela permet de compléter notre approche « réduction des épaisseurs épitaxiales ».

II.5.a. Isolation électrique de la couche tampon et mesures TLM

L'isolation électrique a été évaluée par le biais de peignes d'isolation interdigités comportant 10 doigts chacun et un développement total de 150 µm. Nous mesurons le courant qui circule entre deux contacts ohmiques déposés sur deux mésas, espacées de 5 µm. Les courants de fuite de buffer à 50 V sont de l'ordre de la dizaine à la centaine de µA/mm (Tableau II.5-1). L'échantillon PTC545 se distingue des autres par un courant de fuite notable. Il est de très bonne qualité cristalline (LMH de la raie (302) du GaN est inférieure à 1600 arcsec), et la densité de dislocations est relativement faible ($3x10^9$ cm^{-2}). Il se peut que la densité de dislocations soit trop faible pour compenser le dopage résiduel de type *n* du GaN épitaxié sur substrat silicium. Il en résulte une fuite de buffer GaN plus importante. La couche tampon la plus isolante est celle de PTC360, qui possède la densité de dislocations la plus élevée (Tableau II.2-4). Ceci rejoint les observations faites par N. Baron durant sa thèse à savoir que les fuites augmentent quand la qualité cristalline s'améliore.

La résistance des contacts a été mesurée grâce à des motifs TLM. Les contacts présentent une résistance < 1 Ω.mm (Tableau II.5-1), sauf pour les structures T2298 et T2300. Les valeurs élevées des résistances de contact indiquent une température de recuit mal adaptée. Une fois les contacts ohmiques recuits à plus haute température (815°C au lieu de 750°C), la résistance de contact de ces deux échantillons est inférieure à 0,4 Ω.mm (T2298b et T2300b), mais par contre le courant de fuite de buffer augmente considérablement. Les recuits haute température modifient les états de surface et dégradent ainsi les fuites, y compris la fuite de grille une fois le transistor pincé comme nous le verrons dans le paragraphe suivant.

cc BY NC ND

	HEMTs AlGaN /GaN					HEMTs AlN/GaN			HEMTs InAlN/GaN				
Nom	**PTC360**	**PTC545**	**PTC561**	**PTC567**	**PTC569**	**PTC464**	**PTC532**	**PTC536**	**T2298**	**T2300**	**T2318**	**T2298b**	**T2300b**
I_{buffer} (V=50V) (µA/mm)	5	754	43	58	25	13*	18	62	89	46	166	1150	2680
r_c (Ω.mm)	0,75	0,35	0,66	0,86	0,59	0,80	0,33	0,40	2,10	1,50	0,30	0,30	0,40
	Substrat silicium					Tremplin GaN:Fe sur saphir							

Tableau II.5-1 : Courant de fuite de buffer et résistance de contact des diverses structures HEMTs. La valeur étoilée correspond à une fuite de buffer pour V=30V.

II.5.b. Densité de courant source drain maximum

Nous avons réalisé des transistors avec des grilles longues (L_g = 2-3 µm x 150 µm), centrées dans un espacement source-drain L_{sd} variant entre 8 et 12 µm. Les dimensions des transistors sont données dans le Tableau II.5-2. Quel que soit le type de barrière, les transistors présentent des caractéristiques de sortie et de transfert habituelles. On observe une diminution du courant de saturation sur les caractéristiques de transfert aussi bien sur silicium que sur saphir. Cet effet est d'autant plus important que le courant est élevé. Deux origines sont possibles à cela : la thermique ou la présence de pièges, et seules les mesures en pulsé permettent de les distinguer.

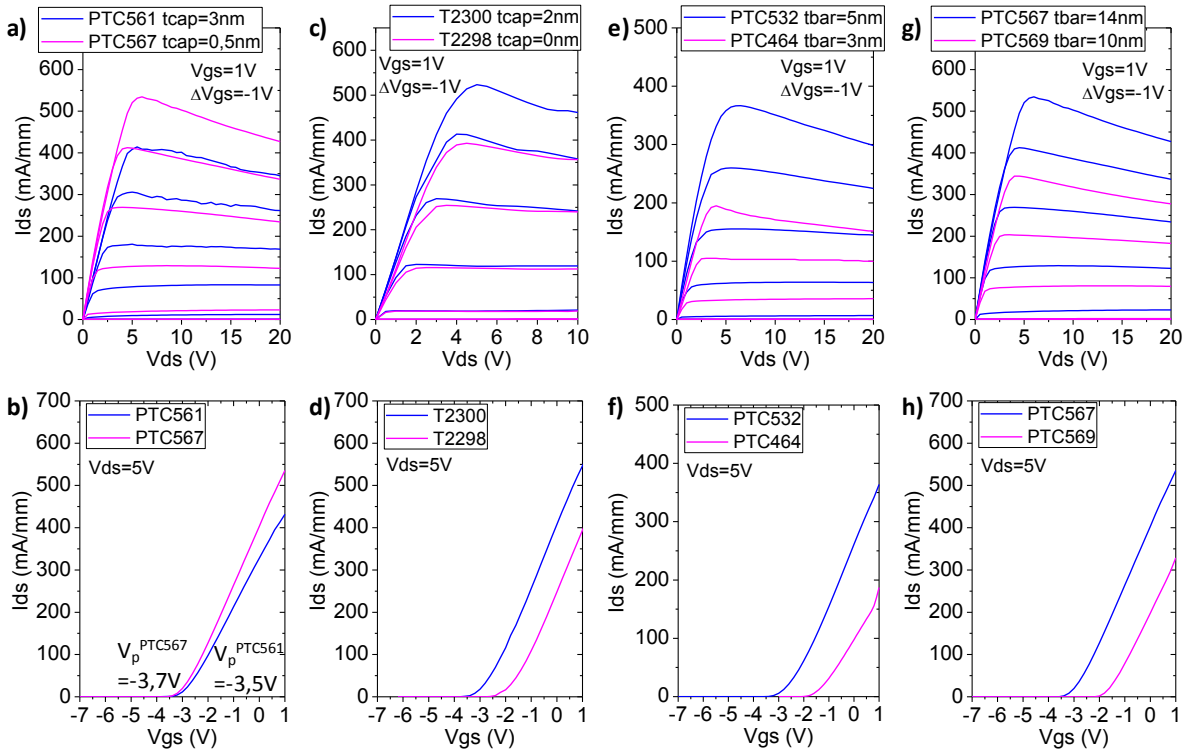

Figure II.5-1 : Caractéristiques de sortie et de transfert des HEMTs AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN.

cc BY NC ND

On remarque que réduire l'épaisseur du cap (Figure II.5-1 a), pour une épaisseur et une composition de barrière fixe, entraine une augmentation de courant I_{ds}, ce qui est cohérent avec l'augmentation de la densité de porteurs du gaz 2D, puisque I_{ds} est proportionnel à N_s. Le cap induit un champ électrique qui joue sur la barrière de potentiel effective entre la grille et la couche barrière [44] : réduire l'épaisseur du cap diminue la hauteur de barrière Schottky effective et augmente la densité de porteurs du gaz 2D. Par contre, la tension de pincement reste constante (Figure II.5-1 b). Quand le transistor est pincé, le champ électrique dans le cap est proche de 0, donc l'épaisseur du cap influe très peu sur la tension de pincement. Cependant nous n'avons pas observé cet effet pour les HEMTs InAlN/GaN (Figure II.5-1 c et d), comme nous l'avons vu dans le paragraphe II.3 pour N_s. Pour une épaisseur de cap donnée, réduire l'épaisseur de barrière induit une diminution du courant I_{ds} (Figure II.5-1 e) et un décalage de la tension de pincement vers les valeurs positives (Figure II.5-1 f). Cet effet est également visible pour les HEMTs AlGaN/GaN (Figure II.5-1 g et h).

Les effets de l'épaisseur du cap et de la barrière sur la densité de courant maximale (à V_{gs} = 0V) et la tension de pincement se retrouvent sur les Figure II.5-2 a) et c) respectivement. Les fortes densités de courant de PTC360 et PTC545 s'expliquent en partie parce que les transistors ont une distance source-drain plus faible que la plupart des autres HEMTs AlGaN/GaN. Bien que I_{ds} soit proportionnel à N_s, la Figure II.5-2 a ne présente pas la même tendance que la Figure II.3-3 (N_s=f(d_{bar})) à cause des résistances d'accès des différents transistors, qui limitent la densité de courant I_{ds}^{max}. Par exemple, PTC532 a un I_{ds}^{max} 37% plus faible que PTC567 alors que N_s^{PTC532} est environ 2 fois plus élevée que la densité d'électrons de PTC567 (d'après la mesure C-V). Cette chute de densité de courant est due à la résistance de feuille bien plus élevée dans PTC532 que dans PTC567 (Figure II.4-1 b). Autre cas de figure : T2300 possède un N_s de 1,3x10^{13} cm^{-2}, une résistance de feuille inférieure à 300 Ω/sq, et pourtant, I_{ds}^{max} est au même niveau que celui de PTC567 (qui a un N_s plus faible et un R_{sh} plus élevée de 20%). La densité de courant maximale de T2300 est limitée par la résistance de contact. Ces tendances sont visibles par la Figure II.5-2 b) : la résistance de source combine la résistance de contact et de feuille (Equation I.5-8), et est inversement proportionnelle à la densité de courant I_{ds}^{max}. La résistance d'accès R_S est calculée à partir des données TLM (r_c et R_{sh}).

cc BY NC ND

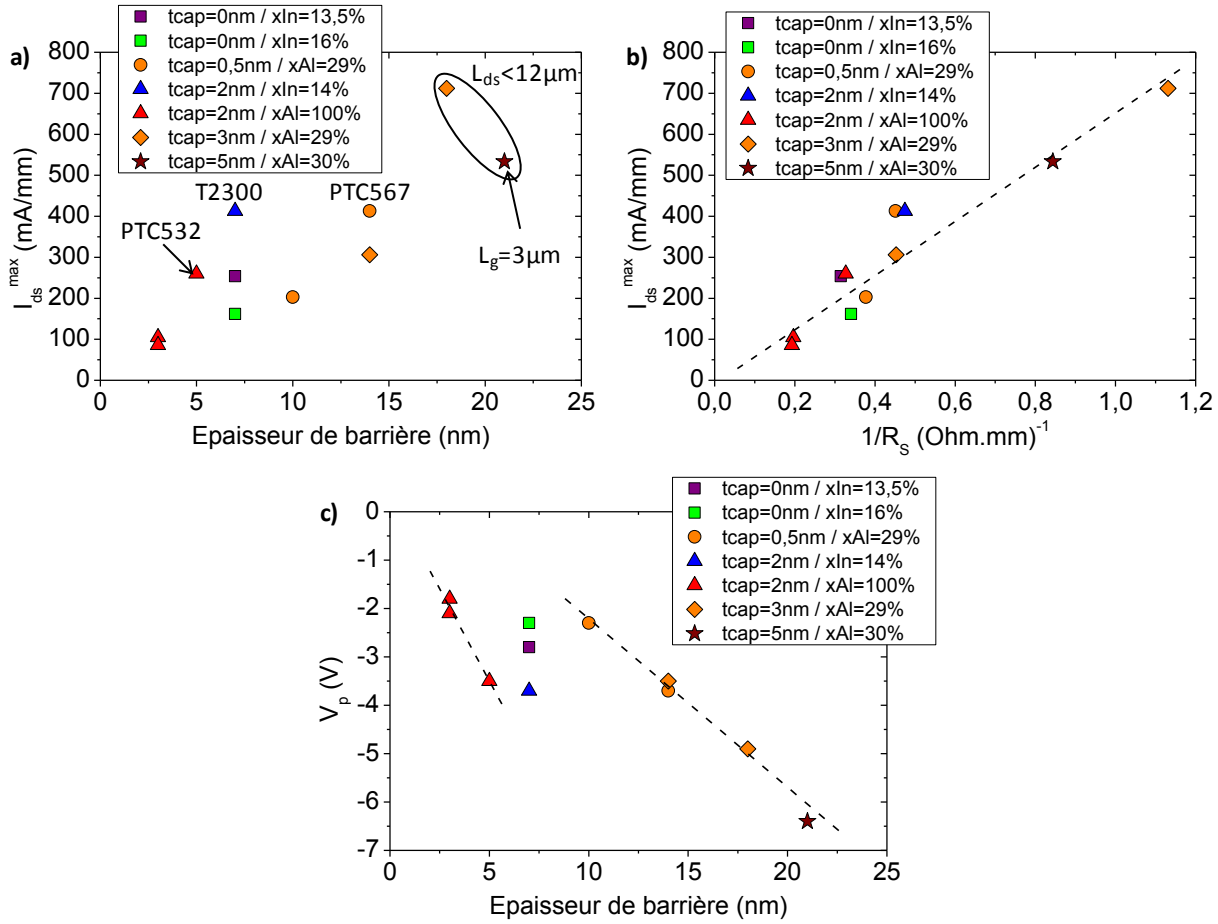

Figure II.5-2 : Densité de courant source-drain maximum à V_{gs} = 0V a) en fonction de l'épaisseur de barrière b) en fonction de l'inverse de la résistance de source et c) représente la tension de pincement des diverses structures HEMTs AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN.

La Figure II.5-2 c) montre bien que l'influence de l'épaisseur de cap sur la tension de pincement est très faible. La tension de pincement augmente linéairement avec l'épaisseur de barrière (Equation II.3-4), comme on peut le voir pour les HEMTs AlGaN/GaN et AlN/GaN.

Les courants de fuite de grille (Tableau II.5-2) sont de l'ordre de la dizaine de µA/mm quel que soit le type de HEMTs. Il est important de noter que la réduction de l'épaisseur du cap n'augmente pas le courant de fuite de grille, il n'y a donc pas d'augmentation de conduction en surface. PTC360 se démarque des autres HEMTs AlGaN/GaN en termes de fuite de grille, probablement à cause de la technologie de surface. Parmi les HEMTs InAlN/GaN, T2318 présente une fuite de grille élevée. Rappelons que c'est une structure sans cap avec plus d'indium que T2298. Il a été rapporté que l'indium peut donner naissance à une conduction de surface parasite [45], ce qui explique la fuite de grille élevée. T2298b et T2300b présentent des courants de fuites de grille considérables, confirmant le fait que les recuits haute température modifient les états de surfaces engendrant des fuites importantes.

BY NC ND

		HEMTs AlGaN /GaN					HEMTs AlN/GaN			HEMTs InAlN/GaN				
Nom		PTC360	PTC545	PTC561	PTC567	PTC569	PTC464	PTC532	PTC536	T2298	T2300	T2318	T2298b	T2300b
d_{cap} (nm)		5	3	3	0,5	0,5	2	2	2	0	2	0	0	2
d_{bar} (nm)		21	18	14	14	10	3	5	3	7	7	7	7	7
L_g (µm)		3	2	2	2	2	2	2	2	3	3	2	3	3
L_{sd} (µm)		9	8	12	12	12	12	12	12	11	11	12	13	12
Fuite de grille	$\|I_{gs}\|$ (µA/mm)	188	45	0,7	7	0,6	0,004	26	15	23	90	1051	340	11060
	V_{gs} (V)	-7	-7	-7	-7	-7	-5	-5	-5	-4	-4	-4	-4	-4

Tableau II.5-2 : Dimension des transistors réalisés sur les différentes structures HEMTs, et courants de fuite de grille.

II.5.c. Transconductance

La transconductance de chaque structure HEMT est représentée sur la Figure II.5-3. Généralement, les structures HEMTs AlGaN/GaN avec une longueur de grille de 2 µm présentent une transconductance autour de 110 mS/mm (droite en pointillé). On remarque qu'en réduisant les épaisseurs de barrières et de cap, il est possible de maintenir une transconductance élevée, même pour une barrière AlN aussi fine que 5 nm. Les HEMTs InAlN/GaN T2298 et T2300 se démarquent des autres structures HEMTs, avec une transconductance particulièrement élevée (~150 mS/mm) avec une grille aussi longue que 3 µm.

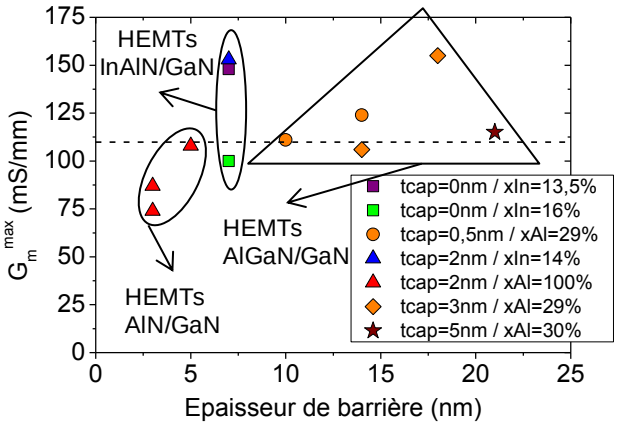

Figure II.5-3 : Transconductances des diverses structures HEMTs AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN.

A partir du calcul de la résistance d'accès R_S, on détermine la transconductance intrinsèque du transistor (Equation I.5-14) et ainsi la fréquence de coupure intrinsèque f_c (Equation 1.5-22). Cette fréquence de coupure est représentée en fonction du maximum de courant source-drain (Figure II.5-4). f_c évolue quasi-linéairement en fonction de I_{ds}^{max}. Cela montre, d'une part, que les différents HEMTs sont de qualité équivalente et donc qu'ils ont une vitesse de saturation identique. D'autre

BY NC ND

part, cela confirme que les couches actives affectent la densité de porteurs du gaz 2D de manière monotone, et il en est de même pour la densité de courant, la transconductance et la fréquence de coupure f_c. Une expérience complémentaire intéressante serait de mesurer ces paramètres pour différentes longueurs de grille (<< 1µm), mais nous n'avons pas eu les moyens de le faire.

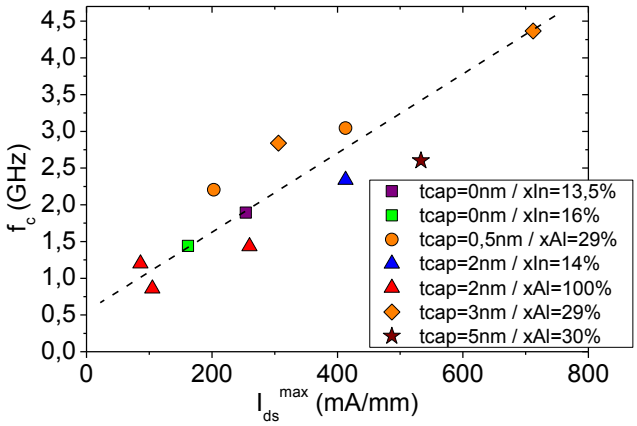

Figure II.5-4 : Fréquence de coupure intrinsèque des transistors avec L_g = 2-3 µm en fonction du maximum de densité de courant I_{ds}.

BY NC ND

II.6. Conclusion : la structure optimale ?

Nous avons cherché à réduire l'épaisseur épitaxiale des couches actives d'une structure HEMT, à savoir le cap et la barrière, en gardant une densité de porteurs dans le gaz 2D > $1x10^{13}$ cm^{-2}, une résistance de feuille < 470 Ω/sq, donc une mobilité élevée. Pour cela, 3 types de barrières ont été sélectionnés : les barrières AlGaN, InAlN et AlN.

Dans un premier temps, nous avons démontré notre capacité à épitaxier des HEMTs AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN de diverses épaisseurs de barrière, cap et composition de barrière, et de bonne qualité cristalline y compris sur substrat silicium. La variation d'épaisseur de barrière et de cap, et de type de barrière permet de fixer la densité de porteurs dans le gaz 2D à $1x10^{13}$ cm^{-2}. L'évolution de N_s a été validée par le modèle de Ridley, dans lequel la densité de porteurs est principalement affectée par le potentiel non pas de surface comme dans le modèle d'Ibbetson, mais par le potentiel du buffer.

Dans un second temps ; nous avons estimé le prix à payer pour avoir une forte densité de charges dans le gaz 2D lorsqu'on réduit les épaisseurs de cap et de barrières et qu'on augmente le champ électrique dans la barrière. Cela a un fort impact sur la mobilité des porteurs et la résistance de feuille. Gardons en mémoire que la résistance de couche est une grandeur critique pour les résistances d'accès du transistor : il est nécessaire d'avoir la plus faible résistance d'accès possible pour avoir un transistor avec une fréquence de coupure élevée. Ceci a été vérifié dans la dernière partie de ce chapitre.

La Figure II.6-1 résume les propriétés des structures HEMTs. Les structures qui possèdent une densité de porteurs élevée couplée à une faible résistance de feuille et un bon contrôle du gaz 2D, pour de fines épaisseurs de cap et de barrière sont :

- PTC567 avec 0,5 nm de cap et 14 nm de barrière $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$ (*d*=15,5 nm sur la Figure II.6-1)
- T2300 avec 2 nm cap et 7 nm de barrière $In_{0,14}Al_{0,86}N$ (*d*=10 nm sur la Figure II.6-1).

Toutefois, dans le cas d'un HEMT InAlN/GaN, nous sommes loin de l'optimum (Tableau II.6-1), entre autre, l'effet du cap reste à étudier (en termes de morphologie de surface et de N_s) lorsque la composition de la barrière sera mieux maîtrisée.

Nous verrons dans le chapitre IV les performances en fréquences et en puissances obtenues sur ces deux échantillons pour des transistors avec des longueurs de grille < 300 nm.

Enfin, le cas des HEMTs AlN/GaN reste à étudier étant donné les premiers résultats obtenus et résumés dans Tableau II.6-1 (avec R_{sh} ≈ 500 Ω/sq). Nous chercherons à réduire l'épaisseur du cap afin d'augmenter la densité de porteurs et réduire la résistance de feuille. Dans le chapitre suivant l'épaisseur du cap des structures HEMTs AlN/GaN a été réduite à 0,5 nm.

cc BY NC ND

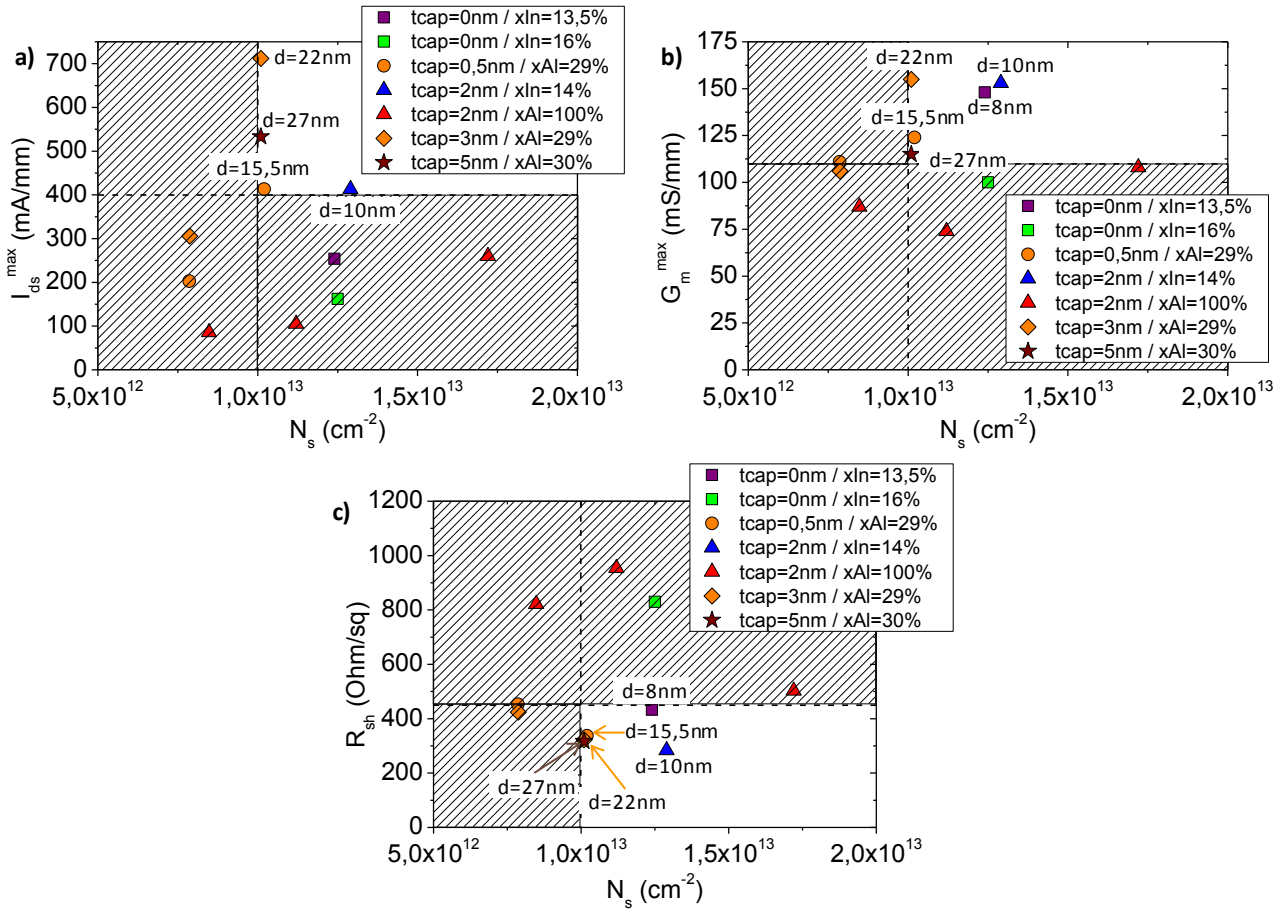

Figure II.6-1 : Les zones hachurées permettent de sélectionner les HEMTs à barrière et cap fin, qui possèdent une densité de porteurs élevée et a) une densité de courant I_{ds}^{max} importante, b) un bon contrôle du gaz 2D et c) une faible résistance de feuille. *d* correspond à l'épaisseur des couches entre la grille et le gaz 2D.

BY NC ND

II.6. Conclusion : la structure optimale ?

		HEMTs AlN/GaN			HEMTs InAlN/GaN		
	Nom	**PTC464**	**PTC532**	**PTC536**	**T2298**	**T2300**	**T2318**
Conditions de croissance	**Cap**	2nm GaN: T_{cr}=800°C Ga=1150/960°C Φ_{NH3}=200sccm			Ø	2nm GaN: T_{cr}=791°C P=100Torr Φ_{TMGa}= 36µmol/min	Ø
	Barrière	3nm AlN: T_{cr}=800°C Al=1035°C Φ_{NH3}=200sccm	5nm AlN: T_{cr}=800°C Al=1035°C **Φ_{NH3}=130sccm**	2nm AlN: **T_{cr}=900°C** **Al=1040°C** **Φ_{NH3}=10sccm** 1nm AlN: T_{cr}=800°C **Al=1040°C** Φ_{NH3}=200sccm	7nm InAlN: T_{cr}=792°C P=20Torr Φ_{TMIn}= 19µmol/min Φ_{TMAl}= 6µmol/min	7nm InAlN: T_{cr}=792°C P=20Torr Φ_{TMIn}= 19µmol/min Φ_{TMAl}= 6µmol/min	7nm InAlN: **T_{cr}=774°C** P=20Torr Φ_{TMIn}= 19µmol/min **Φ_{TMAl}= 6,7µmol/min**
C-V	**N_s (cm^{-2})**	1,1x10^{13}	1,7x10^{13}	8,5x10^{12}	1,2x10^{13}	1,3x10^{13}	1,2x10^{13}
	V_p (V)	-2,2	-3,3	-1,9	-2,9	-4,1	-3,4
	Pièges	Pièges en surface ou/et barrière		Pièges en surface ou/et barrière +pièges profonds	Charges dans: -AlN ou - barrière du côté interface barrière/AlN		
	$d_{cap+bar}$ (nm)	7,5	8,8	10,3	6,7	9,3	7,5
Van der Pauw	**N_s (cm^{-2})**	9,9x10^{12}	1,4x10^{13}	7,2x10^{12}	1,2x10^{13}	1,5x10^{13}	7,7x10^{12}
	μ (cm²/Vs)	660	861	1050	1176	1465	958
	R_{sh} (Ω/sq)	954	503	822	433	284	830

Tableau II.6-1 : Résumé des conditions de croissance, mesures C-V et Van der Pauw des HEMTs AlN/GaN et InAlN/GaN.

cc BY NC ND

II.7. Bibliographie

[1] S. C. Binari, K. Doverspike, G. Kelner, H. B. Dietrich, and A. E. Wickenden, "GaN FETs for microwave and high-temperature applications," *Solid-State Electronics,* vol. 41, pp. 177-180, 1997.

[2] G. H. Jessen, R. C. Fitch, J. K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D. J. Denninghoff, M. Trejo, and E. R. Heller, "Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on,* vol. 54, pp. 2589-2597, 2007.

[3] T. Egawa, H. Ishikawa, M. Umeno, and T. Jimbo, "Recessed gate AlGaN/GaN modulation-doped field-effect transistors on sapphire," *Applied Physics Letters,* vol. 76, pp. 121-123, 2000.

[4] A. Conway, J. Li, and P. Asbeck, "Effects of gate recess depth on pulsed I-V characteristics of AlGaN/GaN HFETs," in *Semiconductor Device Research Symposium, 2003 International*, 2003, pp. 439-440.

[5] L. Shen, T. Palacios, C. Poblenz, A. Corrion, A. Chakraborty, N. Fichtenbaum, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Unpassivated high power deeply recessed GaN HEMTs with fluorine-plasma surface treatment," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 27, pp. 214-216, 2006.

[6] D. Buttari, A. Chini, A. Chakraborty, L. McCarthy, H. Xing, T. Palacios, L. Shen, S. Keller, and U. K. Mishra, "Selective dry etching of GaN over AlGaN in BCl3/SF6 mixtures," in *High Performance Devices, 2004. Proceedings. IEEE Lester Eastman Conference on*, 2004, pp. 132-137.

[7] H.-K. Lin, F.-H. Huang, and H.-L. Yu, "DC and RF characterization of AlGaN/GaN HEMTs with different gate recess depths," *Solid-State Electronics,* vol. 54, pp. 582-585, 2010.

[8] C.-Y. Fang, W.-J. Huang, E. Y. Chang, C.-F. Lin, and M.-S. Feng, "Etching Damages on AlGaN, GaN and InGaN Caused by Hybrid Inductively Coupled Plasma Etch and Photoenhanced Chemical Wet Etch by Schottky Contact Characterizations," *Japanese Journal of Applied Physics,* vol. 42, pp. 4207-4212, 2003.

[9] J. W. Chung, W. E. Hoke, E. M. Chumbes, and T. Palacios, "AlGaN/GaN HEMT With 300-GHz fmax," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 31, pp. 195-197, 2010.

[10] M. Higashiwaki, T. Mimura, and T. Matsui, "Development of millimeter-wave GaN HFET technology," *physica status solidi (a),* vol. 204, pp. 2042-2048, 2007.

[11] F. Medjdoub, M. Alomari, J. F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M. A. Py, N. Grandjean, and E. Kohn, "Barrier-Layer Scaling of InAlN/GaN HEMTs," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 29, pp. 422-425, 2008.

[12] T. Zimmermann, D. Deen, Y. Cao, J. Simon, P. Fay, D. Jena, and H. Grace Xing, "AlN/GaN Insulated-Gate HEMTs With 2.3 A/mm Output Current and 480 mS/mm Transconductance," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 29, pp. 661-664, 2008.

[13] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, and M. Stutzmann, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures," *Journal of Applied Physics,* vol. 87, pp. 334-344, 2000.

[14] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, and L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures," *Journal of Physics: Condensed Matter,* vol. 14, p. 3399, 2002.

[15] M. Higashiwaki and T. Matsui, "Barrier Thickness Dependence of Electrical Properties and DC Device Characteristics of AlGaN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors Grown by Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy," *Japanese Journal of Applied Physics,* vol. 43, pp. L1147-L1149, 2004.

[16] Y. Cao and D. Jena, "High-mobility window for two-dimensional electron gases at ultrathin AlN/GaN heterojunctions," *Applied Physics Letters,* vol. 90, p. 182112, 2007.

[17] D. S. Katzer, D. F. Storm, S. C. Binari, B. V. Shanabrook, A. Torabi, L. Zhou, and D. J. Smith, "Molecular beam epitaxy of InAlN/GaN heterostructures for high electron mobility transistors," 2005, pp. 1204-1208.

[18] V. Tilak, B. Green, V. Kaper, H. Kim, T. Prunty, J. Smart, J. Shealy, and L. Eastman, "Influence of barrier thickness on the high-power performance of AlGaN/GaN HEMTs," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 22, pp. 504-506, 2001.

[19] K. Cheng, S. Degroote, M. Leys, F. Medjdoub, J. Derluyn, B. Sijmus, M. Germain, and G. Borghs, "AlN/GaN heterostructures grown by metal organic vapor phase epitaxy with in situ Si3N4 passivation," *Journal of Crystal Growth,* vol. 315, pp. 204-207, 2011.

[20] M. Gonschorek, J.-F. Carlin, E. Feltin, M. A. Py, and N. Grandjean, "High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures," *Applied Physics Letters,* vol. 89, p. 062106, 2006.

[21] S. Kaun, W. , M. H. Wong, U. Mishra, K. , and J. Speck, S., "Molecular beam epitaxy for high-performance Ga-face GaN electron devices," *Semiconductor Science and Technology,* vol. 28, p. 074001, 2013.

[22] S. Iwata, Y. Nanjo, T. Okuno, S. Kurai, and T. Taguchi, "Growth and Luminescence Properties of Subsequently Grown AlInN Layers on AlN Homoepitaxial Layers by Ammonia Gas Source Molecular Beam Epitaxy," *Japanese Journal of Applied Physics,* vol. 46, pp. 3394-3396, 2007.

[23] M. H. Wong, F. Wu, C. A. Hurni, S. Choi, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Molecular beam epitaxy of InAlN lattice-matched to GaN with homogeneous composition using ammonia as nitrogen source," *Applied Physics Letters,* vol. 100, pp. 072107-4, 2012.

[24] M. Mesrine, N. Grandjean, and J. Massies, "Efficiency of NH3 as nitrogen source for GaN molecular beam epitaxy," *Applied Physics Letters,* vol. 72, pp. 350-352, 1998.

[25] N. Baron, "Optimisation de l'épitaxie sous jets moléculaires d'hétérostructures à base de GaN : application aux transistors à haute mobilité d'électrons sur substrat silicium," Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, Valbonne, 2009.

[26] M. Azize, Z. Bougrioua, and P. Gibart, "Inhibition of interface pollution in AlGaN/GaN HEMT structures regrown on semi-insulating GaN templates," *Journal of Crystal Growth,* vol. 299, pp. 103 - 108, 2007.

[27] Y. Cordier, M. Azize, N. Baron, S. Chenot, O. Tottereau, and J. Massies, "AlGaN/GaN HEMTs regrown by MBE on epi-ready semi-insulating GaN-on-sapphire with inhibited interface contamination," *Journal of Crystal Growth,* vol. 309, pp. 1-7, 2007.

[28] N. Grandjean, J. Massies, F. Semond, S. Y. Karpov, and R. A. Talalaev, "GaN evaporation in molecular-beam epitaxy environment," *Applied Physics Letters,* vol. 74, pp. 1854-1856, 1999.

[29] Y. Cordier, F. Natali, M. Chmielowska, M. Leroux, C. Chaix, and P. Bouchaib, "Influence of nitrogen precursor and its flow rate on the quality and the residual doping in GaN grown by molecular beam epitaxy," *physica status solidi (c),* vol. 9, pp. 523-526, 2012.

[30] T. C. Sadler, M. J. Kappers, and R. A. Oliver, "The effect of temperature and ammonia flux on the surface morphology and composition of InxAl1-xN epitaxial layers," *Journal of Crystal Growth,* vol. 311, pp. 3380-3385, 2009.

[31] S. Vézian, "Application de la microscopie à sonde locale à l'étude de la surface de GaN (0001) " Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Anitpolis, Valbonne, 2000.

[32] J. Ichikawa, Y. Sakai, Z. T. Chen, K. Fujita, and T. Egawa, "Effect of Growth Temperature on Structural Quality of InAlN Layer Lattice Matched to GaN Grown by Metal Organic Chemical Vapor Deposition," *Japanese Journal of Applied Physics,* vol. 51, 2012.

[33] L. Hsu and W. Walukiewicz, "Effect of polarization fields on transport properties in AlGaN/GaN heterostructures," *Journal of Applied Physics,* vol. 89, pp. 1783-1789, 2001.

[34] I. P. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics,* vol. 90, pp. 5196-5201, 2001.

[35] K. Kohler, S. Muller, R. Aidam, P. Waltereit, W. Pletschen, L. Kirste, H. P. Menner, W. Bronner, A. Leuther, R. Quay, M. Mikulla, O. Ambacher, R. Granzner, F. Schwierz, C. Buchheim, and R. Goldhahn, "Influence of the surface potential on electrical properties of AlxGa1-xN/GaN heterostructures with different Al-content: Effect of growth method," *Journal of Applied Physics,* vol. 107, pp. 053711-5, 2010.

BY NC ND

[36] G. Koley and M. G. Spencer, "On the origin of the two-dimensional electron gas at the AlGaN/GaN heterostructure interface," *Applied Physics Letters,* vol. 86, pp. 042107-3, 2005.

[37] B. K. Ridley, "Polarization-induced electron populations," *Applied Physics Letters,* vol. 77, pp. 990-992, 2000.

[38] Y. Cao, K. Wang, G. Li, T. Kosel, H. Xing, and D. Jena, "MBE growth of high conductivity single and multiple AlN/GaN heterojunctions," *Journal of Crystal Growth,* vol. 323, pp. 529-533, 2011.

[39] A. Adikimenakis, K. E. Aretouli, E. Iliopoulos, A. Kostopoulos, K. Tsagaraki, G. Konstantinidis, and A. Georgakilas, "High electron mobility transistors based on the AlN/GaN heterojunction," *Microelectronic Engineering,* vol. 86, pp. 1071-1073, 2009.

[40] A. M. Dabiran, A. M. Wowchak, A. Osinsky, J. Xie, B. Hertog, B. Cui, D. C. Look, and P. P. Chow, "Very high channel conductivity in low-defect AlN/GaN high electron mobility transistor structures," *Applied Physics Letters,* vol. 93, p. 082111, 2008.

[41] K. Jeganathan, T. Ide, M. Shimizu, and H. Okumura, "Two-dimensional electron gases induced by polarization charges in AlN/GaN heterostructure grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics,* vol. 94, pp. 3260-3263, 2003.

[42] D. F. Storm, D. A. Deen, D. S. Katzer, D. J. Meyer, S. C. Binari, T. Gougousi, T. Paskova, E. A. Preble, K. R. Evans, and D. J. Smith, "Ultrathin-barrier AlN/GaN heterostructures grown by rf plasma-assisted molecular beam epitaxy on freestanding GaN substrates," *Journal of Crystal Growth,* vol. 380, pp. 14-17, 2013.

[43] L. Lugani, J.-F. Carlin, M. A. Py, D. Martin, F. Rossi, G. Salviati, P. Herfurth, E. Kohn, J. Blasing, A. Krost, and N. Grandjean, "Ultrathin InAlN/GaN heterostructures on sapphire for high on/off current ratio high electron mobility transistors," *Journal of Applied Physics,* vol. 113, pp. 214503-6, 2013.

[44] E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros, and J. M. Redwing, "Schottky barrier engineering in III--V nitrides via the piezoelectric effect," *Applied Physics Letters,* vol. 73, pp. 1880-1882, 1998.

[45] F. Medjdoub, B. Grimbert, and N. Rolland, "High-power III-N HFETs on Si substrate for millimeter wave applications," presented at the 10th Int. Conf. on Nitride Semiconductors, Washington, DC, 2013.

BY NC ND

Chapitre III : Les barrières de confinement

III.1. Introduction **104**
III.1.a. Principe 104
III.1.b. Effet des barrières de confinement 106
III.2. Epitaxie par EJM-NH_3 ..... **110**
III.2.a. HEMTs à barrière de confinement AlGaN 110
III.2.b. HEMTs à barrière de confinement InGaN 111
III.3. Caractérisations structurales des barrières de confinement **113**
III.3.a. Qualité cristalline des HEMTs à barrière de confinement 113
III.3.b. Caractérisation de l'InGaN 117
III.4. Caractérisations électriques des DH-HEMTs **122**
III.4.a. Propriétés de transport 122
III.4.b. Isolation électrique de la couche tampon 125
III.4.c. Transistors 125
III.4.d. Electroluminescence 130
III.5. Conclusions **136**
III.6. Bibliographie **138**

CC BY NC ND

III.1. Introduction

Comme il a été expliqué au chapitre II, il est important de maintenir un rapport d'aspect ($L_g/d_{g\text{-}2DEG}$) élevé (> 15) dans la course à la montée en fréquence. Toutefois, pour des grilles aussi courtes que 25 nm [1] il est nécessaire d'avoir une barrière de 1,7 nm afin de garder un rapport d'aspect de 15. Or cette épaisseur de barrière est inférieure à l'épaisseur critique de formation du gaz 2D, y compris pour une barrière AlN. Pour s'affranchir de l'effet canal court et augmenter la fréquence de travail d'un transistor HEMT, une solution est de recourir aux barrières de confinement. Il s'agit de placer une barrière électrostatique sous le canal GaN de manière à bloquer les électrons dans le canal. On parle alors de HEMT à double hétérostructure (DH-HEMT).

III.1.a. Principe

Maeda fut le premier à introduire l'AlGaN en tant que barrière de confinement [2] : la structure HEMT est épitaxiée sur une couche épaisse d'AlGaN (> 1 µm), qui remplace le buffer GaN, suivie d'un canal GaN et de la barrière AlGaN (Figure III.1-1). La différence de polarisation à l'interface canal/back barrière induit un champ électrique dans le canal au niveau de l'interface avec la barrière de confinement, qui repousse les électrons du gaz 2D dans le canal. Il en découle une extension spatiale du gaz 2D plus faible et le confinement des électrons est amélioré. De plus, une discontinuité de bande de conduction ΔE_c est créée entre le canal et la barrière de confinement.

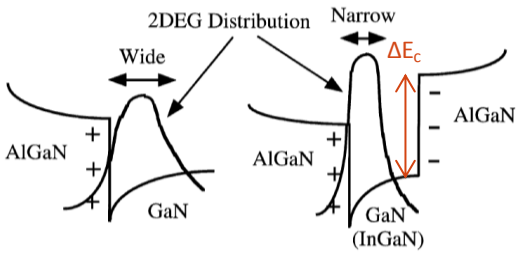

Figure III.1-1 : Diagramme de bande d'une structure HEMT (à gauche) et d'une double hétérostructure HEMT (à droite) [2].

Un autre type de barrière de confinement est reporté dans la littérature : le contre-puits InGaN. Liu l'a introduit pour la première fois en 2005 [3]. Il s'agit d'une fine couche (< 10 nm) d'InGaN insérée sous le canal de GaN. Bien que l'InGaN forme un puits quantique (de gap plus faible que celui du GaN), le fort champ électrique induit par une fine couche d'InGaN produit une discontinuité apparente de la bande de conduction du GaN (ΔE_p sur la Figure III.1-2). Ceci permet, au même titre qu'une barrière de confinement AlGaN, d'améliorer le confinement du gaz 2D.

BY NC ND

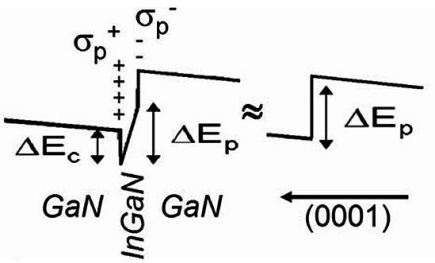

Figure III.1-2 : Effet d'un contre-puits d'InGaN sur un canal GaN d'une structure HEMT [4].

Quel que soit le type de barrière, la barrière de confinement :

- limite le « punch-through », c'est à dire que l'injection d'électrons dans le buffer est limitée lorsque le transistor est fortement polarisé,
- permet de moins dégrader la transconductance lorsque V_{ds} augmente par rapport à une structure HEMT standard, donc f_T augmente à son tour,
- réduit la conductance de sortie par rapport à une structure HEMT standard, ce qui se traduit par augmentation significative de f_{max} [5].

La Figure III.1-3 présente les performances en fréquences obtenues sur des structures HEMTs pour différents types de barrières et de barrières de confinement, et les résultats sont résumés dans le Tableau III.1-1. Bien que les fréquences de coupure dépendent du procédé technologique employé, de la forme de la grille et du traitement de surface de la structure HEMT (passivation), on voit que les barrières de confinement permettent d'atteindre des fréquences élevées, bien que $L_g/d_{g\text{-}2DEG}$<15 (a et c). De plus, les barrières de confinement permettent de conserver un rapport $f_{max}/f_T \approx 2$ alors que le rapport d'aspect est ≤ 15 (a et b). Dans le cas d'un HEMT avec une barrière AlN (b), la barrière de confinement est utilisée pour limiter le « punch-through ». La fréquence maximale d'oscillation de la Figure III.1-3 c est particulièrement faible, non pas à cause de la barrière de confinement, mais à cause de la résistance de grille élevée (> 380 Ω) [6].

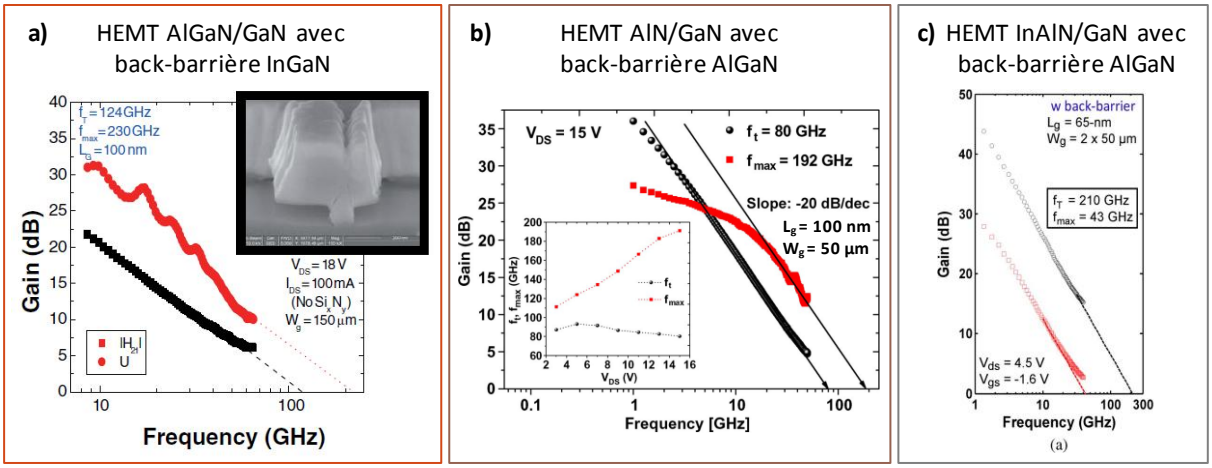

Figure III.1-3 : Performances en fréquence de transistors de différentes barrières ayant une barrière de confinement a) InGaN [5] ou b) et c) AlGaN ([7] et [6] respectivement).

BY NC ND

Figure III.1-3	Référence	Structure	L_g (nm)	$L_g/d_{g\text{-}2DEG}$	f_T (GHz)	f_{max} (GHz)
a)	[5]	HEMT AlGaN/GaN avec une barrière de confinement InGaN	100	7,7	124	230 (V_{ds}=18V)
b)	[7]	HEMT AlN/GaN avec une barrière de confinement AlGaN	100	16,7	80	192 (V_{ds}=15V)
c)	[6]	HEMT InAlN/GaN avec une barrière de confinement AlGaN	65	10,8	210	43 (V_{ds}=4,5V)

Tableau III.1-1 : Résumé de la Figure III.1-3.

III.1.b. Effet des barrières de confinement

Nous allons dans un premier temps étudier l'impact de la composition de ces deux barrières de confinement sur le gaz 2D grâce au diagramme de bande calculé avec le logiciel Schrödinger-Poisson proposé par l'IEMN, puis nous verrons quel est l'effet de l'épaisseur du canal. Nous nous baserons sur ces calculs pour établir le design de la structure de nos échantillons. Pour ces calculs, la structure supérieure est constituée de 0,5 nm de cap GaN de, 14 nm de barrière $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$ et 1 nm AlN espaceur.

Barrière de confinement AlGaN

La Figure III.1-4 représente l'effet de la teneur en aluminium d'une barrière de confinement AlGaN. Rappelons que la barrière de confinement AlGaN est une couche épaisse (> 1 µm) : donc le canal, la couche espaceur, la barrière et le cap sont pseudomorphiques sur la barrière de confinement AlGaN. On remarque qu'au plus la teneur en aluminium augmente, au plus le champ électrique dans le canal côté barrière de confinement augmente (dû à la polarisation piézoélectrique du canal) ce qui affine le puits quantique triangulaire et réduit la distribution du gaz 2D (le gaz 2D est plus confiné). Les niveaux d'énergie du gaz 2D sont ainsi rehaussés et la densité du gaz 2D diminue. D'après ces simulations, il semble que le meilleur compromis entre un bon confinement du gaz 2D et une densité de porteurs pas trop réduite soit une barrière de confinement AlGaN contenant 5% d'aluminium (pour une épaisseur de canal de 10 nm). Pour cette configuration, le gaz 2D est confiné via une discontinuité de bande de conduction de l'ordre de 40 meV, qui combiné au champ électrique à l'interface GaN/$Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ produit une barrière effective de l'ordre de 300 meV lorsque le gaz 2D est peuplé.

cc BY NC ND

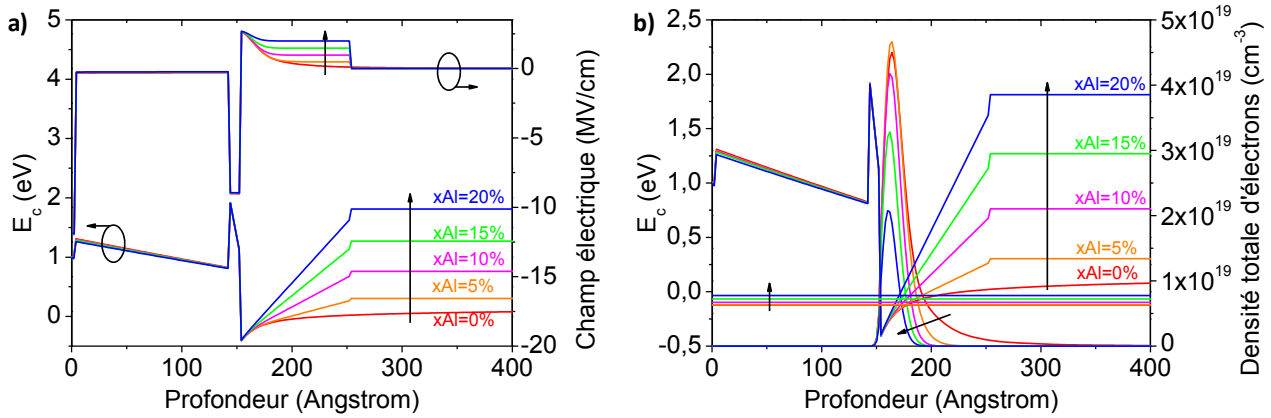

Figure III.1-4 : Diagramme de bande de conduction montrant l'influence de la teneur en aluminium de la barrière de confinement AlGaN sur a) le champ électrique et b) la densité électronique et le premier niveau d'énergie du puits quantique triangulaire.

Barrière de confinement InGaN

La barrière de confinement InGaN est une couche fine (< 10 nm), pseudomorphique sur la couche tampon GaN. D'après le calcul Schrödinger-Poisson auto-cohérent, plus l'épaisseur de la barrière de confinement augmente, plus la discontinuité apparente de la bande de conduction du GaN est importante et plus cela réduit l'extension spatiale du gaz 2D (Figure III.1-5 a et b). On remarque qu'un faible pourcentage d'électrons (< 1,5%) peuple la barrière de confinement (encart de la Figure III.1-5 b). Cette faible densité d'électrons dans l'InGaN (< 2x10^{11} cm^{-2}), ne semble pas gênante pour le bon fonctionnement du transistor [3]. La densité d'électrons dans la barrière de confinement est quasiment constante en fonction de l'épaisseur d'InGaN. Lorsque la teneur en indium augmente, le champ électrique de la barrière de confinement augmente ainsi que la discontinuité apparente de la bande de conduction du GaN (Figure III.1-5 c). De plus, augmenter la teneur en indium dans la barrière de confinement InGaN diminue l'extension spatiale du gaz 2D et également la densité d'électrons dans la barrière de confinement (Figure III.1-5 d). Le calcul Schrödinger-Poisson auto-cohérent ne montre pas de variation notable de la densité de porteurs du gaz 2D en fonction de l'épaisseur et de la teneur en indium de la barrière de confinement InGaN : N_s = 1,3x10^{13} cm^{-2}. Il semble que le meilleur compromis soit une barrière de confinement InGaN avec une teneur en indium supérieure à 10% et une épaisseur supérieure à 2 nm (pour un canal de 10 nm), ce qui induit une discontinuité de bande de conduction apparente ΔE_p > 250 meV.

BY NC ND

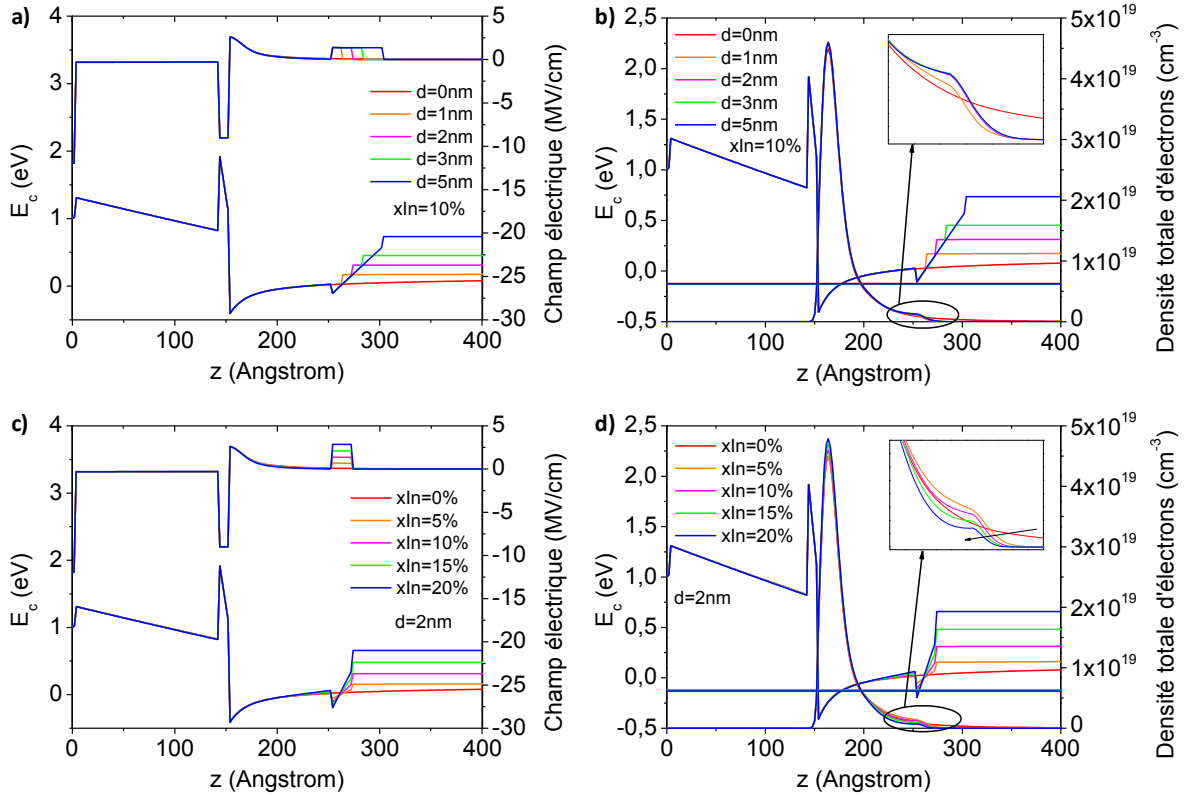

Figure III.1-5 : Diagramme de bande de conduction montrant l'influence de l'épaisseur (a et b), de la teneur en indium (c et d) de la barrière de confinement InGaN sur le champ électrique (a et c) et sur la densité électronique et le premier niveau d'énergie du puits quantique triangulaire (b et d).

Epaisseur du canal

L'effet de l'épaisseur du canal a été représenté sur la Figure III.1-6, pour les épaisseurs et compositions optimales des barrières de confinement : $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ (Figure III.1-6 a et c) et 2 nm $In_{0,1}Ga_{0,9}N$ (Figure III.1-6 b et d). Dans le cas d'une barrière de confinement AlGaN, le champ électrique dans le canal est d'autant plus élevé que l'épaisseur du canal est importante (Figure III.1-6 c), ce qui réduit l'extension spatiale du gaz 2D. En ce qui concerne la structure HEMT avec une barrière de confinement InGaN, lorsque le canal possède une épaisseur inférieure à 5 nm, la densité d'électrons dans la barrière de confinement n'est plus insignifiante (>$7x10^{11}$ cm^{-2}), bien que ce soit l'épaisseur de canal pour laquelle les électrons sont le mieux confinés. Plus l'épaisseur de canal augmente, moins la barrière de confinement est peuplée, et moins le gaz 2D est confiné. Pour les deux types de barrière de confinement, l'épaisseur de canal optimum semble être de 10 nm (Figure III.1-7).

BY NC ND

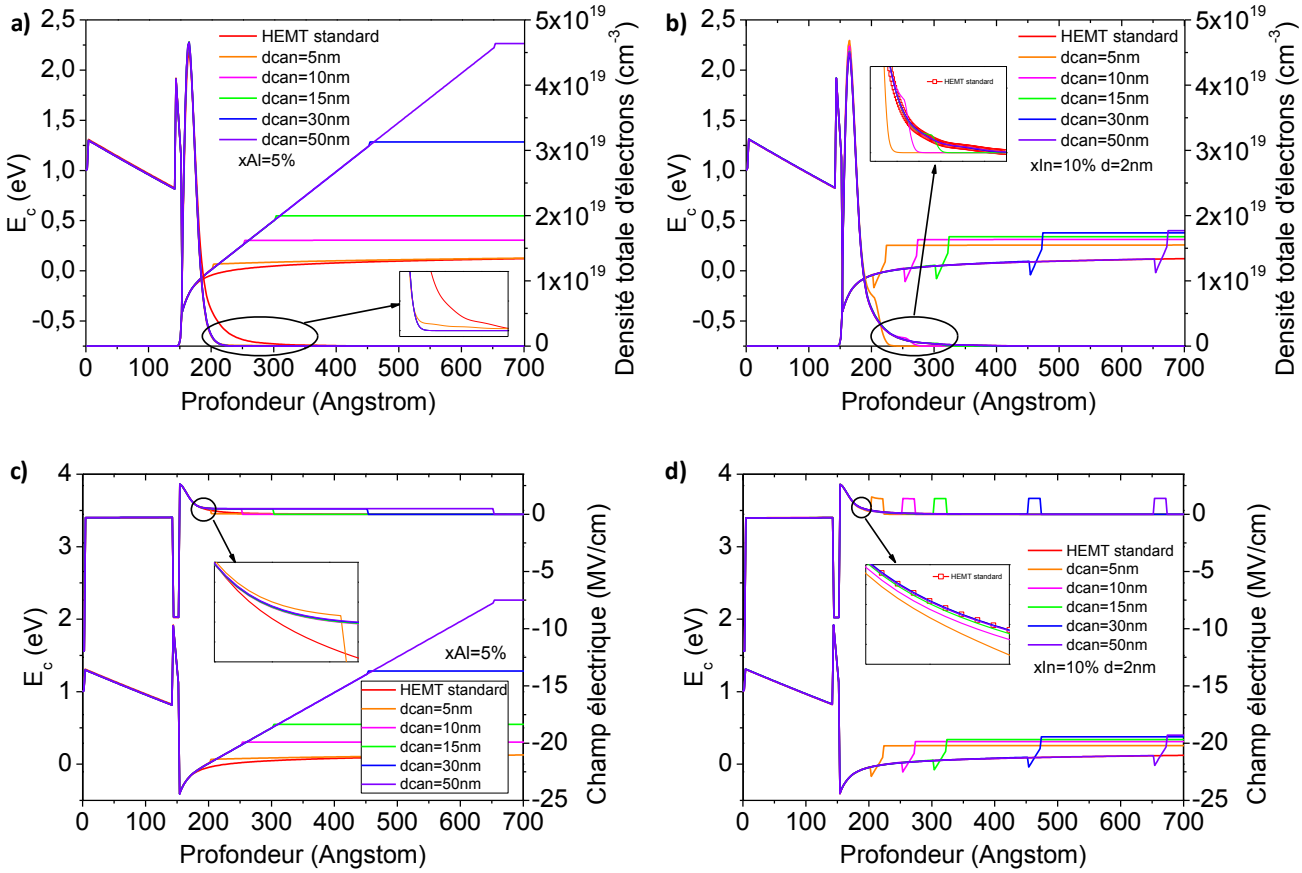

Figure III.1-6 : Effet de l'épaisseur du canal des HEMTs avec barrière de confinement a) et c) $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ et b) et d) $In_{0,1}Ga_{0,9}N$ via le diagramme de bande des structures.

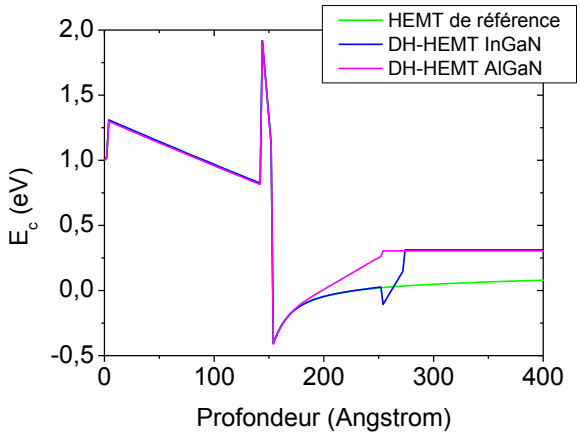

Figure III.1-7 : Diagramme de bande montrant l'effet des barrières de confinement AlGaN et InGaN optimum pour une épaisseur de canal de 10 nm.

BY NC ND

III.2. Epitaxie par EJM-NH_3

Les HEMTs avec une barrière de confinement AlGaN et InGaN ont été épitaxiés dans les réacteurs Riber Compact 21T et Riber 32P respectivement. A notre connaissance, aucun autre groupe n'a épitaxié des HEMTs à barrières de confinement AlGaN ou InGaN par EJM à source ammoniac.

III.2.a. HEMTs à barrière de confinement AlGaN

Les structures qui vont être décrites dans ce paragraphe ont été réalisées sur substrat silicium 2'' hautement résistif (ρ > 3 kΩ.cm). Le buffer AlGaN est épitaxié sur le même empilement que celui décrit par la Figure II.2-1 du paragraphe II.2. à savoir 40 nm de couche tampon AlN, suivis de deux couches intercalaires : 250 nm d'$Al_{0,15}Ga_{0,85}N$ et 130 nm d'AlN. De la même manière qu'un buffer GaN, la barrière de confinement AlGaN sera épitaxiée en compression de manière à compenser la contrainte en tension induite par le refroidissement de l'échantillon. La teneur en aluminium de la barrière de confinement est de 5%, valeur optimale d'après l'étude menée dans le paragraphe III.1.b. La vitesse de croissance de l'AlGaN est de 0,63-0,67 µm/h et la barrière de confinement est épitaxiée à 800°C. Ensuite, le canal GaN est déposé pour une épaisseur nominale de 10 nm. Deux types de barrières ont été utilisées : $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$ et AlN. Ces barrières ont été épitaxiées dans les mêmes conditions de croissance que PTC567 et PTC464 respectivement (voir chapitre II). Enfin, les DH-HEMTs sont recouverts de 0,5 nm de cap GaN. Le Tableau III.2-1 résume les épaisseurs des DH-HEMTs.

	DH-HEMT AlGaN/GaN	DH-HEMT AlN/GaN	
Nom	**PTC574**	**PTC588**	**PTC592**
Cap GaN	0,5nm	0,5nm	0,5nm
Barrière $Al_xGa_{1-x}N$	14nm x=29%	2,5nm x=100%	3nm x=100%
AlN Espaceur	1,1nm	Ø	Ø
Canal GaN	10nm	10nm	10nm
	1,5µm tampon $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ / couches intermédiaires / substrat silicium (111)		

Tableau III.2-1 : DH-HEMTs AlGaN/GaN et AlN/GaN à barrière de confinement $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$.

CC BY NC ND

III.2.b. HEMTs à barrière de confinement InGaN

L'alliage InGaN est un peu plus compliqué à réaliser que l'AlGaN en raison d'une part du fort désaccord paramétrique entre GaN et InN qui est de 10,9%, et d'autre part à cause du faible degré de miscibilité de l'indium dans le GaN (l'énergie de liaison InN est faible par rapport à celle de GaN). Par MBE-NH_3, l'InGaN s'épitaxie à très basse température, entre 500°C et 600°C [8]. Or, sur cette plage de température de croissance, l'efficacité de craquage de l'ammoniac à la surface du GaN est assez faible (entre 0,2 et 4%) [9]. La surface d'InGaN est recouverte d'ad-atomes d'indium, ce qui réduit d'autant plus l'efficacité de craquage de l'ammoniac [10]. Donc pour compenser la réduction de la quantité d'atomes d'azote actifs à basse température, l'InGaN est épitaxié sous un flux d'ammoniac très élevé (500 sccm) [11]. Etant donné que la teneur en indium incorporée augmente lorsque la température de croissance diminue et que l'efficacité de craquage de l'ammoniac est proche de zéro pour une température de croissance inférieure à 500°C, la limite haute en indium incorporé dans une couche d'InGaN de bonne qualité (c'est à dire sans démixtion de phase) est de 20-25% par EJM-NH_3. Enfin, la couche d'InGaN doit être assez fine de manière à éviter la relaxation plastique, c'est-à-dire d'épaisseur inférieure à 6 nm [10].

L'épitaxie de puits quantiques d'InGaN par EJM-NH_3 est maîtrisée au laboratoire depuis plus d'une dizaine d'année pour des applications optoélectroniques telles que les diodes électroluminescentes [8, 12-17]. Dans le réacteur Riber 32P, le GaN est épitaxié avec un flux d'ammoniac de 50 sccm[†]. Une fois la couche tampon GaN réalisée (quel que soit le type de substrat), il est nécessaire de baisser la température de croissance (autour de 550°C) et d'augmenter le flux d'ammoniac à 500 sccm pour épitaxier la barrière de confinement InGaN. La vitesse de croissance de l'InGaN est très lente (< 1 nm/min). Etant donné la faible énergie de liaison In-N par rapport à Ga-N, la vitesse de croissance de l'InGaN est principalement gouvernée par le flux de gallium et par la température de croissance. Ensuite le canal de GaN et le reste de la structure HEMT (AlN espaceur, barrière AlGaN et cap GaN) sont épitaxiés dans les mêmes conditions que la couche tampon de GaN, sous un flux d'ammoniac de 50 sccm et avec une température de croissance autour de 800°C. Les structures réalisées sont répertoriées dans le Tableau III.2-2. Les premiers essais d'épitaxie de HEMTs à barrières de confinement InGaN ont été réalisés sur tremplin GaN sur saphir, de manière à simplifier la croissance. 2 nm de barrière de confinement $In_{0,1}Ga_{0,9}N$ étaient visés suivis de 10 nm de canal GaN et de la structure HEMT standard, identique à celle de l'échantillon de référence D312. Toutes les structures HEMTs décrites dans ce paragraphe possèdent une barrière AlGaN. Dans un

[†] Le GaN est épitaxié avec 200 sccm dans le réacteur Riber Compact 21T. Dans les deux types de réacteurs, les espèces actives arrivent à la surface de l'échantillon en quantité équivalente, c'est la distance injecteur d'ammoniac-échantillon qui les différencie : l'injecteur d'ammoniac est 2 fois plus proche de l'échantillon dans le réacteur Riber 32P que dans le réacteur Riber Compact 21T.

BY NC ND

second temps les structures ont été épitaxiées sur substrat silicium, D373 étant la référence. D382, D383 et D384 possèdent une épaisseur nominale $In_{0,1}Ga_{0,9}N$ de 2 nm et nous étudions l'effet de l'épaisseur du canal GaN : 7, 10 et 12 nm respectivement, tandis que pour D386 la barrière de confinement a été épaissie à 4 nm.

	DH-HEMT sur tremplin GaN		DH-HEMT sur silicium				
Nom	**D312**	**D315**	**D373**	**D382**	**D383**	**D384**	**D386**
Cap GaN	3nm	3nm	3nm	3nm	3nm	3nm	3nm
Barrière $Al_xGa_{1-x}N$	24nm x=30%	24nm X=30%	18nm x=30%	18nm x=30%	18nm x=30%	18nm x=30%	18nm x=30%
AlN Espaceur	1,2nm	1,2nm	1nm	1nm	1nm	1nm	1nm
Canal GaN	Ø	**10nm**	Ø	**7nm**	**10nm**	**12nm**	**10nm**
Back-barrière $In_xGa_{1-x}N$	Ø	**2nm x=10%**	Ø	**2nm x=10%**	**2nm x=10%**	**2nm x=10%**	**4nm x=10%**

Tableau III.2-2 : Structures étudiées avec les épaisseurs et compositions nominales.

Du à sa géométrie, le réacteur Riber 32P possède un gradient de flux et donc de composition et d'épaisseur de couches entre le centre et le bord de l'échantillon. Nous l'évaluerons dans le paragraphe suivant.

cc BY NC ND

III.3. Caractérisations structurales des barrières de confinement

Dans ce paragraphe, nous allons nous assurer que les barrières de confinement épitaxiées sont de bonne qualité cristalline et qu'il n'y a pas de démixtion de phase dans le cas des barrières de confinement InGaN. Nous caractériserons aussi les barrières, de manière à vérifier la teneur en aluminium.

III.3.a. Qualité cristalline des HEMTs à barrière de confinement

Barrière de confinement AlGaN

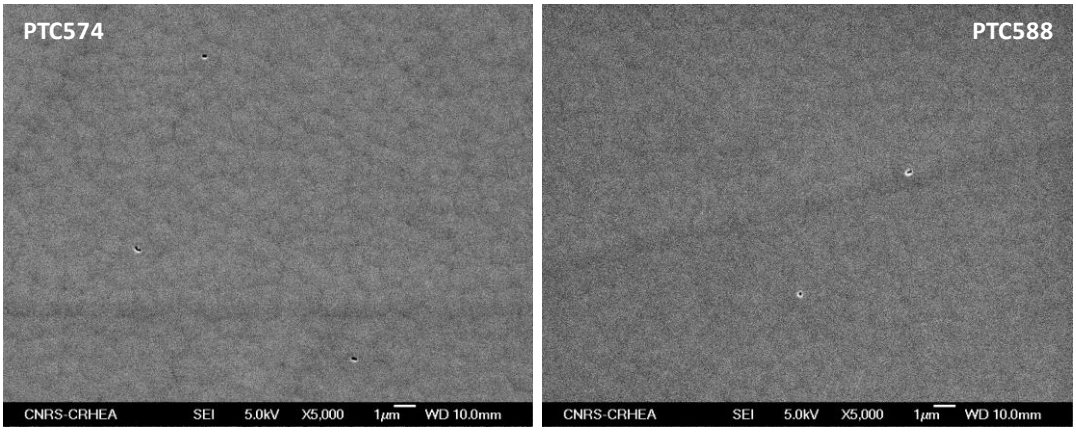

Figure III.3-1 : Image MEB de deux DH-HEMTs à barrière de confinement $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ avec une barrière a) $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$ et b) AlN. Le cap GaN est de 5 Å.

PTC574 et PTC588 présentent une morphologie en collines, typique de la rugosité cinétique du GaN épitaxié par EJM-NH_3 [18]. On remarque également la présence de quelques trous et boursouflures (grains alignés qui sont plus contrastés que les autres). Nous verrons par la suite que ces boursouflures n'ont pas de conséquences nuisibles sur l'isolation électrique.

L'analyse faite par DRX montre des largeurs à mi-hauteur autour de 800 arcsec et 2160 arcsec pour les raies de l'AlGaN (0 0 2) et (3 0 2) respectivement. La raie asymétrique est un peu plus large que pour un buffer de 1,5 µm de GaN. Cela correspond à une densité de dislocations de l'ordre de $6{,}8 \times 10^{9}$ cm^{-2}. La densité de dislocations étant tout de même inférieure à 10^{10} cm^{-2}, les buffers AlGaN sont donc de qualité cristalline suffisante pour des applications HEMTs. Les teneurs en aluminium estimées en simulant les scans 2θ-ω correspondent bien aux compositions nominales (Tableau III.3-1).

L'uniformité des couches épitaxiées dans le réacteur Riber Compact 21T ont été évaluées [19] entre autre par photoluminescence (PL), comme le montre la Figure III.3-2. Cette figure rapporte la constance de l'énergie de PL des pics GaN et AlGaN épitaxiés sur silicium et sur saphir, en fonction de

BY NC ND

la position le long d'un rayon du wafer. Cette figure permet de montrer la grande uniformité des couches.

	DH-HEMT AlGaN/GaN	DH-HEMT AlN/GaN
Nom	**PTC574**	**PTC588**
LMH (002) AlGaN	864	828
LMH (302) AlGaN	2160	2160
Densité de dislocations (cm^{-2})	$6,8 \times 10^9$	$6,8 \times 10^9$
xAl de la back-barrière (%)	5	5
xAl de la barrière (%)	29,5	100

Tableau III.3-1 : Résultats des analyses faites par diffraction des rayons X. PTC592 n'a pas été caractérisé par DRX car sa structure est très proche de celle de PTC588.

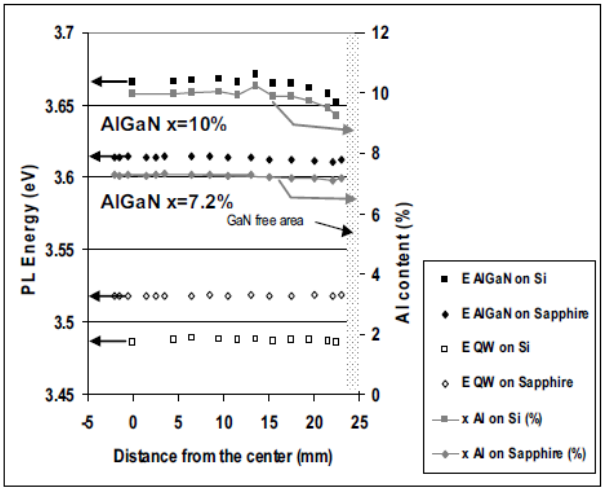

Figure III.3-2 : Energie des pics de photoluminescence à 10 K du GaN et de l'AlGaN épitaxiés sur saphir et sur silicium, le long d'un rayon d'un wafer 2''.

Barrière de confinement InGaN

Les images MEB montrent que la barrière de confinement InGaN ne modifie pas la morphologie de surface des HEMTs quel que soit le type de substrat (Figure III.3-3). Les images AFM démontrent que la barrière de confinement InGaN n'ajoute pas de dislocations supplémentaires (Figure III.3-4). Ceci est confirmé par la densité de dislocations extraite des largeurs à mi-hauteur d'un scan ω de la raie (3 0 2) du GaN (Tableau III.3-2). Pour cette série d'échantillon, les couches buffers GaN épitaxiées sur substrat silicium n'étaient pas optimales, ce qui explique une moins bonne qualité cristalline que les standards du CRHEA. Il est à noter que le contrôle de la croissance est plus difficile dans ce réacteur car sa géométrie n'est pas compatible avec une réflectivité *in situ*. Les vitesses de croissance des différentes couches ne peuvent donc pas être contrôlées en cours de croissance, contrairement aux

BY NC ND

échantillons réalisés dans le réacteur Compact 21. De plus, lors de la campagne sur substrat silicium, la cellule d'aluminium a posé problème : un opercule de taille variable se formait à la sortie de la cellule au cours du temps, se traduisant par un flux d'aluminium mal contrôlé. C'est la raison pour laquelle la teneur en aluminium a considérablement diminué entre D373 et D386. C'est également la raison pour laquelle l'échantillon D386 est fissuré : il y a eu trop peu d'aluminium dans les couches intermédiaires pour bien gérer les contraintes (Figure III.3-3).

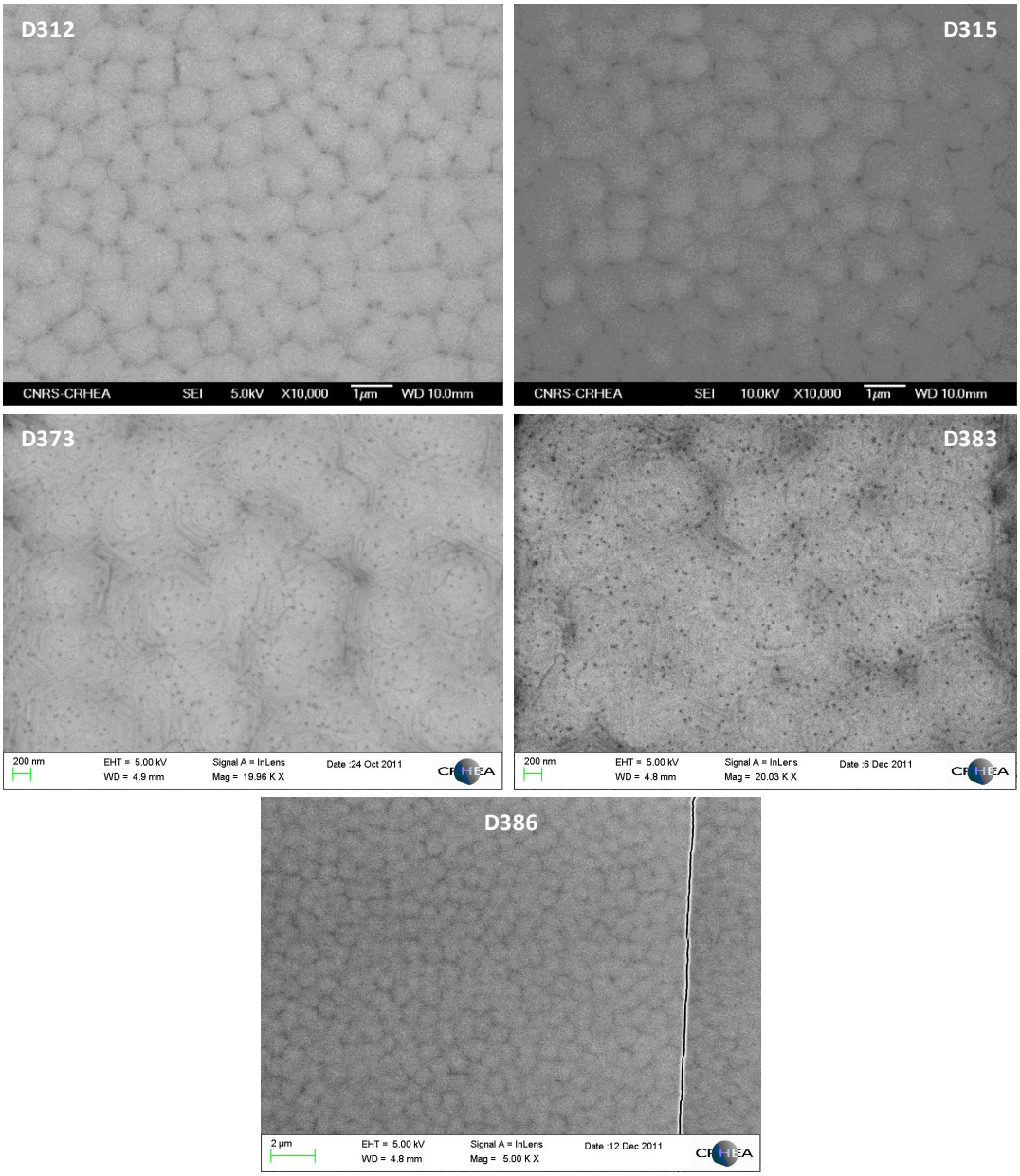

Figure III.3-3 : Comparaison d'images MEB des structures HEMTs de référence (D312 sur tremplin GaN et D373 sur substrat silicium) aux HEMTs avec barrière de confinement InGaN (D315 sur tremplin GaN et D383 et D386 sur substrat silicium).

BY NC ND

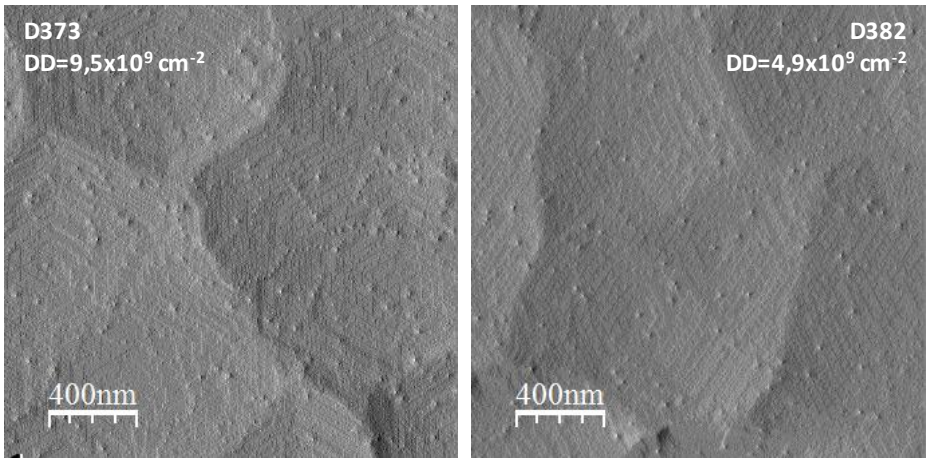

Figure III.3-4 : Comparaison de scans AFM 2 µm x 2 µm d'un HEMT de référence (D373) et d'un HEMT avec barrière de confinement InGaN (D382), sur substrat silicium, avec la densité de dislocations associée.

	DH-HEMT sur tremplin GaN		DH-HEMT sur silicium				
Nom	**D312**	**D315**	**D373**	**D382**	**D383**	**D384**	**D386**
LMH (002) (arcsec)	576	497	1253	1123	1181	1134	1008
LMH (302) (arcsec)	439	439	2473	2182	2365	2171	3528
Densité de dislocations (cm^{-2})	~5 x 10^8	~5 x 10^8	9,0 x 10^9	6,9 x 10^9	8,2 x 10^9	6,8 x 10^9	1,7 x 10^{10}
xAl (%)	31	28,5	32,6	33,5	30,8	24,5	4,5

Tableau III.3-2 : Résultats des analyses faites par diffraction des rayons X.

Des scans 2θ-ω ont été réalisés tous les 5 mm du centre vers le bord de l'échantillon D382. L'exploitation quantifie le gradient en teneur et épaisseur de barrière AlGaN (Figure III.3-5). Du centre (X = 0 mm) au mi-rayon de l'échantillon (X = 10 mm), la teneur en aluminium est réduite de 8,5% (soit Δx_{Al} = 2,9%) tandis que l'épaisseur diminue de 5,9% (soit Δt_{AlGaN} = 1 nm). Le gradient est principalement lié à l'uniformité du flux d'aluminium à la surface de l'échantillon.

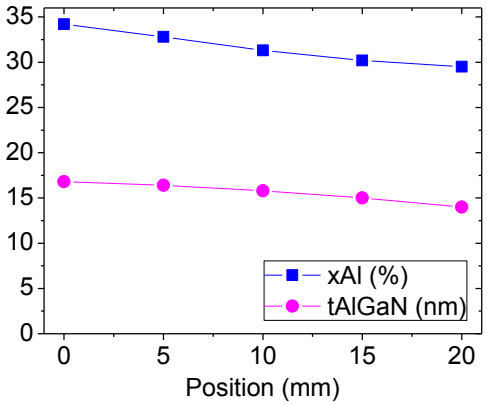

Figure III.3-5 : Gradient en épaisseur et en teneur en aluminium dans la barrière AlGaN, estimé par DRX sur l'échantillon D382.

BY NC ND

III.3.b. Caractérisation de l'InGaN

Epaisseur et composition de l'InGaN

La difficulté avec une structure HEMT à barrière de confinement InGaN consiste à caractériser la couche d'InGaN : comment connaître l'épaisseur du puits quantique d'InGaN indépendamment de la composition et vice-versa, et de manière non destructive ? Par exemple, quand un HEMT à barrière de confinement InGaN est caractérisé par DRX, il est impossible d'attribuer un pic sur un scan 2θ-ω à une couche aussi fine que la barrière de confinement InGaN (idem pour les couches aussi fines que l'espaceur AlN et le cap GaN). Il est donc nécessaire d'avoir recours à un échantillon de calibration, à savoir un super réseau (SR) InGaN/GaN, de manière à détecter par DRX la signature des couches d'InGaN. L'échantillon D389 consiste en un super réseau constitué de 10 paires InGaN/GaN sur 1,8 µm de GaN. L'InGaN est épitaxié pour des flux d'indium et de gallium, et température de croissance identique à la couche d'InGaN de l'échantillon D386. La Figure III.3-6 représente le scan 2θ-ω mesuré et simulé de l'échantillon D389. La simulation donne une épaisseur d'InGaN de 2,26 nm avec 15,6% d'indium et la barrière GaN est de 0,63 nm. Cette stratégie permet de quantifier la vitesse de croissance de l'InGaN, et surtout de déterminer la teneur en indium.

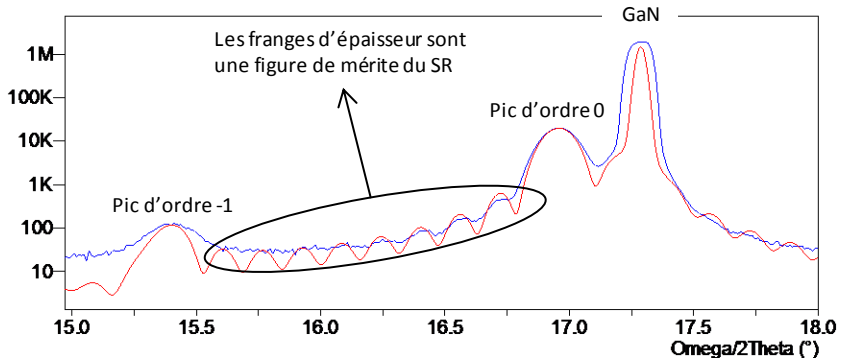

Figure III.3-6 : Scan 2θ-ω d'un super réseau InGaN/GaN épitaxié sur une couche épaisse de GaN. En bleu se trouve le scan mesuré tandis que le scan rouge correspond à la simulation.

L'épaisseur de la couche d'InGaN est mesurée par TEM, sur les échantillons D382 et D386 (Figure III.3-7). Notons que l'InGaN présente des interfaces abruptes avec le GaN, et l'absence de variation de contraste dans l'InGaN permet d'affirmer que cette couche ne possède pas de démixtion de phase. De plus, la couche d'InGaN n'ajoute pas de défauts supplémentaires. La barrière de confinement InGaN est pseudomorphique sur GaN. L'épaisseur des couches d'InGaN mesurés par TEM (D382 et D386) sert de référence pour calculer la vitesse de croissance de l'InGaN. Ceci permet de déduire les épaisseurs des barrières de confinement InGaN des échantillons D383 et D384 (Tableau III.3-3).

cc BY NC ND

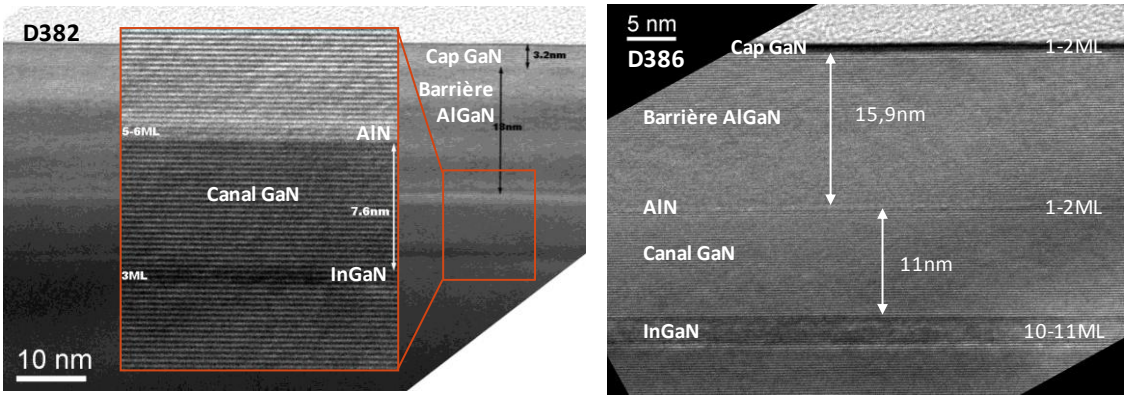

Figure III.3-7 : Coupe TEM des HEMTs avec barrière de confinement InGaN : D382 et D386. Les couches présentent des interfaces abruptes, et en particulier la barrière de confinement InGaN. De plus, la couche d'InGaN ne présente pas de variation contraste, donc pas démixtion de phase dans InGaN.

	DH-HEMT sur silicium			
Nom	**D382**	**D383**	**D384**	**D386**
x_{In} (%)	16%	16%	16%	16%
t_{InGaN} (nm)	0,8	1,0	1,1	2,7

Tableau III.3-3 : Epaisseur et composition de la barrière de confinement des DH-HEMT InGaN sur substrat silicium.

Un scan 2θ-ω a été effectué le long d'un rayon de l'échantillon de calibration D389, de manière à estimer le gradient d'épaisseur et de composition de la couche d'InGaN. Du centre (X = 0 mm) jusqu'au demi-rayon de l'échantillon (X = 10 mm), la teneur en indium et l'épaisseur du puits d'InGaN et de la barrière GaN semblent assez constants. Entre 10 à 20 mm par rapport au centre, la teneur en indium chute. Pour la suite de l'étude, nous définissons la zone exploitable comme étant du centre jusqu'à 10 mm du centre.

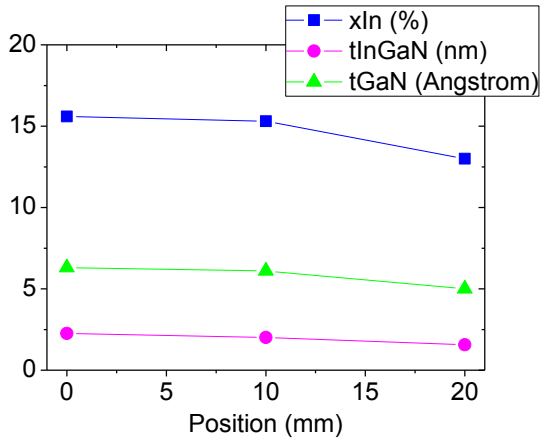

Figure III.3-8 : Gradient du puits quantique InGaN et de la barrière GaN estimé par DRX sur l'échantillon D389.

BY NC ND

Des mesures de photoluminescence ont été réalisées à température ambiante à l'aide d'un laser Argon à fréquence doublée (244 nm). La photoluminescence d'une structure HEMT à barrière de confinement InGaN donne, entre autre, l'énergie de transition quantifiée dans l'InGaN (entre 2,2 et 3 eV sur la Figure III.3-9), à laquelle est associée un couple (épaisseur, teneur en indium). Notons la présence d'interférences au niveau de la luminescence de l'InGaN jusqu'au bord de bande du GaN. Elles sont dues aux réflexions des photons à l'interface silicium/nitrure causé par le contraste d'indice entre le silicium (3,4) et les nitrures (2,4 pour GaN et 2,1 pour AlN). A plus haute énergie, ces photons sont absorbés par le GaN. Lorsque l'épaisseur du puits quantique d'InGaN augmente, l'énergie de transition dans l'InGaN augmente à cause de la diminution du confinement dans les puits quantiques et également à cause de l'effet Stark qui ajoute un terme en $-e\,F\,t_{InGaN}$.

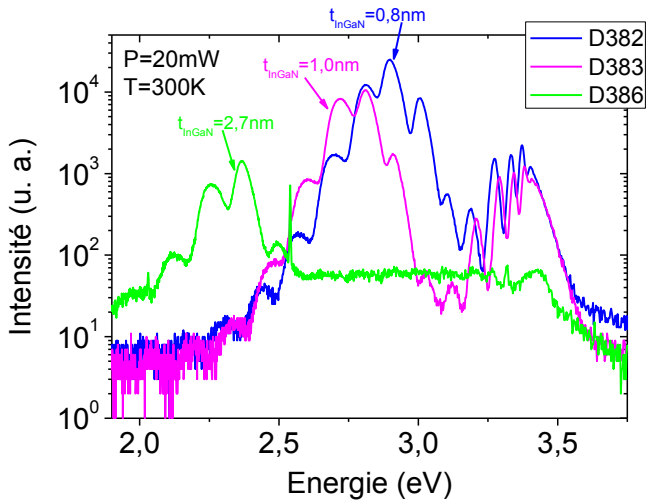

Figure III.3-9 : Spectre de photoluminescence de structures HEMTs à barrière de confinement InGaN sur substrat silicium.

Diffusion de l'indium

Un autre point reste à vérifier : la ségrégation de l'indium dans le canal [14]. Pour cela nous avons recours à la Spectrométrie de Masse des Ions Secondaires à Temps de Vol : Tof-SIMS (Time of Flight Secondary Ion Mass Spectrometry). Le principe, décrit par la Figure III.3-10, est le suivant : une source pulsée d'ions primaires bombarde la surface de l'échantillon, générant des ions secondaires (atomiques et moléculaires). Une fois que les ions secondaires sont extraits dans la colonne d'analyse par l'application d'un champ électrique entre la surface de l'échantillon et l'entrée de l'analyseur de masse, le temps de vol qu'ils parcourent jusqu'au détecteur est enregistré. Le temps de vol étant proportionnel à la racine carrée de la masse, il permet de constituer le spectre de masse des espèces détectées. Durant l'analyse, la source d'érosion pulvérise la surface de l'échantillon. La surface est érodée et forme un cratère sur une surface de quelques centaines de µm de côté. Ceci permet de construire un profil d'espèces en profondeur. Un spectre de masse d'ions secondaires positif ou

cc BY NC ND

négatifs peut être obtenu en inversant le sens du champ électrique dans la chambre d'analyse. Une fois que les ions ont été identifiés sur le spectre de masse, l'intensité pour chaque espèce est représentée en fonction du temps de pulvérisation. Notons que l'intensité enregistrée dépend des éléments et également de la matrice dans laquelle ils se trouvent. Cette technique d'analyse est donc qualitative, contrairement à une analyse SIMS où les ions secondaires sont filtrés selon leur masse par un spectromètre magnétique, puis comptés. Cependant, le Tof-SIMS peut être indirectement quantitatif via des étalons.

Le ToF-SIMS présente l'avantage de posséder une haute résolution en termes de profondeur érodée, de l'ordre de la monocouche. De plus, le ToF-SIMS possède une haute résolution en masse.

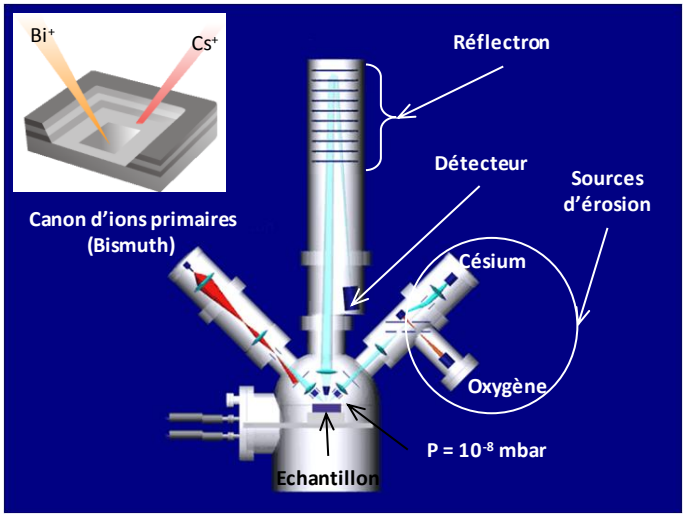

Figure III.3-10 : Descriptif du ToF-SIMS.

Les analyses ToF-SIMS ont été réalisées dans un spectromètre de masse à temps de vol IONTOF ToF-SIMS V au sein de l'Unité de Catalyse et Chimie du Solide à Villeneuve d'Acsq grâce à une précieuse collaboration initiée par Mme V. Hoel (IEMN). Les échantillons D382, D386 et D389 ont fait l'objet d'un profil en profondeur dans les conditions suivantes : une impulsion d'1 ns d'une source primaire au bismuth a été intercalée avec une source d'érosion au césium à 0,5 keV ayant un courant de 37 nA. Les surfaces pulvérisée et analysée sont de 500 x 500 µm² et 100 x 100 µm² respectivement.

Grâce aux épaisseurs mesurées par TEM, le temps de pulvérisation est traduit en profondeur pour pouvoir représenter le profil d'intensité. La Figure III.3-11 montre que toutes les couches attendues sont visibles, même pour des couches aussi fines que la barrière GaN (0,68 nm) du super-réseau de l'échantillon D389, où il est clairement visible que l'intensité de Ga^+ est en opposition de phase avec l'intensité de $CsIn^+$. Il est assez étonnant de voir un décalage du pic d'intensité d'Al^+ par rapport au minimum d'intensité de Ga^+ au niveau de l'AlN espaceur de l'échantillon D382 (Figure III.3-11 a) (observé uniquement sur D382). Ceci peut être du à l'érosion de l'AlN espaceur où une partie des ions Al^+ ont été poussés vers le canal GaN. Enfin, les espèces semblent très peu ségréger vers les couches supérieures et en particulier l'indium.

BY NC ND

En comparant les Figure III.3-11 a) et b), on observe une chute d'intensité de l'Al^+ dans la barrière de l'échantillon D386. Ceci confirme la faible teneur en aluminium mesurée par DRX. L'intensité de $CsIn^+$ plus élevée dans D386 que dans D382 est liée à la faible épaisseur de la couche d'InGaN dans D382. Il se peut qu'une bonne partie de la couche ait été attaquée durant l'étape d'érosion au bismuth entre deux étapes d'analyse au césium. Rappelons que les analyses Tof-SIMS on été réalisées quasiment sans expérience préalable sur des composés III-N. Enfin, l'intensité de $GaOCs^{2+}$ varie de la même manière que Ga^+ sauf à la surface de D382 où on voit une nette augmentation. Donc les barrières de confinement InGaN ne présentent pas d'augmentation en oxygène. Le silicium n'a pas été recherché.

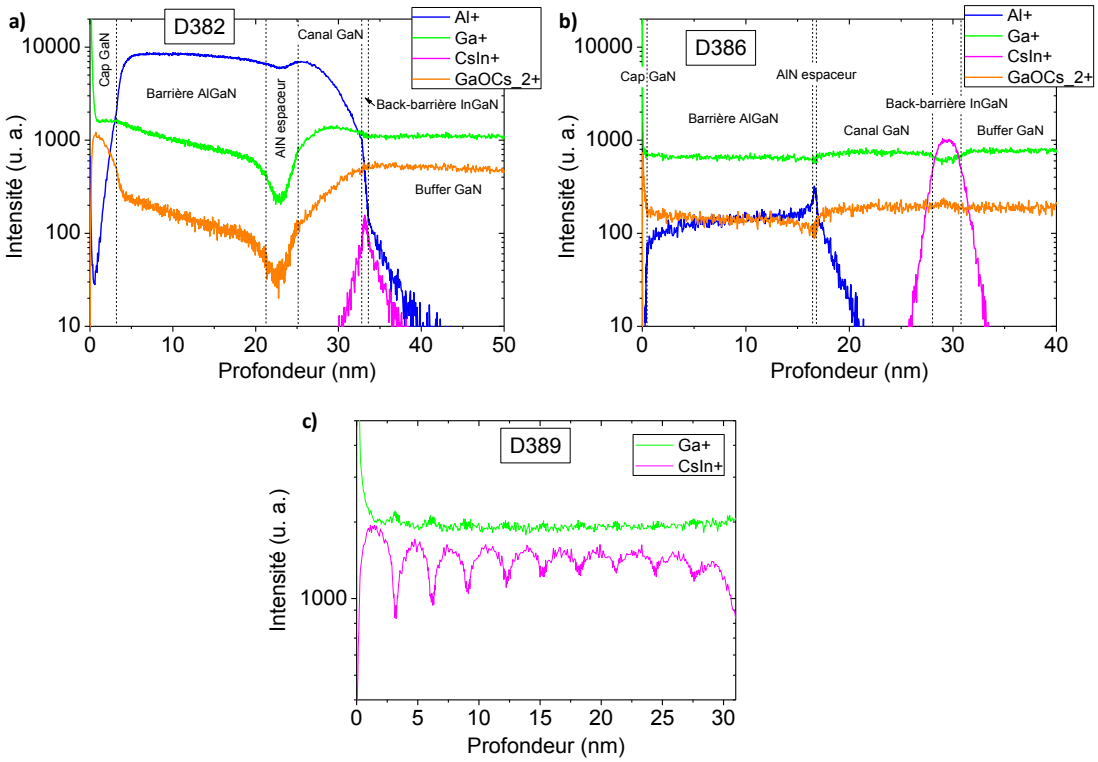

Figure III.3-11 : Profil en profondeur des structures HEMTs à barrière de confinement InGaN (a et b) et d'un super réseau InGaN/GaN (c).

BY NC ND

III.4. Caractérisations électriques des DH-HEMTs

Dans ce paragraphe, nous cherchons à montrer les effets des barrières de confinement AlGaN et InGaN sur les propriétés électriques du transistor. Pour cela, nous comparerons les DH-HEMTs aux structures HEMTs de référence.

III.4.a. Propriétés de transport

Comme dans le chapitre précédent, les structures HEMTs ont été mesurées par capacité-tension à bille de mercure. L'échantillon PTC464, bien qu'ayant un cap de 2nm, est la structure de référence à barrière AlN qui se rapproche le plus des structures des échantillons PTC588 et PTC592. La Figure III.4-1 a) compare ces 3 structures, et aucun plateau de capacité n'est visible pour les DH-HEMTs. Ces DH-HEMTs ont une distance grille-2DEG de l'ordre de 3-3,5 nm, c'est-à-dire proche de l'épaisseur citrique de formation du gaz 2D. Pour cette gamme d'épaisseur, le gaz 2D est donc seulement partiellement rempli. La Figure III.4-1 b) présente la mesure C-V d'une structure HEMT AlGaN/GaN de référence (buffer GaN) et d'une structure HEMT à barrière de confinement AlGaN, en échelle semi-logarithmique. La structure à barrière de confinement AlGaN présente une pente au pincement du canal plus raide que la structure sans barrière de confinement. Cela signifie que le gaz 2D est mieux contrôlé avec une barrière de confinement AlGaN. Ce type de comportement n'a pas été observé sur les structures avec barrière de confinement InGaN.

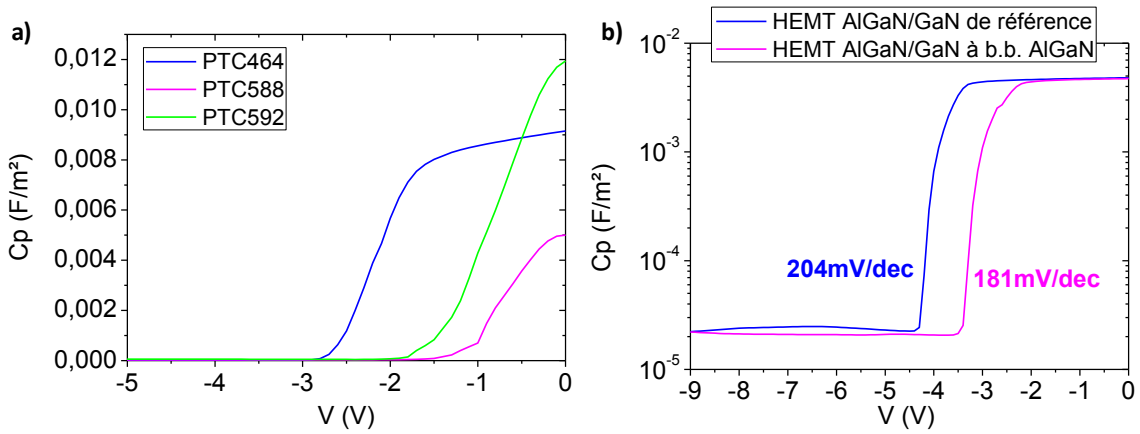

Figure III.4-1 : Mesure capacité-tension à bille de mercure de structures HEMTs à back barrière AlGaN pour une barrière a) AlN/GaN et b) AlGaN/GaN.

De la même manière que dans le chapitre précédent, la densité de porteurs estimée par mesure C-V a été reportée sur la Figure III.4-2 a). Quel que soit le type de barrière de confinement, la densité de porteurs est toujours plus faible que celle du HEMT de référence, et la tension de pincement est toujours décalée vers des valeurs positives (Figure III.4-2 b) sauf pour les HEMTs à barrière de confinement InGaN sur silicium où épaisseur et composition des barrières sont très différentes de

cc BY NC ND

celle de la structure HEMT de référence. Nous confirmons donc qu'ajouter une barrière de confinement AlGaN augmente le champ électrique dans le canal et rehausse la bande de conduction dans le puits quantique triangulaire, réduisant ainsi la densité d'électrons dans le gaz 2D et décalant la tension de pincement vers les valeurs positives.

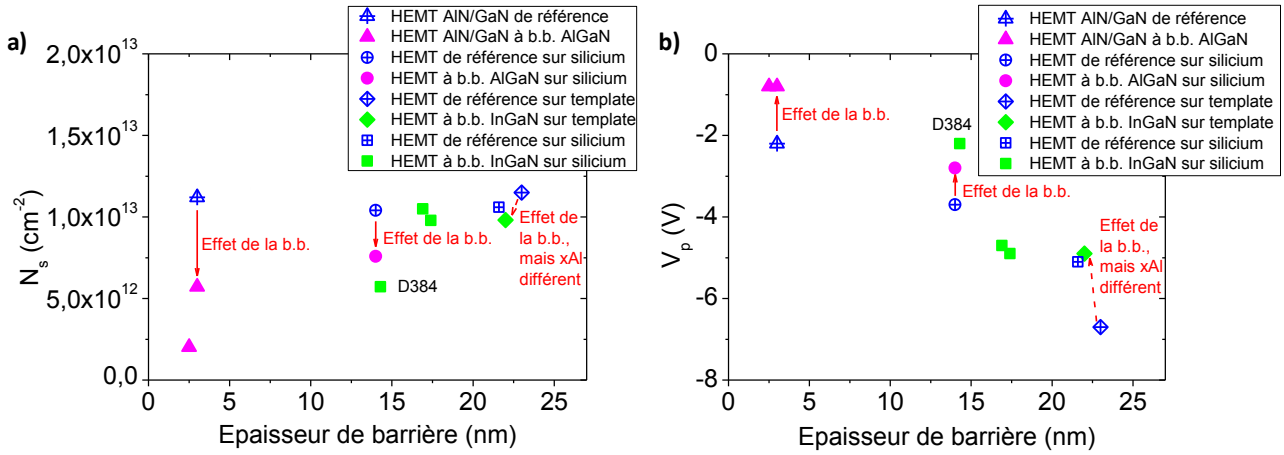

Figure III.4-2 : Densité de porteurs a) et tension de pincement b) (par C-V à bille de mercure) des HEMTs à barrière de confinement AlGaN (magenta) et InGaN (vert) ainsi que des HEMTs de références (bleu).

Sur ces échantillons, une série de composants tests a été réalisée. Notons que les DH-HEMTs AlN/GaN ont suivit le processus normal de fabrication sauf que le procédé technologique a débuté par le dépôt d'une couche de passivation de 50 nm SiN, et que la grille a été déposée directement sur la couche de passivation. Les DH-HEMTs AlN/GaN sont des MIS-HEMTs (metal on insulator-HEMTs).

Des mesures Van der Pauw ont été effectuées et sont résumées dans la Figure III.4-3. De manière générale, la mobilité des DH-HEMTs reste élevée (> 1700 cm²/Vs) (Figure III.4-3 a). Il est vrai que pour la structure AlGaN/GaN à barrière de confinement AlGaN la mobilité diminue de 15% par rapport à la structure HEMT de référence. Ceci peut être du à la densité de dislocations, plus importante pour un buffer AlGaN que pour un buffer GaN ou/et à cause d'un mécanisme de diffusion via les charges de polarisations éloignées présentes à l'interface GaN/$Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ [20]. La mobilité particulièrement élevée du HEMT à barrière de confinement InGaN sur Template GaN est quasiment identique à celle du HEMT de référence (2130 cm²/Vs et 2150 cm²/Vs respectivement). Les HEMTs à barrière de confinement InGaN sur substrat silicium ont une mobilité qui est un peu réduite par rapport au HEMT de référence. Ceci est du à l'épaisseur de l'AlN espaceur qui diminue dans cette série d'échantillons : elle est de l'ordre de 2,5-5 Å pour D386 d'après la coupe TEM (Figure III.3-7). Ainsi les électrons du gaz 2D deviennent progressivement plus sensibles au désordre d'alliage. Enfin, on remarque qu'ajouter une barrière de confinement et une couche de passivation sur des structures HEMTs AlN/GaN ne joue quasiment pas sur la mobilité, qui reste assez faible (660-720 cm²/Vs).

Comme observé dans le chapitre précédent, la densité de porteurs mesurée par Effet Hall (Figure III.4-3 b) est toujours plus faible que celle estimée par mesure C-V (Figure III.4-2 a), sauf pour les MIS-

BY NC ND

DH-HEMTs AlN/GaN. En effet, le N_s^{Hall} des MIS-DH-HEMTs AlN/GaN est presque 3 fois plus élevé que celui des DH-HEMTs AlN/GaN estimé par C-V. Ceci est du à la couche de passivation, comme nous le verrons dans le chapitre IV.

La Figure III.4-3 c) montre que les résistances de feuille des HEMTs à barrières de confinement InGaN sont plus élevées que celles des HEMTs de références, mais restent inférieures à 470 Ω/sq, la valeur limite fixée dans le chapitre II. Ceci n'est pas le cas pour les HEMTs à barrière de confinement AlGaN, bien que le fait d'ajouter une couche de passivation pourrait réduire la résistance de feuille et ainsi limiter l'effet.

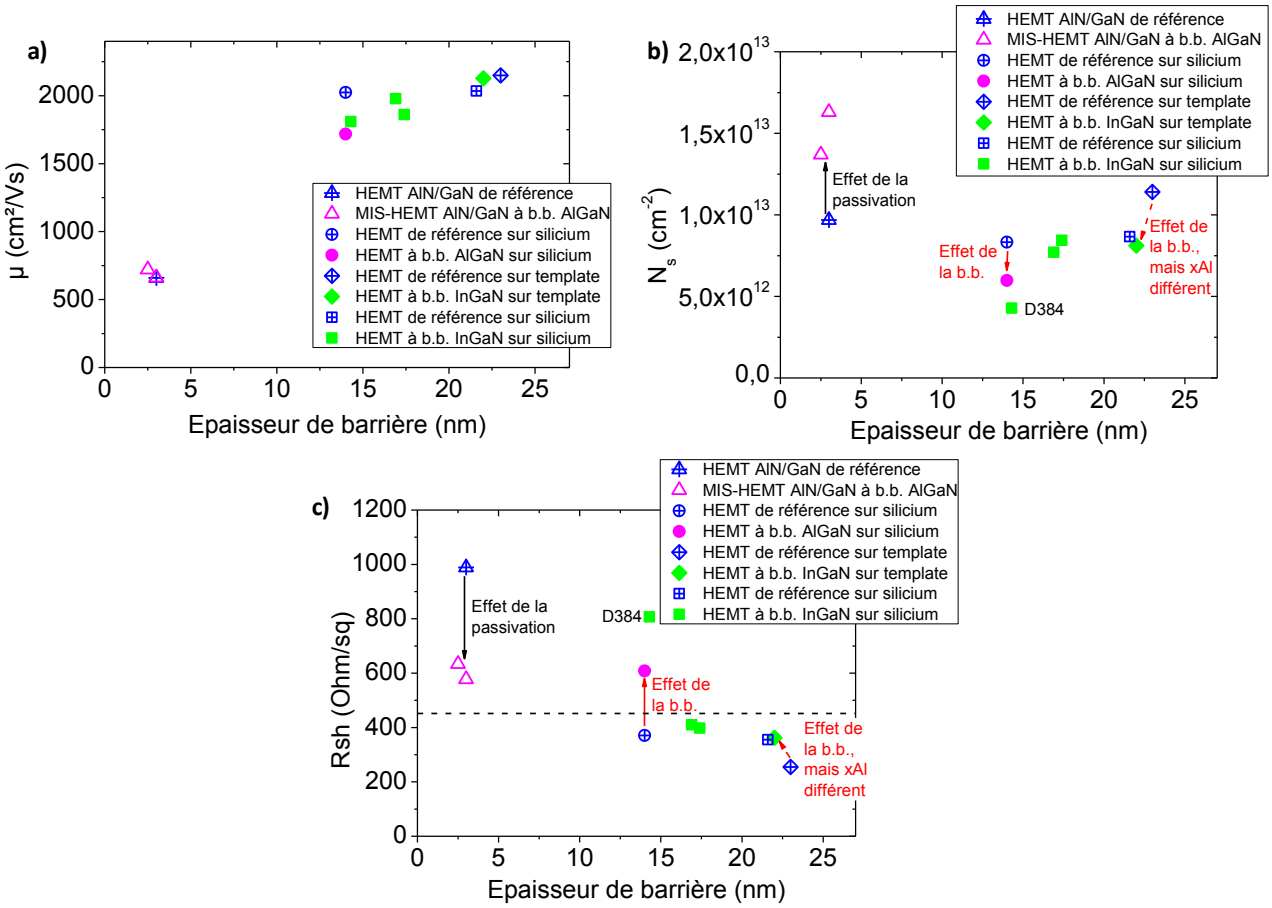

Figure III.4-3 : Mesures Van der Pauw des HEMTs à barrière de confinement (b.b.) AlGaN (magenta), InGaN (vert) et sans barrière de confinement (bleu). Les symboles vides correspondent aux MIS-DH-HEMTs AlN/GaN.

En conclusion, l'effet de la barrière de confinement est surtout visible sur le HEMT AlGaN/GaN car on dispose de références plus fiables. Bien que la densité de porteurs ne soit pas saturée (PTC588 et PTC592), l'effet de la barrière de confinement AlGaN est visible (sur les N_s et V_p extraits de la mesure C-V). Augmenter la teneur d'aluminium dans la barrière AlGaN devrait permettre de réduire la sensibilité du N_s et donc de R_{sh} à la barrière de confinement.

BY NC ND

III.4.b. Isolation électrique de la couche tampon

Les courants de fuite de la couche tampon ont été mesurés à travers les peignes d'isolation interdigités, de la même manière que dans le chapitre II. La Figure III.4-4 a) montre que la barrière de confinement AlGaN améliore l'isolation électrique du HEMT. Par contre, ceci n'est pas vérifié pour les buffers des DH-HEMTs InGaN. Les buffers GaN sur lesquels ont été épitaxiées des barrières de confinement InGaN sont moins résistifs. D'après les analyses ToF-SIMS, l'oxygène n'est pas responsable de cette mauvaise isolation électrique. Il se peut que ces courants de fuites soient dus au silicium (dopage résiduel connu dans GaN) ou aux défauts ponctuels tels que les lacunes d'azote, par exemple.

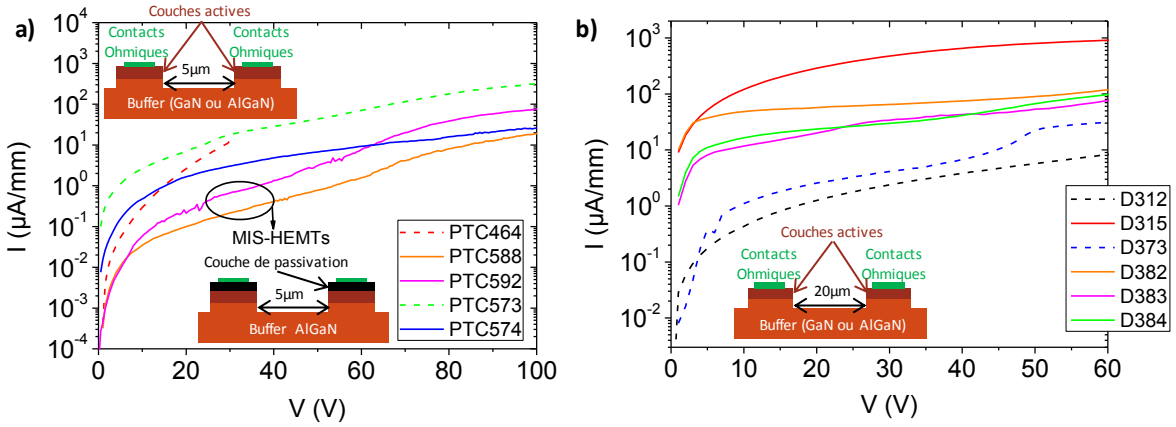

Figure III.4-4 : Courant de fuite de buffer des DH-HEMTs et des HEMTs de références associées a) pour des barrières de confinement AlGaN et b) pour les barrières de confinement InGaN.

III.4.c. Transistors

Les transistors réalisés sur les HEMTs à barrière de confinement AlGaN possèdent une longueur de grille de 2 µm, un développement de 150 µm et un espacement source-drain de 12 µm. On remarque que PTC574 possède une densité de courant maximale pour V_{gs} = 0 V plus faible que le HEMT de référence (Tableau III.4-1), ainsi qu'une tension de pincement plus élevée (décalée de +1,4 V). Ceci s'explique par une densité de porteurs plus faible et également par une résistance d'accès plus importante. Ces deux facteurs limitent également la transconductance des DH-HEMTs. Les caractéristiques de sortie et de transfert du DH-HEMT PTC574 sont habituelles (Figure III.4-5 a et b respectivement). Par rapport au HEMT de référence, le DH-HEMT présente un rapport $I_{ds}^{on/off}$ 100 fois plus élevé que le HEMT de référence et une pente sous le seuil plus raide. Ceci indique un meilleur contrôle du gaz 2D, comme l'ont montré plusieurs auteurs [21, 22]. De plus, les pentes sous le seuil extraites de $I_{ds}(V_{gs})$ sont plus raides que celle extraites de la mesure C-V à bille de mercure. Ceci indique que c'est surtout la résistivité de la couche buffer qui est augmentée. Au sujet des MIS-

BY NC ND

DH-HEMTs, il est difficile de conclure quoi que ce soit sur l'effet de la barrière de confinement, étant donné la couche de passivation ajoutée. Nous discuterons en détail l'effet de cette couche de passivation dans le chapitre IV.

	Nom	I_{gs} (µA/mm)	I_{ds}^{max} (V_{gs}=0V) (mA/mm)	V_p (V)	$G_m^{max, ext}$ (mS/mm)	R_s (Ω.mm)	$G_m^{max, int}$ (mS/mm)	$I_{ds}^{on/off}$	Pente sous seuil (mV/dec)
HEMTs AlGaN/GaN	PTC574	2	132	-2,0	85	4,6	132	1×10^7	95
	PTC573	9	370	-3,4	128	2,6	192	9×10^4	186
HEMTs AlN/GaN	*PTC588*	*6*	*109*	*-14,3*	*33*	*10,0*	*48*	*3×10^4*	*346*
	PTC592	*11*	*362*	*-15,3*	*47*	*5,6*	*63*	*7×10^4*	*542*
	PTC464	0,004	105	-2,1	105	5,1	119	2×10^5	230

Tableau III.4-1 : Résumé des principales caractéristiques transistors des DH-HEMTs en bleu par rapport aux HEMTs de référence. En italique se trouvent les structures MIS-DH-HEMTs. Les transistors ont pour dimension 2x150µm² et L_{sd}=12µm.

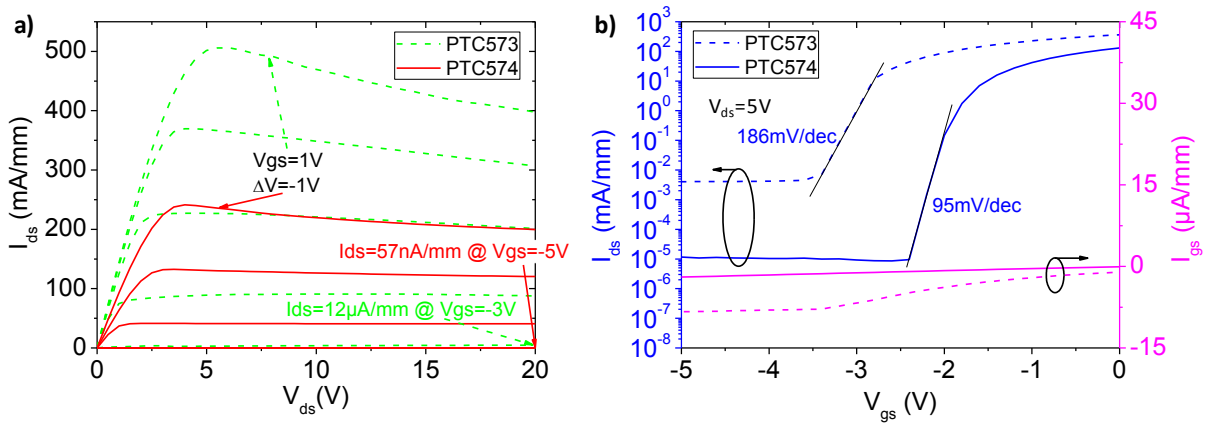

Figure III.4-5 : Caractéristiques de sortie et de transfert du HEMT à barrière de confinement AlGaN (PTC574 en traits pleins) et du HEMT de référence (PTC573 en pointillés). Nous avons ajouté la fuite de grille.

Les HEMTs à barrière de confinement InGaN présentent une caractéristique de sortie attendue, principalement limitée par une mauvaise dissipation thermique en ce qui concerne la structure sur Template GaN sur saphir (Figure III.4-6 a). Les deux transistors D312 et D315 (sur Template GaN sur saphir) ont une grille centrée de 3 µm de longueur et un espacement source-drain de 13 µm. Contrairement aux HEMTs à barrière de confinement AlGaN, les HEMTs à barrière de confinement InGaN n'ont pas une pente sous le seuil plus raide et un rapport $I_{ds}^{on/off}$ plus important que les HEMTs de référence, autant sur Template GaN sur saphir que sur substrat silicium (Figure III.4-6 c et d respectivement). Les buffers avec une barrière de confinement InGaN sont moins résistifs que ceux des HEMTs de référence, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent traitant de l'isolation électrique de la couche tampon. Les grilles sont peut être trop longues pour montrer l'effet attendu.

cc BY NC ND

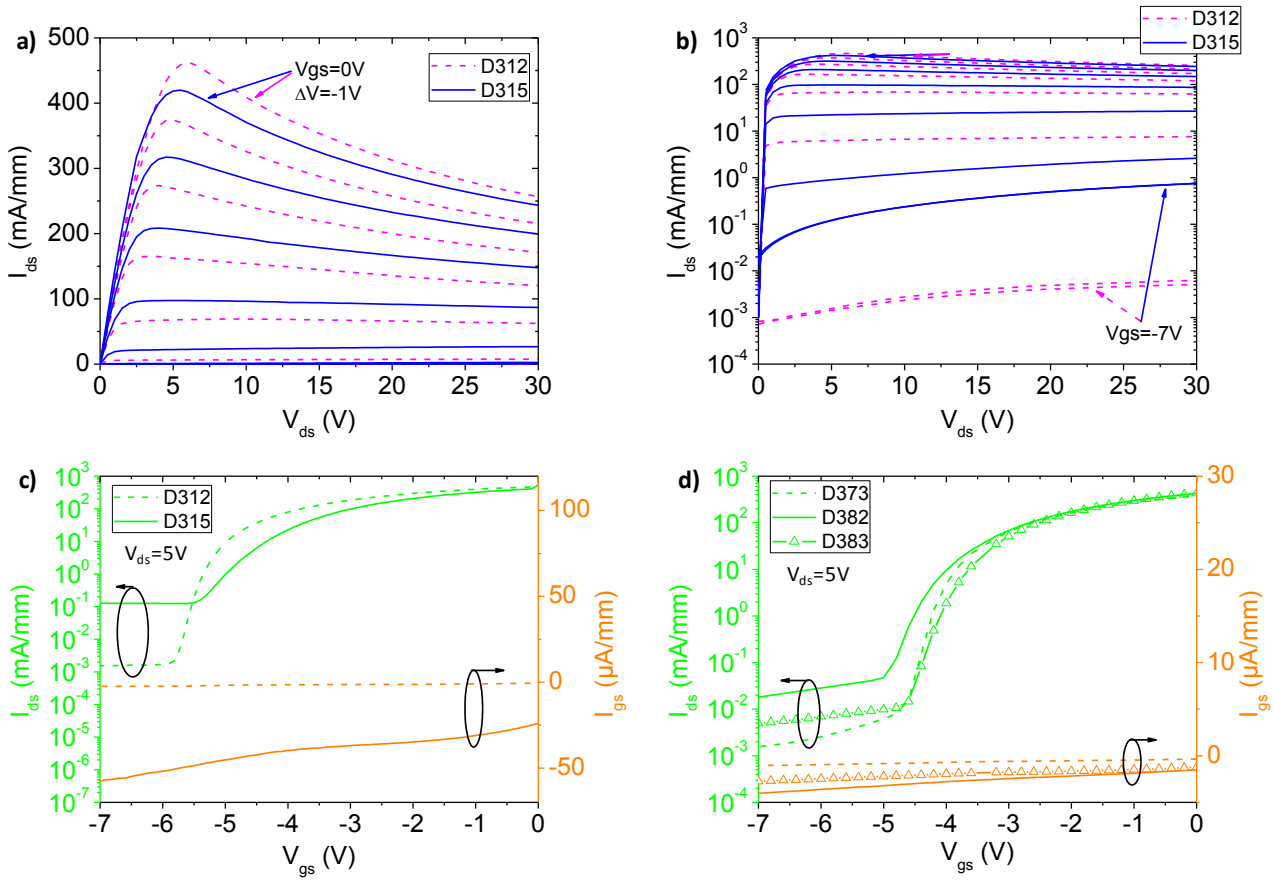

Figure III.4-6 : Caractéristique de sortie du HEMT à barrière de confinement InGaN (D315) et du HEMT de référence (D312) sur Template GaN sur saphir, a) en échelle linéaire et b) en échelle semi-logarithmique. Caractéristiques de transfert et fuites de grille associées des DH-HEMTs à barrière de confinement InGaN c) sur Template et d) sur silicium, où les pointillés représentent les HEMTs de référence.

Des grilles courtes (L_g=400nm) ont été développées par e-beam au CRHEA sur les échantillons D312 et D315 processés, sur les motifs TLM pour un espacement inter-contacts ohmiques de 5 µm (valeur nominale). La Figure III.4-7 présente une image MEB montrant les dimensions du transistor à grille courte. Les grilles sont décentrées, avec une distance source grille de 1,5-1,6 µm.

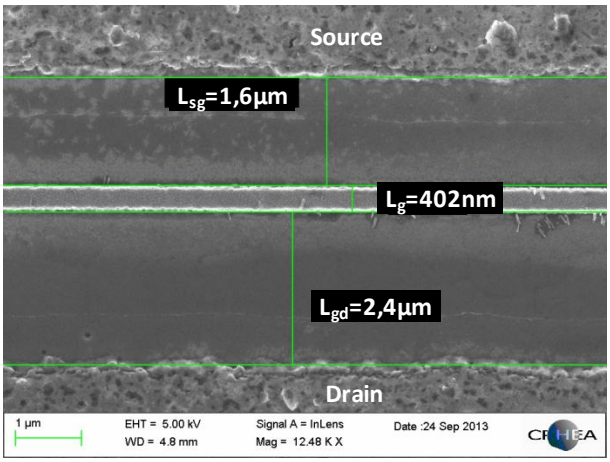

Figure III.4-7 : Image MEB de la grille de l'échantillon D315 : L_g=402nm, L_{sg}=1,6µm et L_{sd}=4,4µm.

BY NC ND

La Figure III.4-8 a) présente les caractéristiques de sortie des deux transistors à grille courte (D315 avec barrière de confinement InGaN et D312 le HEMT de référence). Par rapport aux composants avec L_g=3 µm, Il apparait une légère augmentation de la conductance de sortie. Toutefois, le HEMT avec une barrière de confinement InGaN présente une conductance de sortie assez voisine de celle du HEMT de référence : 5,3 mS/mm et 3,9 mS/mm respectivement, à V_{ds}=10V et I_{ds}=200 mA/mm. La caractéristique de sortie en échelle semi-logarithmique (Figure III.4-8 b) montre que la qualité du pincement du HEMT de référence se détériore tandis que la barrière de confinement InGaN limite la dispersion du courant de drain après pincement et bloque les électrons dans le canal, améliorant ainsi le confinement des électrons dans le gaz 2D. Ceci est confirmé par la caractéristique de transfert, et nous notons que ce phénomène est indépendant de la fuite de grille (Figure III.4-8 c). Enfin, le courant I_{ds} sous le seuil du HEMT à barrière de confinement augmente légèrement jusqu'à 30V tandis que le courant du HEMT de référence décolle à partir de 10V (Figure III.4-8 d), confirmant l'amélioration du confinement du gaz 2D avec une barrière de confinement InGaN. Ceci est la preuve de l'effet de la barrière de confinement InGaN : la barrière de confinement InGaN limite le punch-through. Cette preuve n'a pas pu être observée pour les transistors avec une longueur de grille de 3 µm (Figure III.4-6 b) car le rapport d'aspect $L_g/d_{g\text{-}2DEG}$ était trop important (de l'ordre de 100). Dans le cas présent, avec une grille de 400 nm de long, le rapport d'aspect pour ces deux structures est de 14, c'est-à-dire légèrement inférieure à la valeur minimale de 15 (d'après Jessen *et al.* [23]) à partir de laquelle les transistors sont sensibles aux effets de canal court.

Les principaux paramètres de HEMTs à barrières de confinement InGaN et des HEMTs de référence sont résumés dans le Tableau III.4-2. Notons que malgré la dégradation de la qualité du pincement du HEMT de référence, ce dernier présente une transconductance extrinsèque et intrinsèque d'environ 200 et 300 mS/mm respectivement, un record pour un échantillon entièrement processé au CRHEA.

cc BY NC ND

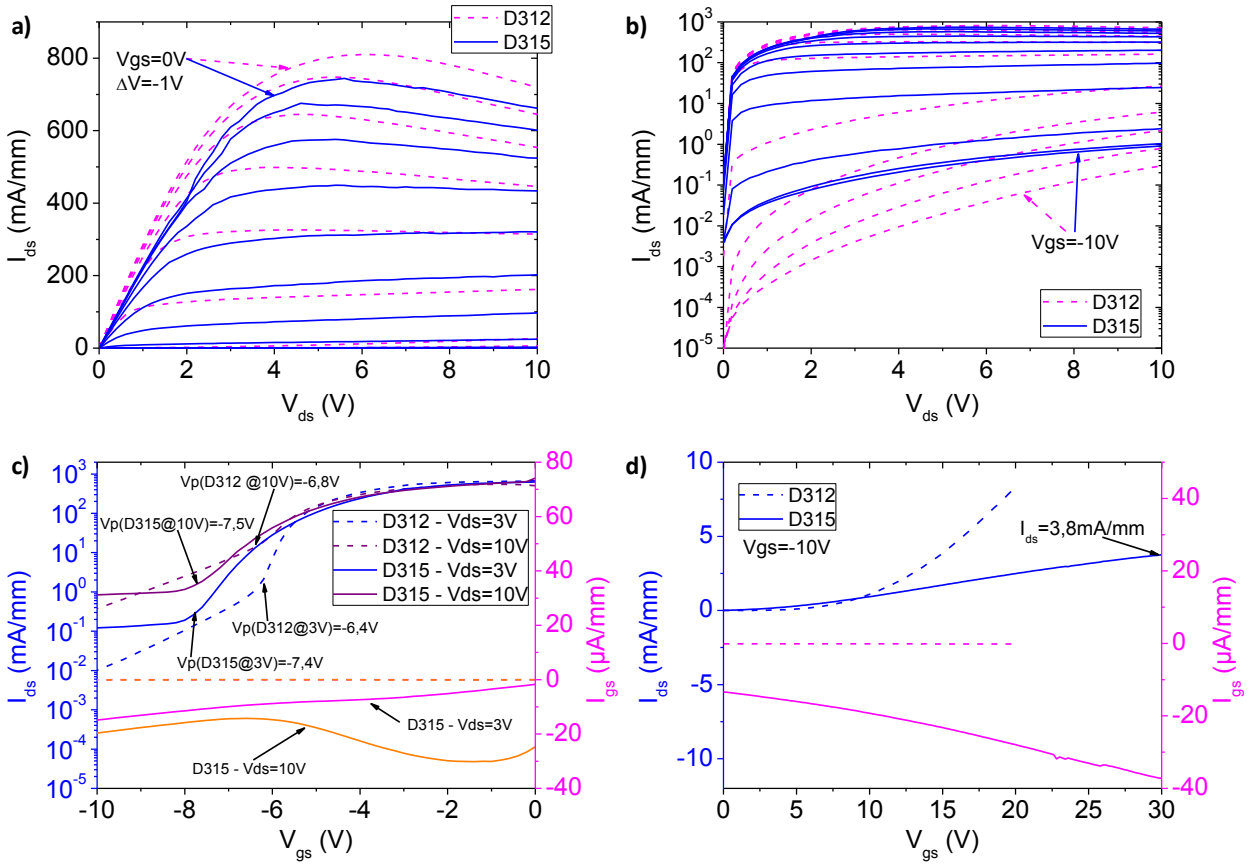

Figure III.4-8 : Mesures des transistors des échantillons D315 (avec barrière de confinement InGaN) et D312 (HEMT de référence en pointillés) pour L_g=400nm et L_{sd}=4,4µm. a) et b) représentent les caractéristiques de sortie en échelle linéaire et semi-logarithmique respectivement. c) représente la caractéristique de transfert et les fuites de grille associées, et d) représente le courant de fuite I_{ds} dans la région sous le seuil.

	Nom	L_g (µm)	L_{sd} (µm)	L_{sg} (µm)	$L_g/d_{g\text{-}2DEG}$	I_{gs} (µA/mm)	I_{ds}^{max} (V_{gs} =0V) (mA/mm)	V_p (V)	$G_m^{max, ext}$ (mS/mm)	R_s (Ω.mm)	$G_m^{max, int}$ (mS/mm)
HEMTs sur Template	D315	3	13	5	105	72	401	-5,1	113	2,9	169
		0,4	4,4	1,6	14	20	744	-7,4	157	2,4	249
	D312	3	13	5	102	2	463	-5,6	112	2,2	150
		0,4	4,3	1,5	14	0,07	810	-6,4	195	1,8	297
HEMTs sur silicium	D382	2	11	4,5	84	5	438	-4,6	127	1,8	165
	D383	3	11	4	129	4	452	-4,0	138	1,7	179
	D373	3	11	4	108	1	385	-4,5	112	2,3	151

Tableau III.4-2 : Résumé des principales caractéristiques transistors des DH-HEMTs en bleu par rapport aux HEMTs de référence.

cc BY NC ND

III.4.d. Electroluminescence

Les HEMTs épitaxiés dans le réacteur Riber 32P (échantillons commençant par D3xx) présentent, dans la plupart des cas, des fuites de grille en fonction de V_{gs} en forme de cloche, autant sur substrat silicium que sur tremplin GaN sur saphir (Figure III.4-9 a et b respectivement). Notons que la forme en cloche est un peu moins prononcée pour D315, et elle est inexistante pour D312 (HEMT de référence sur Template).

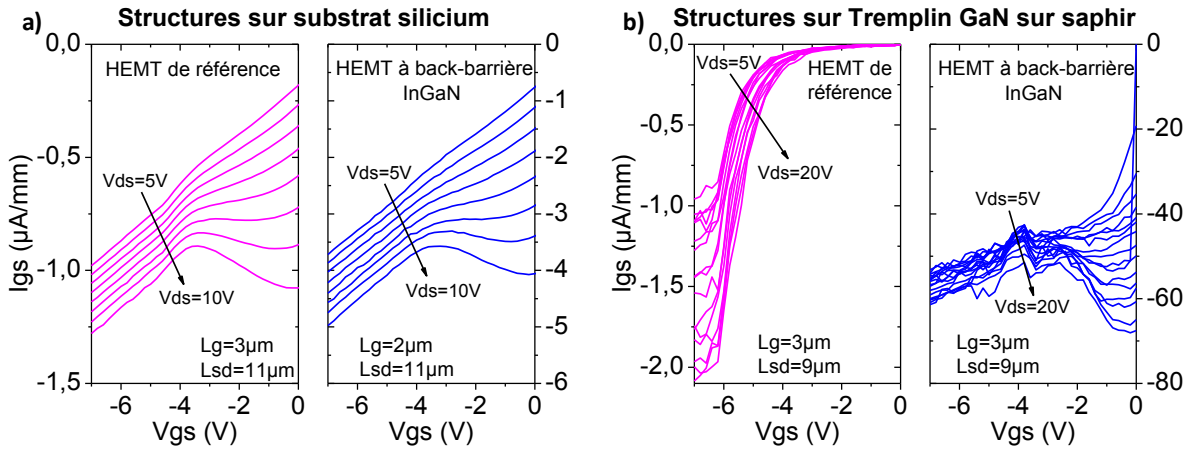

Figure III.4-9 : Courant de grille en fonction de la tension V_{gs} mesuré sur a) HEMT (D373) et DH-HEMT (D382) sur substrat silicium, et b) HEMT (D312) et DH-HEMT (D315) sur tremplin GaN sur saphir. La forme en cloche est caractéristique de l'ionisation par impact.

Cette courbe en cloche est caractéristique de l'ionisation par impact [24]. En effet, en régime de saturation, un champ électrique vertical s'ajoute au champ électrique longitudinal en sortie de grille, du côté drain. Les électrons sous la grille sont dans un premier temps accélérés par le champ électrique et gagnent de l'énergie. Dans un second temps, les électrons relaxent l'énergie gagnée en interagissant avec les phonons optiques et/ou avec les impuretés ionisées et/ou avec les atomes neutres du cristal (comme Ga, In ou N). L'interaction avec les atomes (ionisés ou neutres) peut créer des paires électron-trou, et conduire au phénomène d'avalanche. Le courant de trous créés s'ajoute au courant d'électrons ce qui produit la forme de cloche observée sur le courant de grille. La recombinaison de ces trous avec des électrons libres pourrait mener à un phénomène d'électroluminescence (EL).

Afin de vérifier la présence d'ionisation par impact dans nos structures HEMTs avec et sans barrière de confinement InGaN, des expériences d'électroluminescence ont été réalisées. Pour cela, le transistor est polarisé à l'aide d'un sourcemètre Keithley 2400, l'émission électroluminescente est collectée par une fibre optique de 200 µm de diamètre et analysée par un spectromètre. Les mesures ont été réalisées à température ambiante. Etant donnée la configuration de notre système de mesure, seule une collecte en face arrière était possible. Nous avons donc dû nous restreindre à mesurer les transistors réalisés sur un substrat transparent, c'est-à-dire les structures sur tremplin GaN sur saphir : D315 (HEMT à barrière de confinement InGaN) et D312 (HEMT de référence).

cc BY NC ND

Les spectres d'EL sont présentés sur la Figure III.4-10. Le DH-HEMT InGaN et le HEMT de référence présentent un pic d'électroluminescence commun, dans le rouge (autour de 2 eV). Le HEMT avec une barrière de confinement InGaN présente un pic supplémentaire d'EL à 2,65 eV (soit 467 nm), c'est-à-dire dans le bleu. Nous ne remarquons pas de pic d'électroluminescence autour de 3,4 eV, c'est-à-dire au niveau du gap du GaN. Notons que pour les deux transistors mesurés en EL (DH-HEMT et HEMT de référence), le courant de grille du transistor DH-HEMT présente une courbe en forme de cloche, contrairement au transistor HEMT de référence (Figure III.4-9 b). Nous avons rencontré ce cas de figure (pas de forme en cloche de I_{gs} mais spectre EL mesurée) à plusieurs reprises, autant sur les transistors HEMTs à barrière de confinement InGaN que sur ceux du HEMT de référence.

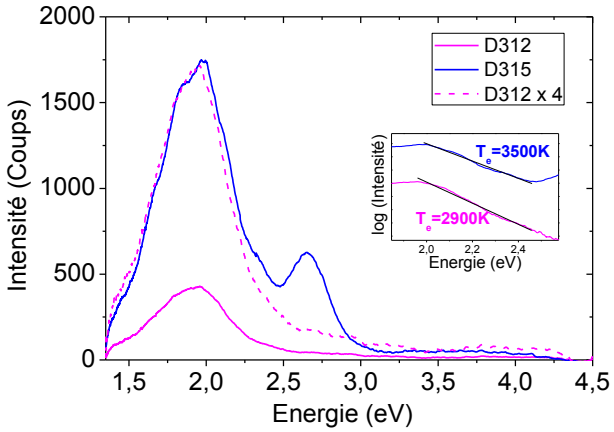

Figure III.4-10 : Spectre d'électroluminescence du DH-HEMT (bleu) et du HEMT de référence (magenta), sur un transistor de 3 µm x 150 µm et un espacement source-drain de 9 µm, polarisé à V_{gs} = 0 V et V_{ds} = 20 V. En encart se trouve la zone du pic rouge sur laquelle a été déterminée la température des électrons chauds.

L'EL a été mesurée sur plusieurs transistors le long d'un rayon du substrat du HEMT à barrière de confinement InGaN. L'énergie d'émission EL bleue, pour deux dimensions de transistors (L_{sd} = 9 µm et L_{sd} = 13 µm), est comparée à l'énergie de photoluminescence associée au gap de l'InGaN (Figure III.4-11). L'énergie du pic d'électroluminescence bleue suit la même allure le long du rayon du substrat que l'énergie de photoluminescence de l'InGaN. Ceci montre que l'électroluminescence à 2,65 eV est liée à une recombinaison électron-trou dans l'InGaN, proche de son énergie de gap. D'autre part, la Figure III.4-11 montre un décalage vers les basses énergies (on parle de décalage d'énergies vers le rouge) entre l'énergie de PL et l'énergie d'EL. Cela signifie que le champ électrique (vertical) dans l'InGaN est plus faible en PL qu'en EL. Le fait de polariser le DH-HEMT (c'est-à-dire appliquer un champ électrique longitudinal) ajoute donc un champ électrique vertical dans l'InGaN. A partir de l'écart en énergie entre EL et PL, nous avons calculé une augmentation du champ électrique $\Delta F^{PL\text{-}EL(Lsd=13\mu m)}$ = 152 kV/cm dans la couche InGaN pour le transistor avec un espacement source-drain de 13 µm et polarisé à V_{ds} = 20 V. De plus, le décalage vers le rouge est d'autant plus important, que

cc BY NC ND

le champ électrique vertical augmente, par exemple en réduisant la distance source-drain du transistor ($\Delta F^{PL\text{-}EL(Lsd=9\mu m)}$ = 307 kV/cm pour L_{sd} = 9 µm à V_{ds} = 20 V).

Killat *et al.* [25] ont mesuré l'EL émise par une structure HEMT AlGaN/GaN à barrière de confinement InGaN. Leur spectre d'EL est similaire à ce qui est observé sur nos échantillons. Comme dans notre étude, le pic d'EL dans le bleu correspond à l'énergie de bande interdite de l'InGaN, ce qui mène les auteurs à invoquer la présence d'un courant de trous, qui serait attribué, selon eux, à l'ionisation par impact.

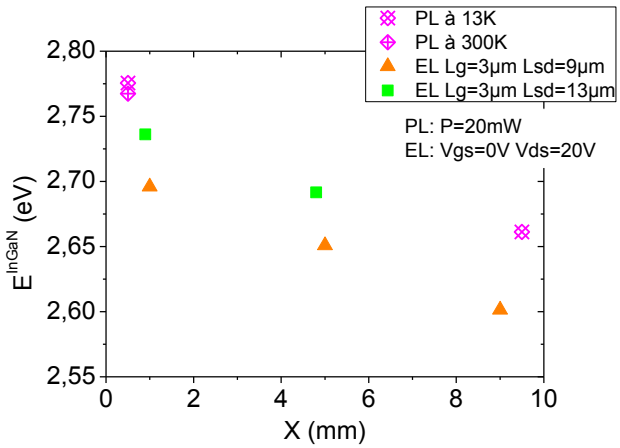

Figure III.4-11 : Energie de transition dans l'InGaN, proche du gap, mesuré par PL et EL (pour deux dimensions de transistors) le long d'un rayon du wafer. La PL a été réalisée à l'aide d'un laser Argon à fréquence doublée émettant à 244 nm.

Nous avons cherché dans la littérature une explication à l'origine du pic rouge d'électroluminescence des HEMTs AlGaN/GaN [26-31]. D'après les divers auteurs, la luminescence rouge observée est due à des électrons chauds. Pour certains, les électrons gagnent de l'énergie en s'échauffant et montent dans la vallée Γ pour atteindre un niveau énergétique supérieur. Les électrons relaxent ensuite dans la vallée centrale en émettant un photon et également un phonon optique pour la conservation du moment (on parle de transitions intra-vallées). D'autres, tels que Gütle *et al.* [31], expliquent que l'énergie gagnée par les électrons est supérieure au minimum des premières vallées satellites (vallées M-L), et qu'une interaction avec un phonon permet de les injecter dans l'une des vallées satellites (où ils ont une mobilité réduite). Les électrons relaxent l'énergie depuis les vallées satellites en émettant un photon et un phonon pour la conservation du moment. Dans ce cas, on parle de transitions inter-vallées. Ces deux mécanismes sont décrits par la Figure III.4-12. Quel que soit le mécanisme en jeu, pour tous ces auteurs, la luminescence du pic rouge ne vient pas de l'ionisation par impact du GaN. Toutefois, aucun auteur ne montre une caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$. Par ailleurs, plusieurs auteurs expliquent que la partie haute énergie du pic rouge d'EL présente une forme Maxwellienne c'est-à-dire que l'intensité dépendent de l'énergie de manière exponentielle, ce qui est typique de la luminescence d'électrons chauds [26-30, 32] :

BY NC ND

$$I_{EL} \propto exp(-E/kT)$$ **Equation III.4-1**

Ainsi, le coefficient directeur de la partie linéaire du logarithme de I_{EL} donne la température des électrons. De cette manière nous pouvons déterminer la température des électrons (encart de la Figure III.4-10) : 2900 K pour le HEMT de référence et 3500 K pour le DH-HEMT. Les températures mesurées sur nos échantillons sont plus élevées que celles répertoriées dans la littérature : par exemple Meneghini *et al.* [30] mesurent une température de 1900 K sur une structure HEMT et 2500 K pour le HEMT à barrière de confinement InGaN [25]. Pour les mêmes conditions de polarisation, les électrons seraient donc plus « chauds » dans la structure DH-HEMT en raison de la présence d'un champ électrique plus grand.

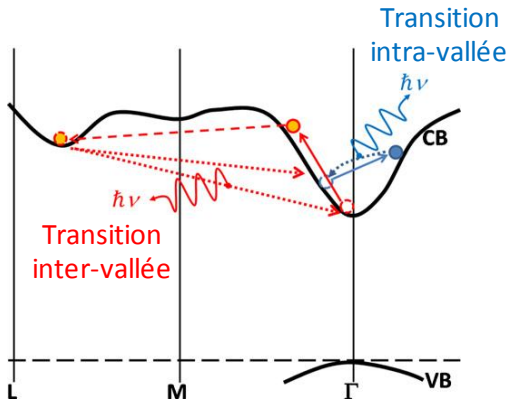

Figure III.4-12 : Représentation schématique de la bande de conduction du GaN montrant le phénomène d'électrons chauds à l'origine du pic rouge d'EL. Ce serait dû à des transitions intra-vallées (en bleu) ou inter-vallées (en rouge) [31].

La Figure III.4-13 compare les intensités des pics bleu et rouge du HEMT à barrière de confinement InGaN, en fonction de V_{gs} et V_{ds}, pour deux dimensions de transistors : L_{sd} = 9 µm et L_{sd} = 13 µm. Pour un V_{ds} suffisamment élevé pour obtenir une EL, l'allure de l'intensité IEL en fonction de V_{gs} (Figure III.4-13 a) ressemble à une caractéristique de transfert. Lorsque le canal est pincé (V_p = -5,1 V), les porteurs ne circulent pas dans le canal et aucun signal d'EL n'est détecté. Pour -5 V < V_{gs} < -2 V, l'intensité d'EL augmente linéairement avec la densité des porteurs circulant dans le canal. Enfin, lorsque V_{gs} > -2 V, l'IEL semble atteindre un pallier qui serait dû à une diminution du champ électrique en sortie de grille, comme l'ont expliqué Meneghini *et al.* [30]. D'autre part, l'intensité d'EL augmente de manière non linéaire en fonction de V_{ds} (Figure III.4-13 b). Notons que l'allure de l'intensité d'EL en fonction de V_{ds} est très différente d'une caractéristique de sortie $I_{ds}(V_{ds})$, étant donné qu'il faut que V_{ds} soit suffisamment élevée pour que les électrons acquièrent l'énergie nécessaire à l'apparition du phénomène. De plus, on voit que réduire la distance source-drain augmente le champ électrique moyen dans le canal, et l'IEL est plus élevée. Ceci laisse penser qu'une IEL élevée révèle un champ électrique moyen élevé dans le canal (entre grille et drain). L'IEL du HEMT de référence est 4 fois moins intense que celle du HEMT avec une barrière de confinement InGaN

BY NC ND

(Figure III.4-10), et laisse donc penser que le champ électrique moyen du canal du HEMT de référence est moins élevé que celui du DH-HEMT, confirmant ainsi le fait que la barrière de confinement InGaN ajoute un champ électrique dans le canal.

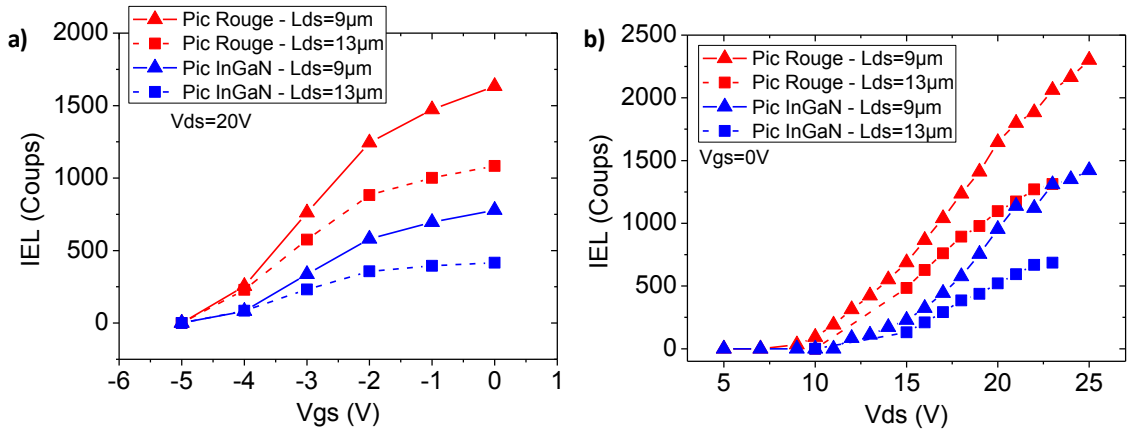

Figure III.4-13 : Intensité d'électroluminescence des pics rouge et bleu du HEMT à barrière de confinement InGaN, pour deux espacements source-drain des transistors avec une grille de 3 µm.

Les Figure III.4-13 a) et b) montrent que les pics bleu et rouge ont le même type de dépendance avec V_{ds} et V_{gs}. Il semble donc y avoir un point commun à l'origine des pics : le champ électrique élevé. A titre récapitulatif, nous avons vu que le champ électrique moyen dans le canal GaN du DH-HEMT est plus important que celui du HEMT de référence (dû à la présence de la barrière de confinement InGaN). A ceci s'ajoute le fait que polariser le DH-HEMT augmente le champ électrique dans l'InGaN, ce qui est d'autant plus marquant lorsque la distance source-drain de transistor diminue. De plus, la Figure III.4-13 montre que l'IEL est plus importante pour les deux pics (rouge et bleu) lorsque la distance source-drain diminue. Ces considérations sont compatibles avec l'interprétation que, dans le GaN, les électrons chauds relaxent l'énergie gagnée via des transitions inter ou intra-vallées, ce qui donne naissance au pic rouge d'électroluminescence.

Ensuite, pour le DH-HEMT, nous remarquons que le pic d'EL rouge apparaît avant le pic bleu lorsque V_{ds} (ou V_{gs}) augmente (Figure III.4-13). Ceci laisse penser que deux mécanismes coexistent dans le DH-HEMT : dans un premier temps, pour un champ électrique suffisamment important, les électrons chauds dans le canal GaN relaxent leur énergie par des transitions inter ou intra-vallées ; et dans un second temps, pour un champ électrique plus élevé, on observe de l'ionisation par impact dans le puits quantique InGaN dans lequel les électrons et les trous confinés se recombinent pour donner naissance à un pic d'électroluminescence dans le bleu. On peut penser que si l'ionisation par impact avait lieu dans le canal GaN, des électrons et des trous pourraient se recombiner et émettre des photons à l'énergie du gap de GaN. De plus, si l'ionisation par impact avait lieu dans le canal GaN, le pic bleu serait visible en premier dans le cas du DH-HEMT, d'une part parce que $E_g^{InGaN}<E_g^{GaN}$, et d'autre part, parce que les trous crées dans le canal GaN pourraient être transférés dans l'InGaN (de

BY NC ND

manière à minimiser leur énergie), ce qui engendrerait des recombinaisons avec des électrons libres dans l'InGaN. Or ce n'est pas ce que nous observons. Par ailleurs, l'ionisation par impact dans le canal GaN semble peu probable car nous avons rencontré le cas de figure où un signal d'EL a été mesuré avec et sans présence de cloche sur le courant I_{gs}, ceci aussi bien pour la structure HEMT de référence que pour le DH-HEMT. Dans notre cas, le courant I_{gs} en forme en cloche et l'électroluminescence semblent faire appel à des mécanismes indépendants.

Pour terminer cette partie sur l'électroluminescence, l'énergie des pics d'EL rouge et bleu ont été représentés sur la Figure III.4-14, en fonction de V_{gs} (a) et V_{ds} (b). Pour une tension V_{ds} suffisamment élevée pour observer la relaxation des électrons chauds (V_{ds} = 20 V), nous constatons, lorsque la grille est polarisée en inverse (Figure III.4-14 a), que les énergies des pics d'EL bleu et rouge se décalent donc vers les hautes énergies (blue shift), ce qui confirme que le champ électrique dans le puits d'InGaN ainsi que celui du canal GaN diminuent (si l'effet de la température est négligé). De plus, lorsque la polarisation drain-source est suffisamment élevée (Figure III.4-14 b), l'énergie du pic rouge d'EL est indépendante de V_{ds} ; par contre l'énergie d'EL du pic bleu diminue lorsque V_{ds} augmente, ce qui traduit l'échauffement de la structure : le champ électrique dans le puits quantique d'InGaN augmente et l'énergie de recombinaison électron-trou proche du gap de l'InGaN diminue. Les dimensions du transistor influent uniquement sur le pic d'EL bleu : un décalage vers les basses énergies est observable quand la distance source-drain diminue (Figure III.4-14 a et b). Ceci confirme la tendance observée sur la Figure III.4-11. Les constatations tirées de la Figure III.4-14 confirment le fait que deux mécanismes, donnant lieu à de l'électroluminescence, coexistent : les électrons chauds dans le canal GaN et l'ionisation par impact dans le puits quantique InGaN.

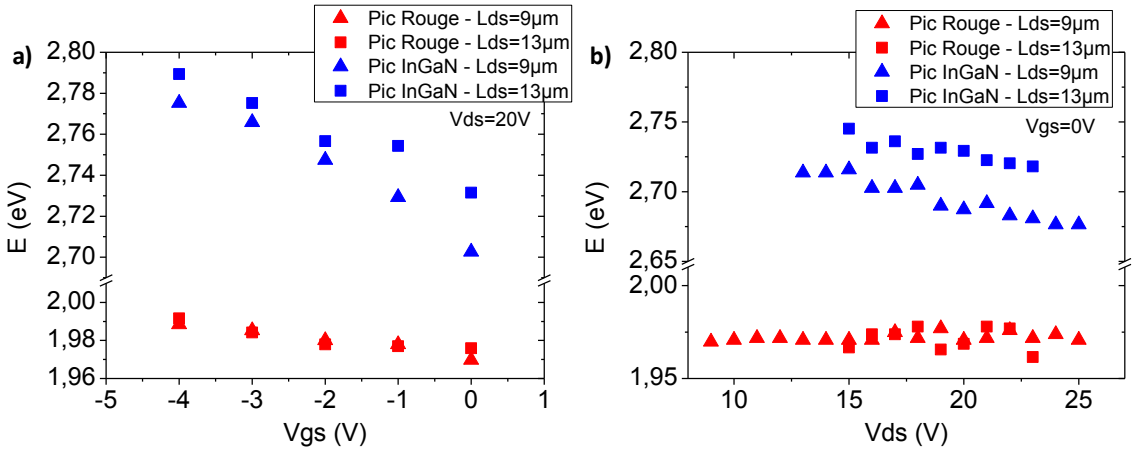

Figure III.4-14 : Energie des pics d'électroluminescence bleu et rouge, en fonction de a) V_{gs} et b) V_{ds}, ceci pour deux dimensions espacements source-drain : 9 et 13 µm.

BY NC ND

III.5. Conclusions

Cette étude a porté sur les barrières de confinement AlGaN et InGaN. Notons qu'il existe également des barrières de confinement AlN [33]. Bien que ces deux types de barrières de confinement soient employés dans le même but, à savoir améliorer le confinement du gaz 2D, elles n'agissent pas de la même manière sur le transistor. Après avoir vérifié la bonne qualité cristalline de ces structures, nous avons vu que la barrière de confinement AlGaN augmente légèrement la densité de dislocations contrairement à une barrière de confinement InGaN qui est pseudomorphique sur buffer GaN. De plus, nous nous sommes assurés que l'indium ne ségrégait pas dans le canal.

Les caractérisations électriques montrent qu'une barrière de confinement AlGaN diminue la densité de porteurs dans le gaz 2D mais également la mobilité des électrons, ceci résultant en une augmentation drastique de la résistance de feuille. Toutefois, ajouter une barrière de confinement AlGaN permet de réduire la fuite de la couche tampon, d'améliorer la pente sous le seuil et donc le contrôle du gaz 2D. Enfin, le rapport $I_{ds}^{ON/OFF}$ est augmenté d'un facteur 100. L'effet de la barrière de confinement serait sûrement moins handicapant sur la densité de porteurs pour des teneurs en aluminium dans la barrière supérieures à 30%, ou pour une épaisseur de barrière supérieure à 20 nm (bien que ce type d'épaisseur ne soit pas recherché pour des applications hautes fréquences). Ceci est confirmé par les dernières structures épitaxiées : PTC751 et PTC752. Il s'agit de DH-HEMTs AlGaN/GaN avec une distance grille-gaz 2D identique (11,5 nm) : PTC751 possède un cap de 0,5 nm et une barrière de 10 nm tandis que PTC752 a une épaisseur de cap de 2 nm et une barrière de 8,5 nm. La teneur en aluminium des barrières est de 50%. La barrière de confinement AlGaN a été épitaxiée dans les mêmes conditions que PTC574, PTC588 et PTC592, et consiste en 1,5 µm d'$Al_{0,05}Ga_{0,95}N$. PTC751 présente une densité de porteurs (mesurée par C-V à bille de mercure) de l'ordre de 1,5 x 10^{13} cm^{-2} tandis que pour PTC752 N_s = 1,1 x 10^{13} cm^{-2}.

L'ajout d'une barrière de confinement InGaN épitaxiée par MBE-NH_3 n'a pas d'influence sur la mobilité des électrons, contrairement à ce qui a été rapporté par d'autres auteurs [3, 34, 35]. Cependant, la barrière de confinement InGaN diminue la densité de porteurs et augmente raisonnablement la résistance de feuille puisqu'elle reste inférieure à la valeur limite de 470 Ω/sq fixée au chapitre II. Pour voir l'effet de la barrière de confinement sur les caractéristiques des transistors, il est nécessaire de réduire considérablement le rapport d'aspect $L_g/d_{g\text{-}2DEG}$. De la sorte, nous cherchons à nous placer en deçà de la limite à partir de laquelle le transistor subit l'effet canal de court puisque la barrière de confinement InGaN est sensée repousser cette limite. Des transistors avec une longueur de grille de 400 nm ont été réalisés pour la première fois au CRHEA. La barrière de confinement InGaN permet de bloquer les électrons dans le canal, améliorant ainsi le confinement

BY NC ND

du gaz 2D, mais pas nécessairement la modulation du courant (donc la transconductance) car la fuite du buffer était élevée. Rappelons que les conditions de croissance des buffers GaN et des barrières de confinement InGaN sont celles généralement utilisées pour des puits quantiques pour l'émission de photons (diodes électroluminescentes). Il se peut que ces conditions de croissance ne soient pas optimales pour la présente application.

Un problème avec la cellule d'aluminium ne nous a pas vraiment permis d'étudier l'effet de l'épaisseur du canal d'un HEMT à barrière de confinement InGaN, car les structures HEMTs n'étaient pas identiques.

Enfin, la barrière de confinement InGaN permet de mesurer un courant de trous à travers l'électroluminescence, qui serait dû à l'ionisation par impact dans l'InGaN et donne naissance à des transitions inter-bande au niveau du gap de l'InGaN. Le mécanisme d'ionisation par impact dans l'InGaN coexiste avec le mécanisme d'électrons chauds dans le canal GaN, qui donne lieu à des transitions inter et/ou intra-vallées. Ce dernier mécanisme est visible aussi bien sur le DH-HEMT que sur le HEMT de référence. Ces deux mécanismes sont indépendants, tous deux ne dépendent que du champ électrique élevé dans la structure. La barrière de confinement InGaN a pour effet d'ajouter un champ électrique dans le canal, ce qui améliore le confinement du gaz 2D.

En l'état, il est encore difficile de conclure sur le choix du type de barrière de confinement à utiliser pour des applications de puissance à haute fréquence. Quoi qu'il en soit, avoir recours à une barrière de confinement semble indispensable pour monter en fréquence avec des transistors à grille submicronique.

BY NC ND

III.6. Bibliographie

[1] A. Endoh, Y. Yamashita, K. Ikeda, M. Higashiwaki, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamizu, and T. Mimura, "Fabrication of sub-50-nm-gate i-AlGaN/GaN HEMTs on sapphire," *physica status solidi (c),* vol. 0, pp. 2368-2371, 2003.

[2] N. Maeda, T. Saitoh, K. Tsubaki, T. Nishida, and N. Kobayashi, "Enhanced electron mobility in AlGaN/InGaN/AlGaN double-heterostructures by piezoelectric effect," *Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters,* vol. 38, pp. L799-L801, 1999.

[3] J. Liu, Y. G. Zhou, J. Zhu, K. M. Lau, and K. J. Chen, "AlGaN/GaN/InGaN/GaN HEMTs with an InGaN-notch," *Physica Status Solidi C* vol. 3, pp. 2312-2316, 2006.

[4] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "AlGaN/GaN high electron mobility transistors with InGaN back-barriers," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 27, pp. 13 - 15, 2006.

[5] T. Palacios, Y. Dora, A. Chakraborty, C. Sanabria, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Optimization of AlGaN/GaN HEMTs for high frequency operation," *physica status solidi (a),* vol. 203, pp. 1845-1850, 2006.

[6] D. S. Lee, X. Gao, S. P. Guo, and T. Palacios, "InAlN/GaN HEMTs With AlGaN Back Barriers," *Ieee Electron Device Letters,* vol. 32, pp. 617-619, 2011.

[7] F. Medjdoub, M. Zegaoui, B. Grimbert, D. Ducatteau, N. Rolland, and P. A. Rolland, "First Demonstration of High-Power GaN-on-Silicon Transistors at 40 GHz," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 33, pp. 1168-1170, 2012.

[8] N. Grandjean and J. Massies, "Real time control of InxGa1-xN molecular beam epitaxy growth," *Applied Physics Letters,* vol. 72, pp. 1078-1080, 1998.

[9] M. Mesrine, N. Grandjean, and J. Massies, "Efficiency of NH3 as nitrogen source for GaN molecular beam epitaxy," *Applied Physics Letters,* vol. 72, pp. 350-352, 1998.

[10] B. Damilano, "Nanostructures (Ga,In,Al)N : croissance par épitaxie sous jets moléculaires, propriétés optiques, application aux diodes électroluminescentes," Thèse de doctorat, Université Nice-Sophia Antipolis, 2001.

[11] B. Damilano, N. Grandjean, S. Vezian, and J. Massies, "InGaN heterostructures grown by molecular beam epitaxy: from growth mechanism to optical properties," *Journal of Crystal Growth,* vol. 227, pp. 466-470, 2001.

[12] B. Damilano, N. Grandjean, J. Massies, L. Siozade, and J. Leymarie, "InGaN/GaN quantum wells grown by molecular-beam epitaxy emitting from blue to red at 300 K," *Applied Physics Letters,* vol. 77, pp. 1268-1270, 2000.

[13] A. Dussaigne, B. Damilano, N. Grandjean, and J. Massies, "In surface segregation in InGaN/GaN quantum wells," *Journal of Crystal Growth,* vol. 251, pp. 471-475, 2003.

[14] V. Potin, E. Hahn, A. Rosenauer, D. Gerthsen, B. Kuhn, F. Scholz, A. Dussaigne, B. Damilano, and N. Grandjean, "Comparison of the In distribution in InGaN/GaN quantum well structures grown by molecular beam epitaxy and metalorganic vapor phase epitaxy," *Journal of Crystal Growth,* vol. 262, pp. 145-150, 2004.

[15] B. Damilano, A. Dussaigne, J. Brault, T. Huault, F. Natali, P. Demolon, P. De Mierry, S. Chenot, and J. Massies, "Monolithic white light emitting diodes using a (Ga,InN/GaN multiple quantum well light converter," *Applied Physics Letters,* vol. 93, 2008.

[16] B. Damilano, P. Demolon, J. Brault, T. Huault, F. Natali, and J. Massies, "Blue-green and white color tuning of monolithic light emitting diodes," *Journal of Applied Physics,* vol. 108, 2010.

[17] Y. Y. Xia, J. Brault, B. Damilano, S. Chenot, P. Vennegues, M. Nemoz, M. Teisseire, M. Leroux, R. Obrecht, I. C. Robin, J. L. Santailler, G. Feuillet, and J. M. Chauveau, "Blue Light-Emitting Diodes Grown on ZnO Substrates," *Applied Physics Express,* vol. 6, 2013.

[18] S. Vézian, "Application de la microscopie à sonde locale à l'étude de la surface de GaN (0001) " Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Anitpolis, Valbonne, 2000.

[19] Y. Cordier, F. Pruvost, F. Semond, J. Massies, M. Leroux, P. Lorenzini, and C. Chaix, "Quality and uniformity assessment of AlGaN/GaN quantum wells and HEMT heterostructures grown by molecular beam epitaxy with ammonia source," *physica status solidi (c),* vol. 3, pp. 2325-2328, 2006.

[20] J. Antoszewski, M. Gracey, J. M. Dell, L. Faraone, T. A. Fisher, G. Parish, Y.-F. Wu, and U. K. Mishra, "Scattering mechanisms limiting two-dimensional electron gas mobility in Al[sub 0.25]Ga[sub 0.75]N/GaN modulation-doped field-effect transistors," *Journal of Applied Physics,* vol. 87, pp. 3900-3904, 2000.

[21] Y. Cordier, F. Semond, M. Hugues, F. Natali, P. Lorenzini, H. Haas, S. Chenot, M. Laügt, O. Tottereau, P. Vennegues, and J. Massies, "AlGaN/GaN/AlGaN DH-HEMTs grown by MBE on Si(111)," *Journal of Crystal Growth,* vol. 278, pp. 393 - 396, 2005.

[22] F. Medjdoub, M. Zegaoui, B. Grimbert, N. Rolland, and P.-A. Rolland, "Effects of AlGaN Back Barrier on AlN/GaN-on-Silicon High-Electron-Mobility Transistors," *Applied Physics Express,* vol. 4, p. 124101, 2011.

[23] G. H. Jessen, R. C. Fitch, J. K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D. J. Denninghoff, M. Trejo, and E. R. Heller, "Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on,* vol. 54, pp. 2589-2597, 2007.

[24] B. Brar, K. Boutros, R. E. DeWarnes, V. Tilak, R. Shealy, and L. Eastman, "Impact ionization in high performance AlGaN/GaN HEMTs," in *High Performance Devices, 2002. Proceedings. IEEE Lester Eastman Conference on*, 2002, pp. 487-491.

[25] N. Killat, M. Tapajna, M. Faqir, T. Palacios, and M. Kuball, "Evidence for impact ionisation in AlGaN/GaN HEMTs with InGaN back-barrier," *Electronics Letters,* vol. 47, pp. 405-406, 2011.

[26] N. Shigekawa, K. Shiojima, and T. Suemitsu, "Electroluminescence characterization of AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors," *Applied Physics Letters,* vol. 79, pp. 1196-1198, 2001.

[27] N. Shigekawa, K. Shiojima, and T. Suemitsu, "Optical study of high-biased AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors," *Journal of Applied Physics,* vol. 92, pp. 531-535, 2002.

[28] J. W. Pomeroy, M. Kuball, M. J. Uren, K. P. Hilton, R. S. Balmer, and T. Martin, "Insights into electroluminescent emission from AlGaN/GaN field effect transistors using micro-Raman thermal analysis," *Applied Physics Letters,* vol. 88, 2006.

[29] G. Meneghesso, G. Verzellesi, F. Danesin, F. Rampazzo, F. Zanon, A. Tazzoli, M. Meneghini, and E. Zanoni, "Reliability of GaN High-Electron-Mobility Transistors: State of the Art and Perspectives," *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on,* vol. 8, pp. 332-343, 2008.

[30] M. Meneghini, A. Stocco, N. Ronchi, F. Rossi, G. Salviati, G. Meneghesso, and E. Zanoni, "Extensive analysis of the luminescence properties of AlGaN/GaN high electron mobility transistors," *Applied Physics Letters,* vol. 97, 2010.

[31] F. Gütle, V. M. Polyakov, M. Baeumler, F. Benkhelifa, S. Müller, M. Dammann, M. Cäsar, R. Quay, M. Mikulla, J. Wagner, and O. Ambacher, "Radiative inter-valley transitions as a dominant emission mechanism in AlGaN/GaN high electron mobility transistors," *Semiconductor Science and Technology,* vol. 27, p. 125003, 2012.

[32] N. Shigekawa, T. Enoki, T. Furuta, and H. Ito, "Electroluminescence measurement of InAlAs/InGaAs HEMTs lattice-matched to InP substrates," in *Indium Phosphide and Related Materials, 1996. IPRM '96., Eighth International Conference on*, 1996, pp. 681-684.

[33] X. Kong, K. Wei, G. G. Liu, X. Y. Liu, C. M. Wang, and X. L. Wang, "Improved Performance of Highly Scaled AlGaN/GaN High-Electron-Mobility Transistors Using an AlN Back Barrier," *Applied Physics Express,* vol. 6, 2013.

[34] B. Sarikavak-Lisesivdin, S. B. Lisesivdin, and E. Ozbay, "The effect of InxGa1−xN back-barriers on the dislocation densities in Al0.31Ga0.69N/AlN/GaN/InxGa1−xN/GaN heterostructures (0.05 ≤ x ≤ 0.14)," *Current Applied Physics,* vol. 13, pp. 224-227, 2013.

[35] J. Tang, X. Wang, H. Xiao, J. Ran, C. Wang, X. Wang, G. Hu, and J. Li, "AlGaN/GaN/InGaN/GaN DH-HEMTs structure with an AlN interlayer grown by MOCVD," *physica status solidi (c),* vol. 5, pp. 2982-2984, 2008.

BY NC ND

Chapitre IV : Etude de passivation

IV.1. Introduction **142**

IV.2. Etude de passivation **143**

IV.2.a. Structures étudiées 144
IV.2.b. Propriétés de transport 146
IV.2.c. Isolation électrique 151
IV.2.d. Caractérisation en régime statique 152
IV.2.e. Caractérisation en régime pulsé 153
IV.2.f. Conclusion 154

IV.3. Caractérisations des transistors à grilles courtes **156**

IV.3.a. HEMTs AlGaN/GaN 156
IV.3.b. HEMTs InAlN/GaN 158

IV.4. Conclusions **160**

IV.5. Bibliographie **161**

BY NC ND

IV.1. Introduction

Les HEMTs à base de GaN sont particulièrement sensibles aux états de surface, tels que l'ont montré plusieurs auteurs [1, 2]. Par exemple, les états de surface sont impactés par l'humidité environnante [3], par l'oxydation de surface [4]… Cette sensibilité peut être mise à profit pour réaliser des bio-détecteurs [5], des capteurs de gaz [6], etc. Les états de surface sont à l'origine de la dégradation du courant de drain (collapse) et c'est l'un des principaux facteurs limitants de l'électronique de puissance des HEMTs à base de GaN. Les liaisons pendantes, les dislocations émergeantes, les ions adsorbés dus à l'environnement ambiant introduisent des niveaux de pièges en surface qui capturent les électrons injectés par la grille et déplètent ainsi le canal dans la région où un fort champ électrique est présent, entre la grille et le drain du transistor. Ce processus est équivalent à une grille virtuelle, difficilement contrôlable. De plus, les états de surface peuvent occasionner des courants de fuite de grille élevés. Dans ce contexte, on cherche à éliminer ces effets en déposant une couche de passivation à la surface du HEMT (pour réduire les effets entre grille et drain), et une couche de passivation (et d'isolation) de grille, sous la grille, pour réduire le courant de fuite de grille. Ce dernier cas constitue non plus un HEMT passivé mais un MIS-HEMT (metal on insulator HEMT). Une passivation efficace est donc primordiale. De plus, la passivation doit avoir :

1) une constante diélectrique faible pour introduire une capacité faible et réduire les capacités parasites,
2) une largeur de bande interdite élevée pour générer une large discontinuité de bande pour un bon confinement des porteurs.

Dans la première partie du chapitre nous allons donc mener une étude de passivation (préparation de la surface + diélectrique) afin de déterminer ce qui fonctionne le mieux sur nos structures.

Dans la deuxième partie du chapitre, afin de confirmer les conclusions tirées des chapitres précédents, nous présenterons les résultats en hyper-fréquence et en puissance obtenus pour des transistors à grille courte (<300 nm) grâce à notre étroite collaboration avec l'IEMN.

BY NC ND

IV.2. Etude de passivation

Les principaux diélectriques utilisés comme couche de passivation sont les nitrures (SiN, AlN…) et les oxydes (SiO_2, Al_2O_3, Ga_2O_3, HfO_2…). La couche diélectrique est souvent un matériau amorphe car les joints de grain d'un matériau cristallin favorisent le passage des charges ou les états de pièges, réduisant ainsi l'efficacité du diélectrique [7].

Notre étude de passivation va porter sur le SiN. La passivation SiN a fait ses preuves pour augmenter les performances en puissance des HEMTs [2, 8]. La méthode de dépôt a son importance, et en particulier la température. Un dépôt haute température (>1000°C) peut occasionner la diffusion du silicium dans le cap ou dans la barrière [9]. Cependant, il a été démontré qu'un dépôt SiN *in situ*, c'est-à-dire dans le bâti de croissance, juste après l'épitaxie du HEMT, est de meilleure efficacité qu'un dépôt *ex situ* [10, 11]. En effet, ceci évite l'exposition de la surface du HEMT à l'air et empêche ainsi la contamination de la surface, la formation d'un oxyde de surface, et la variabilité de la charge de surface [12]. De plus, en figeant les atomes III à la surface du HEMT en fin de croissance, le dépôt *in situ* permet une meilleure gestion de la contrainte dans la barrière, ce qui permet de repousser l'épaisseur critique de relaxation de la barrière [10]. Cela a été démontré pour de la croissance MOCVD. Dans la présente étude nous n'avons pas pu réaliser ce type de dépôt *in situ*. Une attention particulière est portée sur l'épaisseur de SiN déposé : pour des applications allant des bandes Ka jusqu'à W, une fine couche de passivation SiN est préférée à cause des capacités parasites (fringe capacitances) [12]. De plus, Pei *et al.* ont démontré la nécessité de recouvrir la fine couche de SiN par une couche à plus faible constante diélectrique (telle que le SiO_2) pour réduire l'ionisation induite par l'air. Notre étude de passivation portera également sur le bicouche SiN/SiO_2. Enfin, nous étudierons l'effet du prétraitement avant passivation, qui a pour but d'éliminer les contaminations carbone et oxygène, espèces majoritairement présentes, avec le silicium, à la surface des HEMTs à base de GaN. La littérature recense des techniques de nettoyage par voie chimique avec des acides [13, 14], par recuit sous vide ou en présence de gaz [13, 14], ou encore par voie plasma [15-17]. Nous verrons les effets des prétraitements des plasmas N_2O, NH_3 et CHF_3. D'après la littérature, le plasma N_2 réagit avec le carbone et les halogènes [14], et le plasma oxygène réagit avec le carbone également [15]. Combiner ces deux plasmas en un plasma N_2 « oxygéné » permettrait de passiver les lacunes d'azote (grâce au N_2) et de réduire le courant de fuite (grâce à l'oxygène) [7]. Le prétraitement NH_3 permettrait à son tour d'éliminer la contamination carbone [18]. Quant au plasma CF_4, il est connu pour réagir avec l'oxygène [15], et combiné à l'hydrogène, il permettrait de passiver les défauts responsables d'un dopage résiduel de type *n* [19].

BY NC ND

IV.2.a. Structures étudiées

Les couches de passivation ont été déposées par dépôt en phase vapeur assisté par plasma (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition - PECVD) à une température de 340°C. La passivation a été réalisée à l'IEMN où le procédé a précédemment été développé sur des HEMTs AlGaN/GaN. Pour cette étude, nous avons sélectionné les structures suivantes :

- PTC561, PTC567, PTC573, PTC464, T2298, T2300 ont fait l'objet d'une passivation de surface, c'est-à-dire que les composants réalisés au préalable ont été recouverts d'une couche de passivation. Il a juste fallu ouvrir la couche de passivation au niveau des plots de contact. Nous les appelons HEMTs passivés (Figure IV.2-1).
- PTC588 et PTC592 sont des MIS-HEMTs comme décrit dans le chapitre III.

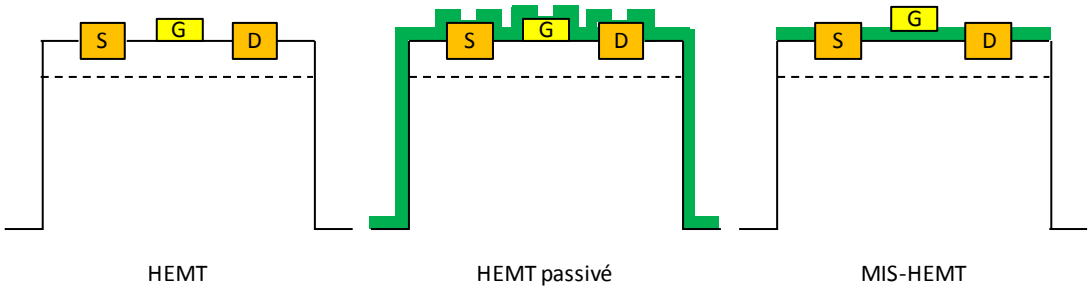

Figure IV.2-1 : Représentation schématique en section d'une technologie HEMT, HEMT passivé et MIS-HEMT. La couche verte représente la couche de passivation.

Toutes les structures étudiées sont résumées dans le Tableau IV.2-1 : en rouge se trouvent les HEMTs passivés avec 50 nm de SiN et en orange les HEMTs passivés avec 50 nm de SiN avec un prétraitement préalable CHF_3 ou N_2O. L'échantillon en violet (PTC567b) concerne l'étude de l'effet de l'épaisseur du SiN avec un prétraitement N_2O. L'effet du bicouche 50 nm SiN/100 nm SiO_2 pour deux types de prétraitement est étudié avec les échantillons en vert. Enfin, les MIS-DH-HEMTs (PTC588 et PTC592) sont recouverts par 50 nm de SiN sans prétraitement (bleu).

BY NC ND

	Nom échantillon	Cap	Barrière	Back-barrière	Pré-traitement	Types de passivation
HEMTs passivés	PTC464	2nm GaN	3nm AlN	-	-	50nm SiN
	PTC545	3nm GaN	18nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	-	50nm SiN
	T2298	-	7nm $In_{0,135}Al_{0,865}N$	-	-	50nm SiN
	T2300	2nm	7nm $In_{0,14}Al_{0,86}N$	-	-	50nm SiN
	T2298b	-	7nm $In_{0,135}Al_{0,865}N$	-	CHF_3	50nm SiN
	T2300b	2nm	7nm $In_{0,14}Al_{0,86}N$	-	CHF_3	50nm SiN
	PTC561b	3nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	N_2O	50nm SiN
	PTC567b	0,5nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	N_2O	150nm SiN
	PTC561a	3nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	N_2O	50nm SiN/ 100nm SiO_2
	PTC567a	0,5nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	N_2O	50nm SiN/ 100nm SiO_2
	PTC573a	0,5nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	N_2O/NH_3	50nm SiN/ 100nm SiO_2
	PTC573b	0,5nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	-	NH_3/N_2O	50nm SiN/ 100nm SiO_2
MIS-HEMTs	PTC588	0,5nm GaN	2,5nm AlN	$Al_{0,05}Ga_{0,95}N$	-	50nm SiN
	PTC592	0,5nm GaN	3nm AlN	$Al_{0,05}Ga_{0,95}N$	-	50nm SiN

Tableau IV.2-1 : Tableau récapitulatif des couches de passivation testées, sur des HEMTs ou MIS-HEMTs.

Nous avons constaté, avec le microscope optique, que les prétraitements NH_3/N_2O et N_2O/NH_3 ont été fatals pour les contacts : des bulles se sont formées au niveau des contacts de grille Ni/Au sur la Figure IV.2-2 a) et la Figure IV.2-2 b) montre que les contacts ont été arrachés par endroits. Ceci n'a pas été observé avec des prétraitements N_2O. Nous supposons donc que l'ammoniac est responsable de cette dégradation, en réagissant avec l'or des contacts. Les contacts sont d'autant plus dégradés lorsque l'ammoniac est appliqué en premier (PTC573b) (Figure IV.2-2 b).

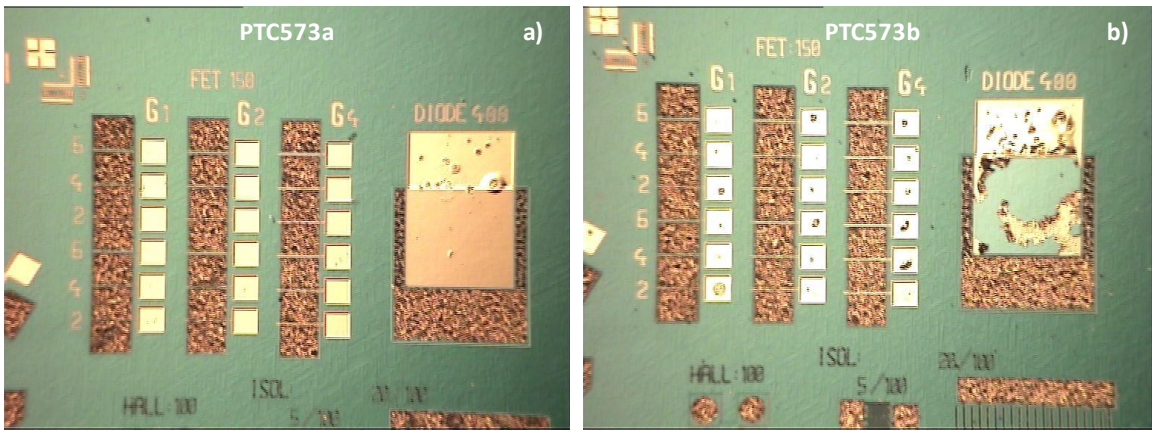

Figure IV.2-2 : Observation au microscope optique des échantillons PTC573a et b après prétraitement respectifs N_2O/NH_3 et NH_3/N_2O suivit du bicouche 50nm SiN/100nm SiO_2.

BY NC ND

IV.2.b. Propriétés de transport

Les trèfles de Van der Pauw ont été mesurés avant et après passivation, de manière à comparer l'effet de la passivation et des différents types de passivation sur les propriétés de transport.

HEMTs passivés

Quel que soit le type de passivation, la densité de porteurs présente une augmentation après passivation. Nous remarquons que la passivation avec 50 nm de SiN engendre la plus faible amplitude de variation au niveau de la densité de porteurs (Figure IV.2-3 a, b et c), excepté pour l'échantillon PTC464 (HEMT AlN/GaN) qui est particulièrement sensible aux états de surface comme nous l'avons démontré au chapitre II. Le prétraitement CHF_3 suivi de 50nm de SiN ne semble pas avoir d'effet notable par rapport à une passivation SiN sans prétraitement sur les HEMTs InAlN/GaN (Figure IV.2-3 b). Par contre, le prétraitement N_2O suivi de 50 nm de SiN augmente N_s, comme on peut le voir quand on compare PTC545 à PTC561b. Enfin la densité du gaz 2D des HEMTs AlGaN/GaN augmente de la même manière avec un prétraitement N_2O et 50 nm SiN, lorsque la couche de SiN est épaissie (150 nm), et en présence du bicouche SiN/SiO_2, que ce soit avec un prétraitement simple N_2O ou bien N_2O/NH_3 - NH_3/N_2O.

D'une manière générale, la résistance de feuille R_{sh}, est réduite après passivation, sauf pour la structure HEMT InAlN/GaN avec un cap de 2nm de GaN (T2300 et T2300b) qui conserve la même résistance de feuille avant et après la passivation SiN, avec et sans prétraitement CHF_3 (Figure IV.2-3 d et e). Il n'en est pas de même pour le HEMT InAlN/GaN sans cap pour lequel le prétraitement induit une diminution de la résistance de feuille. On ne peut rien dire sur l'influence de l'épaisseur de SiN en présence du prétraitement N_2O (Figure IV.2-3 d et e : PTC561b vs PTC567b), de même pour le bicouche SiN/SiO_2 (Figure IV.2-3 f) car les effets sont comparables. Rappelons que PTC573 et PTC567 possèdent les mêmes épaisseurs de cap et de barrières, et PTC567a, PTC573 a et b sont recouverts d'un bicouche 50 nm SiN/100 nm SiO_2 comme couche de passivation. Ce qui les distingue est le prétraitement. On remarque que l'utilisation de NH_3 engendre une réduction de résistance de feuille d'amplitude moins significative (échantillon PTC567a sans NH_3 (Figure IV.2-3 f)).

BY NC ND

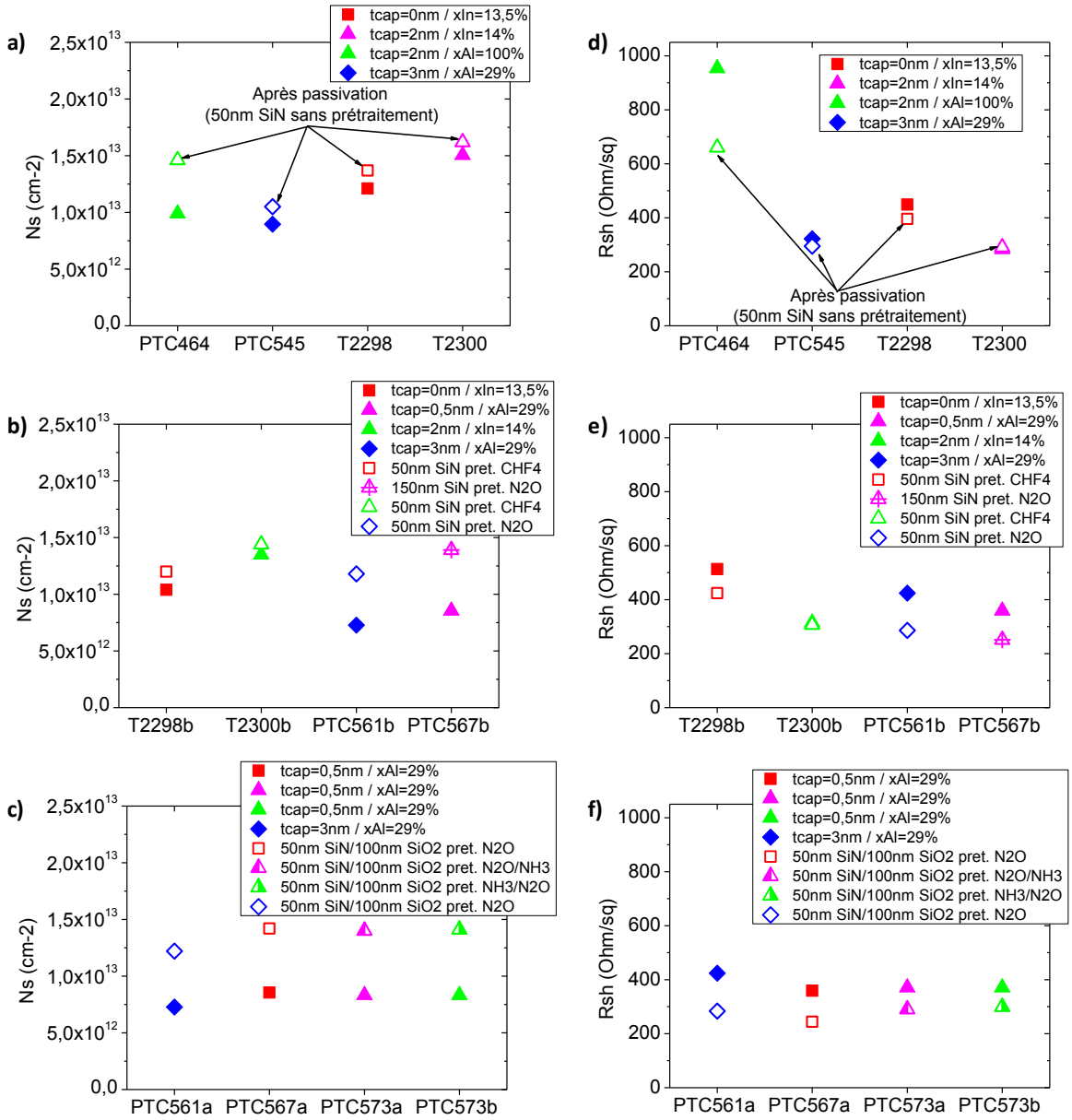

Figure IV.2-3 : Effet des divers types de passivations sur la densité de porteurs et la résistance de feuille du gaz 2D, mesurées sur des trèfles de Van der Pauw. Les motifs ouverts correspondent aux mesures après passivation.

De ces mesures est déduite la mobilité des porteurs (Figure IV.2-4). La mobilité de PTC464 et T2298 est inchangée avec la passivation de 50 nm de SiN. Par contre, elle chute légèrement pour PTC545 et T2300. Le prétraitement CHF_3 n'influe non pas sur la mobilité du HEMT InAlN/GaN avec un cap, mais sur le HEMT InAlN/GaN sans cap où ce prétraitement induit une légère augmentation de la mobilité. Quand on compare deux passivations de 50 nm de SiN, l'une avec prétraitement N_2O et l'autre sans prétraitement (PTC561b et PTC545 respectivement), on voit que la présence de N_2O réduit un peu plus la mobilité. De plus, il semble que plus le SiN est épais, plus la mobilité diminue (comparaison de PTC561b et PTC567b passivés). De même, avec le bicouche SiN/SiO_2 où l'épaisseur totale est égale à l'épaisseur de la passivation « épaisse » (150 nm), la mobilité diminue légèrement. Bien que ces

cc BY NC ND

types de passivation réduisent la mobilité (~1800cm²/Vs pour HEMTs AlGaN/GaN), celle-ci reste élevée. Enfin, remarquons que la présence de NH_3 durant le prétraitement dégrade la mobilité en dessous de 1500 cm²/Vs.

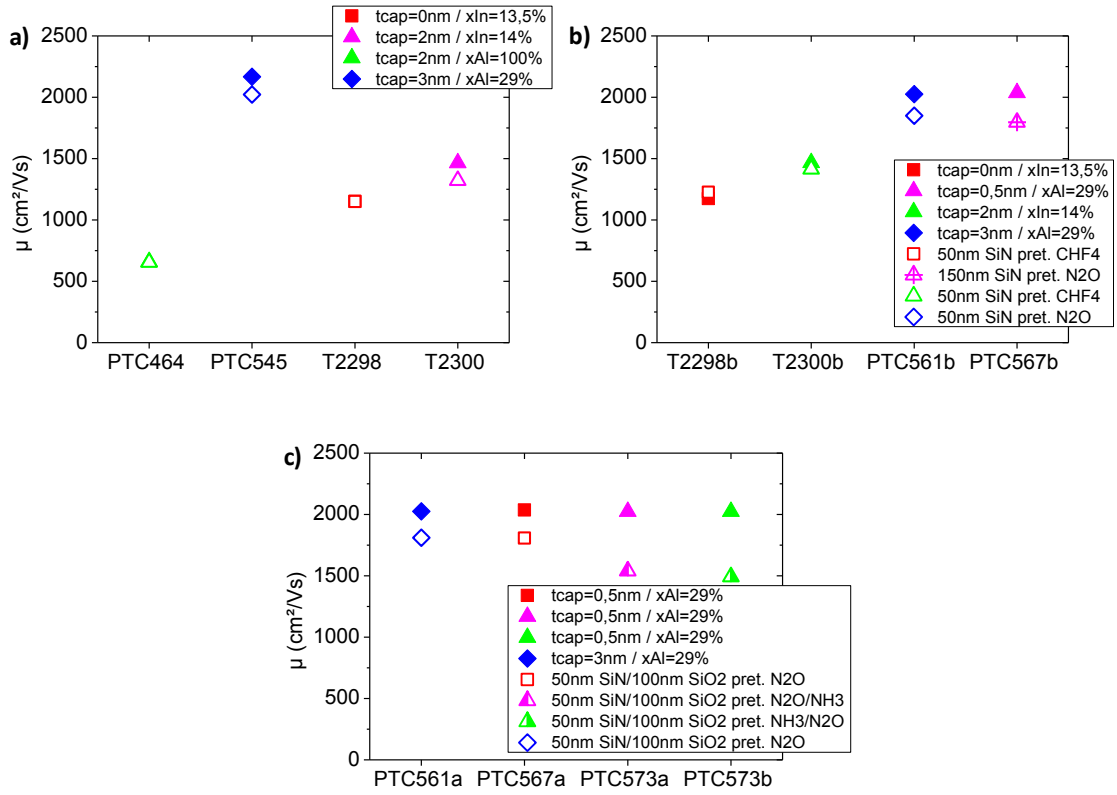

Figure IV.2-4 : Mobilité déduite de la mesure des trèfles de Van der Pauw pour les diverses passivations réalisées.

Pour résumer, la passivation SiN sans prétraitement sur une structure HEMT AlGaN/GaN est celle qui engendre le moins de variations sur les propriétés de transport. Par contre elle ne s'est pas révélée être d'une grande utilité sur un HEMT InAlN/GaN avec un cap de 2 nm de GaN. De même, le prétraitement CHF_3 n'apporte rien pour les HEMTs InAlN/GaN. La présence d'ammoniac en tant que prétraitement a eu une mauvaise influence sur la mobilité des porteurs, avec une chute de mobilité d'environ 500 cm²/Vs. Une telle amplitude de variation ne semble pas pouvoir s'expliquer par le simple enrichissement du gaz 2D en électrons sondant d'avantage l'interface avec la barrière. Enfin, en présence du prétraitement N_2O, avec 50 nm ou 150nm de SiN ou avec le bicouche SiN/SiO_2, la densité de charges augmente et la mobilité et la résistance de feuille des couches diminuent. Une possible origine de l'augmentation du N_s proviendrait de la couche de passivation : elle procurerait une charge de polarisation positive à l'interface avec le cap, suffisamment importante pour neutraliser des charges de polarisation de la barrière, et également suffisamment importante pour ajouter des charges dans le gaz 2D [20]. Une autre possibilité est que l'augmentation de la densité de porteurs serait engendrée par l'ajout de charges mobiles dans le cap GaN.

cc BY NC ND

Pour vérifier la localisation de ces charges, nous modélisons N_s et μ avec un modèle à deux couches : nous supposons que la densité de porteurs et la mobilité mesurées après passivation (N_s^{tot} et μ^{tot}) sont équivalentes à celles du HEMT avant passivation (N_s^1 et μ^1) plus celles ajoutées par l'étape de passivation (N_s^2 et μ^2). En négligeant les termes en $\mu^i B$ (μ^i étant la mobilité de la couche i et B le champ magnétique appliqué (0,32 T)) N_s^2 et μ^2 se calculent tels que :

$$N_s^2 = \frac{(N_s^{tot}\,\mu^{tot} - N_s^1\,\mu^1)^2}{N_s^{tot}\,\mu^{tot\,2} - N_s^1\,\mu^{1\,2}}$$

$$\mu^2 = \frac{N_s^{tot}\,\mu^{tot\,2} - N_s^1\,\mu^{1\,2}}{N_s^{tot}\,\mu^{tot} - N_s^1\,\mu^1}$$

Equations IV.2-1

Ces calculs ont été réalisés pour les structures avec prétraitement N_2O, suivi de 50 ou 150 nm de SiN ou bien suivi du bicouche 150 nm SiN/SiO_2. Ces résultats sont comparés avec ceux d'une structure sans prétraitement avec 50 nm de SiN (PTC545) (Figure IV.2-5). Cela confirme que le prétraitement N_2O ajoute légèrement plus de charges dans la structure ; par contre, ces charges sont 3 fois plus mobiles que celles présentes après la passivation sans prétraitement. Les charges ajoutées par la passivation SiN sans prétraitement (PTC545) étant de faible mobilité (500 cm²/Vs), ceci laisse à penser qu'elles se trouvent dans une partie du HEMT où le GaN n'est pas dégénéré, c'est-à-dire à l'interface SiN/cap GaN. Les charges ajoutées avec des mobilités 3 fois plus élevées devraient plutôt se trouver dans le gaz 2D pour pouvoir atteindre de telles valeurs. De plus, nous remarquons que lorsque le SiN est épaissi, les charges additionnelles sont un peu moins mobiles, mais plus nombreuses. De même, la mobilité des charges additionnelles de la structure avec un cap de 0,5 nm (PTC567) reste élevée et laisse penser que ces charges résident en grande partie dans le gaz 2D.

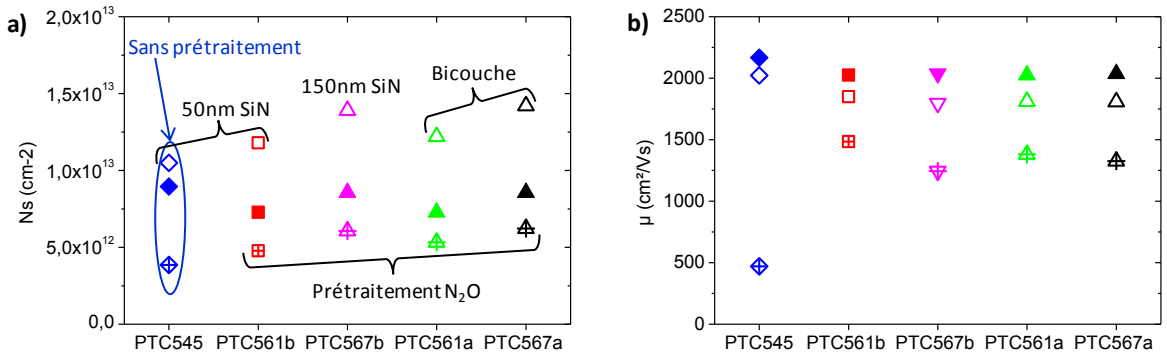

Figure IV.2-5 : Comparaison des divers types de passivation pour voir l'effet du prétraitement N_2O sur la densité de porteurs et la mobilité des charges additionnelles (motifs barrés). Les motifs pleins et ouverts correspondent aux N_s et μ mesurés avant et après passivations respectivement.

Suite à ces modélisations, nous avons cherché à vérifier que les mesures n'étaient pas perturbées par une conduction parasite induite par la passivation entre les composants. Pour cela, nous avons retiré la passivation sur les flancs des mésas et également sur le fond de gravure (composants détourés). Cela n'a eu aucun effet sur la densité de porteurs ainsi que sur la mobilité (Figure IV.2-6), sauf pour

BY NC ND

PTC561a et b, qui retrouvent quasiment la même mobilité qu'avant passivation. Cette dernière observation ne semble pas être liée à l'épaisseur du cap GaN car PTC545 et PTC561 ont la même épaisseur de cap (3 nm), et PTC545 semble insensible au détourage des mésas. Le calcul de la densité de porteurs et de la mobilité des charges additionnelles apportées par la couche de passivation à partir des mesures après détourage des mésas n'apporte pas d'informations supplémentaires.

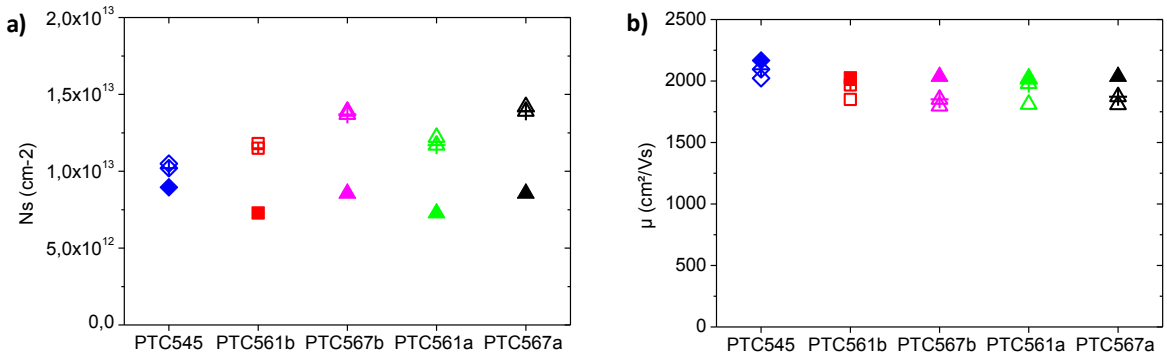

Figure IV.2-6 : Effet des mésas détourées sur la densité de porteurs et la mobilité des HEMTs AlGaN/GaN passivés (motifs barrés). Les motifs pleins et ouverts représentent les mesures avant et après passivation respectivement.

MIS-HEMTs

La structure PTC464 est la structure qui se rapproche le plus des structures DH-HEMTs PTC588 et PTC592, comme vu au chapitre III. De plus, ces 3 structures ont la même couche de passivation : 50 nm de SiN sans prétraitement, bien que PTC464 soit un HEMT passivé et PTC588 et PTC592 des MIS-HEMTs. La Figure IV.2-7 montre que les propriétés de transport (mobilité, N_s et résistance de feuille) des MIS-HEMTs AlN/GaN sont identiques à celle d'un HEMT AlN/GaN passivé, ce qui veut dire que cette passivation est stable vis-à-vis du recuit des contacts ohmiques pour le cas des MIS-HEMTs.

BY NC ND

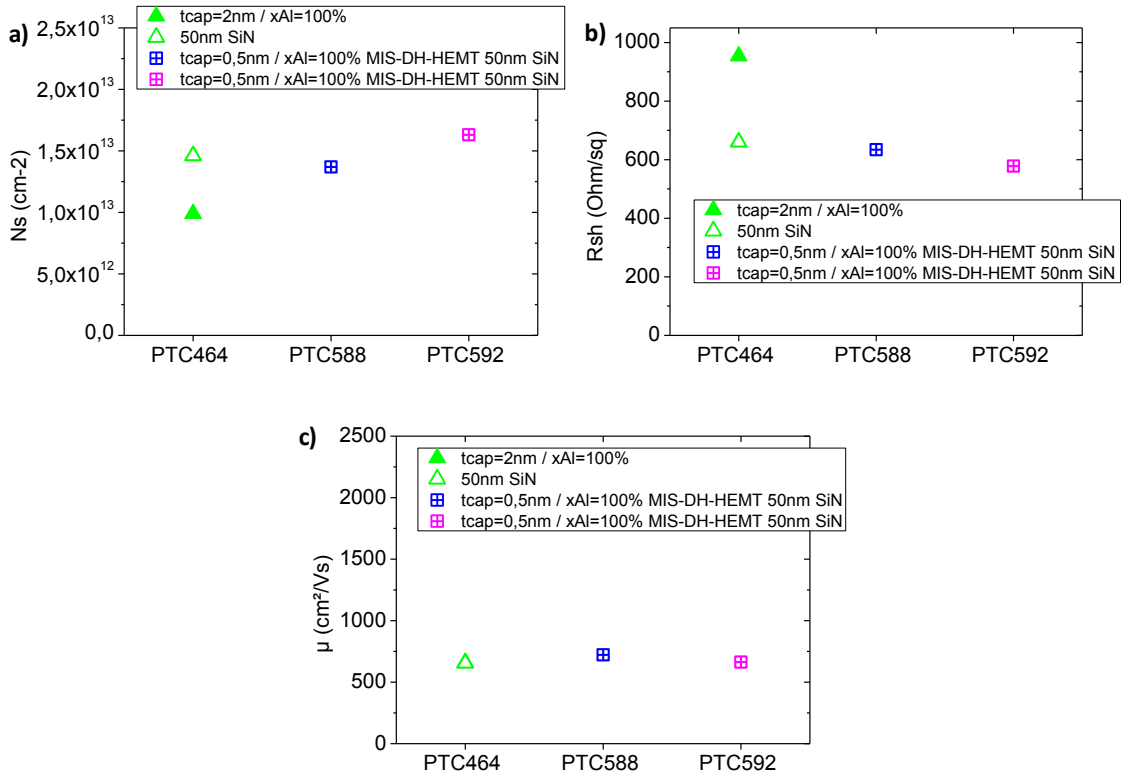

Figure IV.2-7 : Mesure Van der Pauw d'une structure HEMT de référence (PTC464) avant et après passivation (motifs pleins et ouverts respectivement), comparé aux MIS-DH-HEMTs (motifs barrés).

IV.2.c. Isolation électrique

L'isolation électrique a été mesurée sur des peignes interdigités distants de 5 µm, comme vu dans les chapitres précédents. La Figure IV.2-8 compare le courant de fuite à 50 V des structures HEMTs avant, après passivation et après avoir détouré les mésas. De manière générale, la passivation augmente le courant de fuite entre les électrodes.

Sur la Figure IV.2-8 a), on remarque que le fait de passiver les structures HEMTs AlN/GaN (PTC464) et AlGaN/GaN (PTC561a et b et PTC567a) augmente le courant de fuite de grille d'environ deux ordres de grandeurs. Cette augmentation est indépendante du type de passivation. PTC545 présente une fuite de buffer avant passivation particulièrement importante, comme expliqué au chapitre II. La passivation sur cette plaque ne modifie quasiment pas le courant de fuite. Pour PTC567a, avec un prétraitement N_2O et une passivation de SiN épais le courant de fuite est augmenté d'un ordre de grandeur seulement. Il est clair que détourer les mésas permet de réduire le courant d'isolation à une valeur moyenne de quelques centaines de µA/mm pour les passivations SiN, avec et sans prétraitement. En ce qui concerne les bicouches, les courants de fuite sont revenus à leur niveau avant passivation. Ceci laisse penser que la couche de SiO_2 semble être une bonne alternative pour

BY NC ND

contrôler les charges présentes dans la passivation, mais que des problèmes persistent sur les flancs ou sur le fond des mésas.

La Figure IV.2-8 b) montre l'influence de la couche de passivation constituée de 50 nm de SiN, avec et sans prétraitement CHF_3. Avant passivation, T2298b et T2300b montraient des courants de fuite élevés à cause de la température de recuit élevée des contacts ohmiques qui a du modifier les états de surface et ainsi dégrader les fuites (chapitre II). La passivation stabilise les courants de fuite en les réduisant d'un ordre de grandeur. Par contre, il est clair que le prétraitement CHF_3 n'y est pour rien car, le courant de fuite avec prétraitement est identique à celui sans prétraitement.

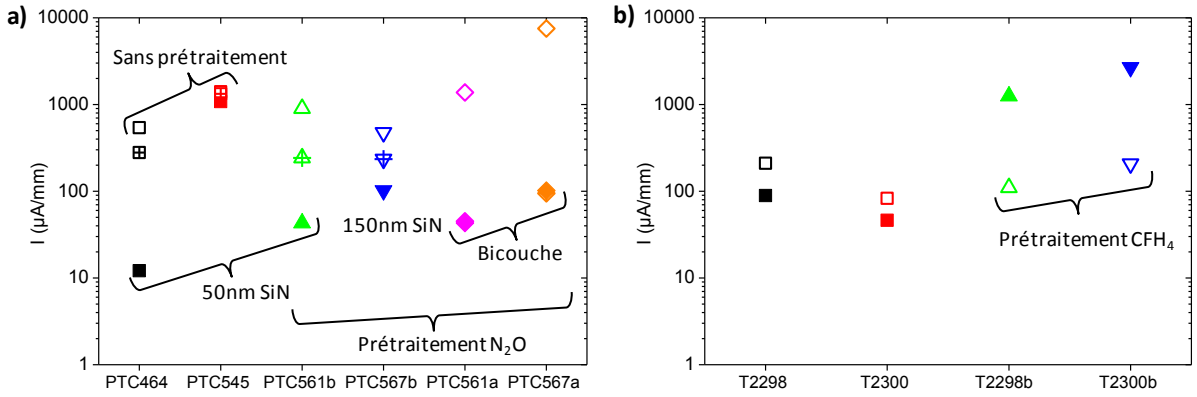

Figure IV.2-8 : Courant de fuite de la couche tampon mesuré à 50 V (sauf pour PTC464 où V=30 V) entre deux peignes d'isolations interdigités et distants de 5 µm. Les motifs plein et ouvert correspondent aux mesures avant et après passivation respectivement, tandis que les motifs barrés représentent les courants de fuites après avoir détourés les mésas.

IV.2.d. Caractérisation en régime statique

La Figure IV.2-9 présente les caractéristiques de sortie de deux types de passivation sur des HEMTs AlGaN/GaN et AlN/GaN. Dans les deux cas, les transistors conservent un comportement normal après passivation. De plus, la passivation augmente la densité maximale de courant I_{ds}^{max}. Ceci est observé dans la plupart des cas, quel que soit le type de passivation (Tableau IV.2-2). Dans le cas des HEMTs à barrière InAlN, les passivations étudiées ne semblent pas améliorer la densité de courant I_{ds}. La structure PTC545, avec une barrière AlGaN, montre une légère dégradation du courant I_{ds} (-6%) qui pourrait être attribuée à l'absence de prétraitement avant la passivation.

En ce qui concerne les MIS-DH-HEMTs (PTC588 et PTC592), les caractérisations en régime statique ont été traitées dans le paragraphe III.4.b.

cc BY NC ND

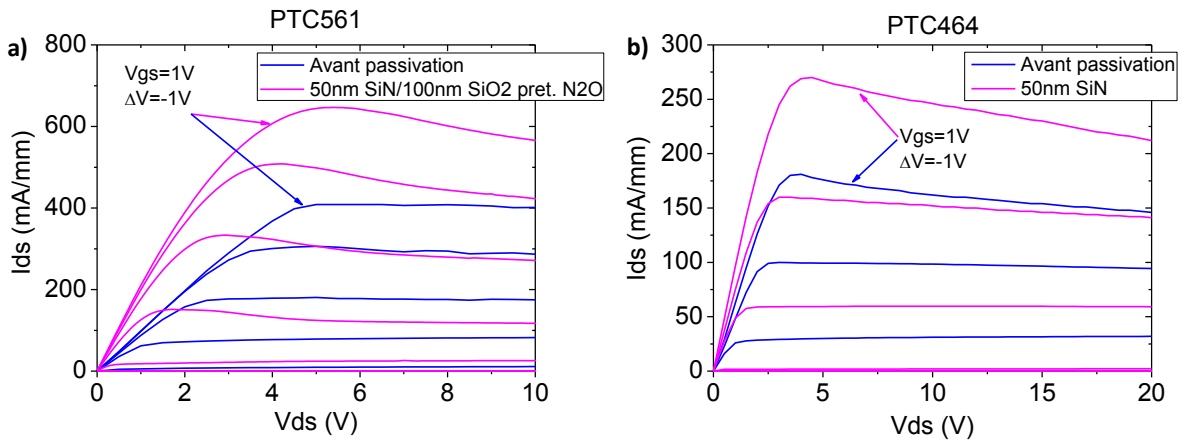

Figure IV.2-9 : Caractéristiques de sortie de deux structures HEMTs : a) PTC561 et b) PTC464, avant et après passivation. Les transistors ont pour dimension L_g = 2 µm et L_{sd} = 12 µm.

Nom échantillon	Avant passivation I_{ds}^{max} (mA/mm)	Après passivation I_{ds}^{max} (%)	Pré-traitement	Types de passivation
PTC464	99	+38%	-	50nm SiN
PTC545	712	-6%	-	50nm SiN
T2298	254	-40%	-	50nm SiN
T2300	413	-45%	-	50nm SiN
T2298b	289	-20%	CHF_3	50nm SiN
T2300b	790	-53%	CHF_3	50nm SiN
PTC561b	306	+37%	N_2O	50nm SiN
PTC567b	413	+20%	N_2O	150nm SiN
PTC561a	306	+40%	N_2O	50nm SiN/ 100nm SiO_2
PTC567a	413	+26%	N_2O	50nm SiN/ 100nm SiO_2
PTC573a	371	+33%	N_2O/NH_3	50nm SiN/ 100nm SiO_2
PTC573b	371	+24%	NH_3/N_2O	50nm SiN/ 100nm SiO_2

Tableau IV.2-2 : Densité maximale de courant I_{ds}^{max} des diverses structures HEMTs étudiées, avant et après passivation.

IV.2.e. Caractérisation en régime pulsé

Comme expliqué dans le chapitre I, le régime pulsé permet de visualiser et de quantifier le comportement des pièges sous l'effet d'un champ électrique. Trois points de polarisation ont été utilisés [(V_{gs0} = 0 V ; V_{ds0} = 0 V), (V_{gs0} = -5 V ; V_{ds0} = 0 V) et (V_{gs0} = -5 V ; V_{ds0} = 15 V)] pour mesurer les caractéristiques I_{ds}-V_{ds} sur les échantillons avant et après passivation, ainsi qu'après le détourage des mésas des HEMTs AlGaN/GaN. Ceci nous permet de mesurer la chute de courant pour déterminer les effets de *gate* et *drain lag* (Figure IV.2-10 a et b). Le lag est mesuré aux points de polarisation suivants : V_{gs} = 0 V et V_{ds} = 5 V. Bien que les *gate* et *drain lags* n'aient pas été mesurés sur PTC545 avant passivation, on voit que les *lags* après passivation restent élevés (70% pour *gate lag* et 87% de *drain lag*). La passivation 50 nm de SiN sans prétraitement ne permet donc pas une réduction

BY NC ND

significative des *lags* sur cet échantillon. Par contre, c'est en présence du prétraitement N_2O (PTC561a, b et PTC567a, b) que les *lags* ont des valeurs inférieures à 20% pour le *gate lag* et 10% pour le *drain lag*. De plus, les *lags* mesurés après détourage des mésas sont confondus avec ceux mesurés après passivation. Cela montre que le détourage des mésas n'influence pas le comportement des pièges, excepté pour la structure PTC545. Les courants de fuites d'isolation étaient donc paradoxalement insensibles à ces traitements. De plus, la valeur du *gate lag* de PTC561b est légèrement supérieure à celle des structures avec une passivation plus épaisse. Il semble donc qu'en présence du prétraitement N_2O, indépendamment du diélectrique SiN ou SiN/SiO_2, au plus l'épaisseur de passivation est importante, au mieux le courant de drain est stabilisé.

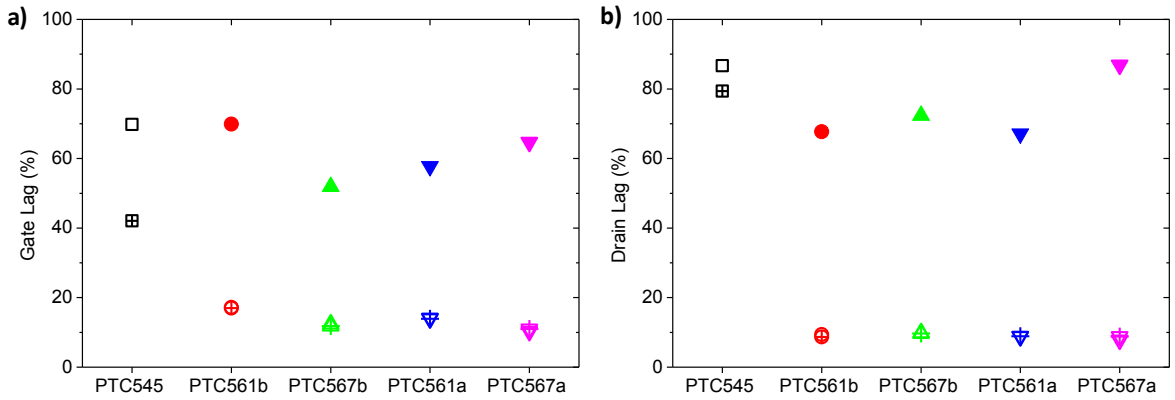

Figure IV.2-10 : *Gate* et *drain lag* respectivement a) et b) des structures HEMTs AlGaN/GaN mesurés avant/après passivation et après avoir détouré les mésas (symboles pleins, ouverts et barrés).

IV.2.f. Conclusion

Pour conclure cette étude de passivation, la passivation 50 nm de SiN sans prétraitement ne semble pas être pertinente : elle présente des *lags* trop élevés sur les HEMTs AlGaN/GaN. On peut penser que les *lags* seront également élevés pour les HEMTs AlN/GaN et InAlN/GaN (pas mesurés). Nous avons vu que le prétraitement CHF_3 n'apportait rien aux HEMTs InAlN/GaN. Le prétraitement à base d'ammoniac n'est pas non plus le prétraitement idéal étant donné qu'il détériore les contacts. En revanche, le prétraitement N_2O a montré une grande efficacité en termes de réduction de *lags* sur les HEMTs AlGaN/GaN, quel que soit le type de passivation (50 ou 150 nm de SiN ou encore 50 nm SiN/100 nm SiO_2) et de structure (cap GaN de 0,5 nm à 3 nm, et barrière AlGaN de 14 nm à 18 nm). D'après l'analyse des mesures d'isolation électrique, il semble que le bicouche SiN/SiO_2 soit la couche de passivation qui permette un bon contrôle des charges en présence de la passivation. La passivation que nous retenons comme optimale pour les structures HEMTs AlGaN/GaN consiste donc en un prétraitement N_2O suivi du bicouche 50 nm SiN/100 nm SiO_2, bien que 50 nm et 150 nm de SiN

cc BY NC ND

donnent des résultats peu éloignés en termes de *lag* mais moins bons en termes d'isolation. Nous anticipons que cet effet devrait être limité pour des isolations par implantation ionique telles celles que réalisées à l'IEMN.

En ce qui concerne les MIS-DH-HEMT AlN/GaN, ils présentent les mêmes évolutions de propriétés de transport que le HEMT AlN/GaN passivé, ce qui montre la stabilité de la passivation.

BY NC ND

IV.3. Caractérisations des transistors à grilles courtes

Comme annoncé dans le chapitre II, des transistors à grilles courtes (<300 nm) ont été réalisés à l'IEMN sur les HEMTs AlGaN/GaN PTC567 et PTC569, ainsi que sur les HEMTs InAlN/GaN T2298 et T2300. Les structures sont rappelées dans le Tableau IV.3-1 ci-dessous. Etant donné que ce sont des structures à barrière et cap fins, le rapport d'aspect des HEMTs InAlN/GaN est en dessous de la valeur limite de 15 pour éviter l'effet de canal court [21]. Les HEMTs AlGaN/GaN présentent un rapport d'aspect légèrement supérieur à 15.

	Nom échantillon	Cap	Barrière	L_g (nm)	$Lg/d_{g\text{-}2DEG}$
HEMT AlGaN/GaN	PTC567	0,5nm GaN	14nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	250	16,8
	PTC569	0,5nm GaN	10nm $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$	250	21,4
HEMT InAlN/GaN	T2298	-	7nm $In_{0,135}Al_{0,865}N$	100	9,5
	T2300	2nm	7nm $In_{0,14}Al_{0,86}N$	100	8,0

Tableau IV.3-1 : Rappel des structures sur lesquelles sont réalisées des transistors à grille courtes. La longueur de grille et le rapport d'aspect associé sont également donnés.

Brièvement, le procédé de fabrication commence par la réalisation des contacts ohmiques (Ti/Al/Ni/Au) recuit à 850°C pendant 30 secondes. Ensuite, l'isolation des composants est réalisée par implantation d'hélium. Les grilles en Té (Ni/Au) sont réalisées et les dimensions sont données dans le Tableau IV.3-1. Puis, la couche de passivation optimale est déposée (prétraitement N_2O suivi du bicouche 50 nm SiN/100 nm SiO_2). Enfin, des plots d'épaississement en Ti/Au sont réalisés. Le procédé technologique détaillé et les caractérisations électriques plus poussées se trouvent dans le manuscrit de thèse de F. Lecourt [22].

IV.3.a. HEMTs AlGaN/GaN

De la même manière que ce qui a été observé dans le chapitre II, la structure avec l'épaisseur de barrière la plus importante (14 nm) présente un courant maximal de drain I_{ds}^{max} plus élevé à V_{gs} = 0 V (1 A/mm pour PTC567 et 840 mA/mm pour PTC569) (Figure IV.3-1 a). Cependant, la transconductance maximale est plus élevée sur la structure avec 10 nm de barrière avec 420 mS/mm pour V_{ds} = 4V (Figure IV.3-1 b) et 360 mS/mm pour PTC567.

cc BY NC ND

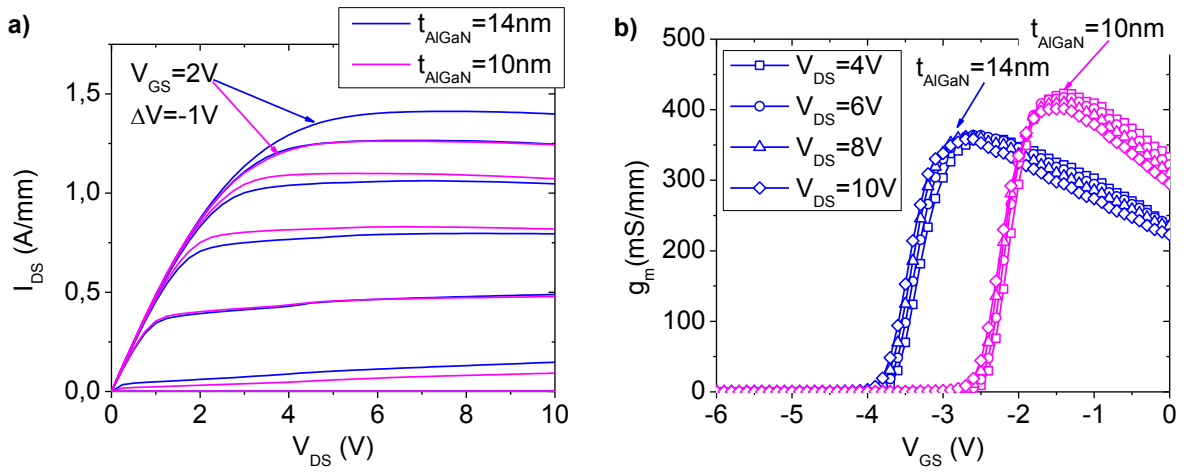

Figure IV.3-1 : Caractéristique de sortie (a) et transconductance (b) des structures fines AlGaN/GaN mesuré sur un transistor ayant pour dimension 2 x 50 µm x 0,25 µm. L'espacement source drain est de 1,5 µm, et L_{sg} = 400 nm.

Bien que PTC569 présente une transconductance maximale plus élevée que PTC567, les deux structures montrent les mêmes fréquences de coupures : f_T = 60 GHz et f_{max} = 100 GHz (Figure IV.3-2). Ceci est du en partie au fait que PTC569 présente une capacité C_{gs} plus élevée que PTC567 en raison de sa plus faible épaisseur. En fait, le gain en termes d'épaisseur est compensé par l'augmentation de la résistance d'accès (du à l'augmentation de la résistance d'accès) voire de la capacité (parasite).

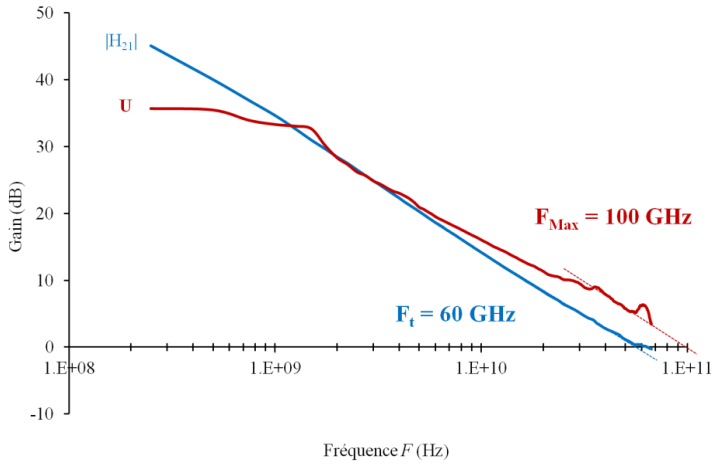

Figure IV.3-2 : Caractéristiques hyperfréquences de PTC567 (2 x 50 µm x 0,25 µm) au point de polarisation V_{gs} = -2,6 V et V_{ds} = 6 V [22].

Ces deux échantillons ont fait l'objet de mesures en régime pulsé. PTC567 présente un *gate lag* de 7% et un *drain lag* de 13% (Figure IV.3-3 a). Les *lags* sont légèrement plus élevés pour PTC569 : 9% et 15% respectivement à V_{ds} = 5 Vet V_{gs} = 0V. Ceci confirme néanmoins l'efficacité de la passivation optimale base sur le prétraitement N_2O et un bicouche 50 nm SiN/100 nm SiO_2. On voit également qu'au-delà de V_{ds} = 10 V, le pincement du transistor se dégrade, ce qui montre que ce type de transistor gagnerait à être réalisé avec une barrière de confinement.

BY NC ND

Enfin, des mesures large signal ont été réalisées à 40 GHz. Le HEMT PTC567 présente une puissance de sortie saturée de 1,5 W/mm à V_{ds} = 15 V, associée à une PAE de 10% et un gain en puissance de 5,5 dB (Figure IV.3-3 b). Ces résultats figurent parmi les meilleurs résultats obtenus sur substrat silicium à 40 GHz, qui plus est avec une grille de 250 nm. PTC569 présente une densité de courant plus faible que PTC567 et pour les mêmes conditions de polarisation V_{gs0} et V_{ds0}, une puissance de sortie réduite à 1,25 W/mm, avec une PAE de 9% et un gain en puissance de 5,7 dB.

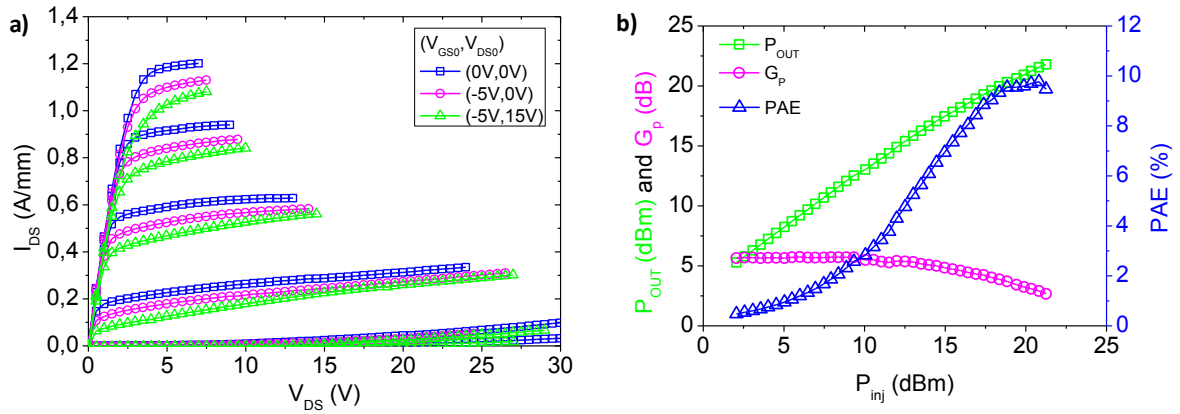

Figure IV.3-3 : a) Caractéristique de sortie en régime pulsé, où V_{gs} est polarisé de 0 à -5 V par pas de -1 V. b) mesure de puissance à 40 GHz pour V_{ds} = 15 V et V_{gs} = -2,5 V. Ces deux caractéristiques ont été mesurées sur PTC567 (2 x 50 µm x 0,25 µm).

IV.3.b. HEMTs InAlN/GaN

La caractéristique de sortie de T2300 (cap GaN de 2 nm) montre un courant de drain maximal atteignant presque 1 A/mm à V_{gs} = 0 V. Il est de 840 mA/mm pour T2298 (sans cap). De plus, ces caractéristiques de sortie montrent que les deux transistors subissent l'effet de canal court (zone entourées sur la Figure IV.3-4), comme on s'y attendait d'après les valeurs des rapports d'aspects, pour une longueur de grille de 100 nm (Tableau IV.3-1).

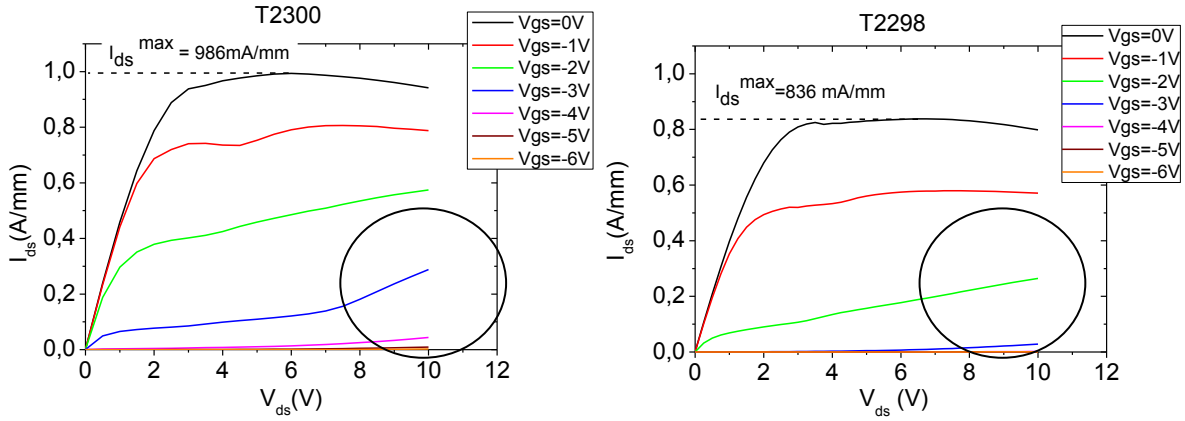

Figure IV.3-4 : Caractéristique de sortie des HEMTs InAlN/GaN T2298 et T2300, pour une longueur de grille de 100 nm.

BY NC ND

Le décalage des transconductances vers les V_{gs} négatives (comme le montre la flèche sur la Figure IV.3-5) est également caractéristique de l'effet canal court. De plus, la transconductance de T2300 semble présenter une modulation supplémentaire (entourée sur la Figure IV.3-5). Toutefois ces deux échantillons présentent des transconductances maximales élevées de 410 mS/mm (T2300) et 397 mS/mm (T2298).

Pour terminer, en régime petit signal, T2298 présente une fréquence de coupure f_T de 84 GHz et f_{max} = 113 GHz (V_{gs} = -1,5 V et V_{ds} = 6 V), tandis que f_T = 60 GHz et f_{max} = 82 GHz pour T2300 (V_{gs} = -2,2 V et V_{ds} = 6 V). Dans le cas présent, mais avec toutes les précautions que nécessite le peu de recul que nous avons sur l'épitaxie des HEMTs InAlN/GaN, il semble que l'ajout du cap GaN ne soit pas favorable pour l'obtention de fréquences de coupure élevées. Ceci est cohérent avec le faible rapport d'aspect du composant.

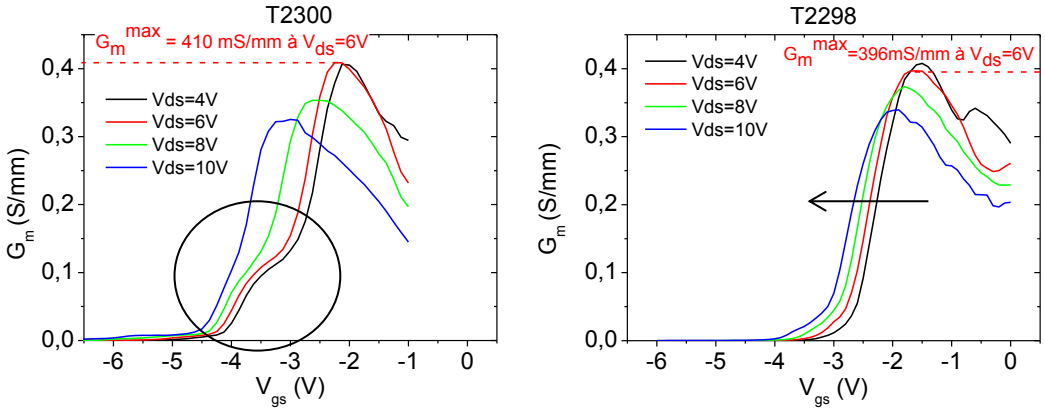

Figure IV.3-5 : Transconductance des structures T2298 et T2300 pour 2 x 50 µm x 100 nm.

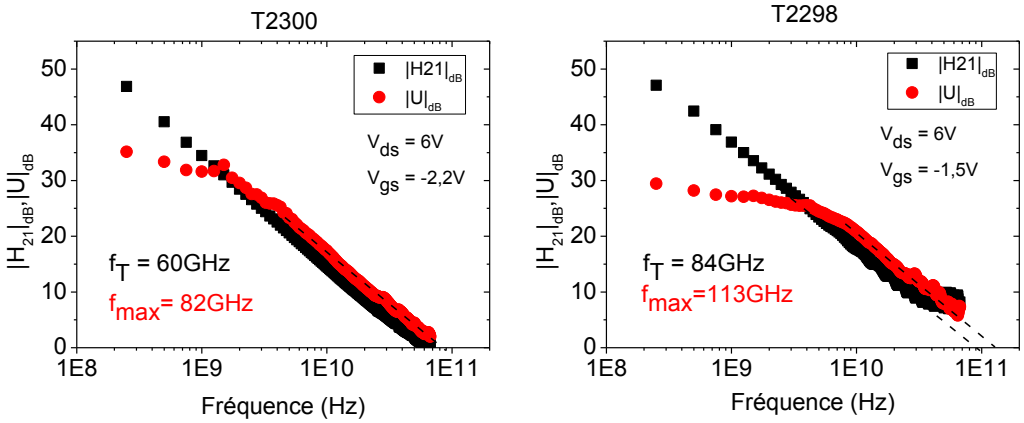

Figure IV.3-6 : Caractéristiques hyperfréquences (2 x 50 µm x 100 nm).

BY NC ND

IV.4. Conclusions

D'après l'étude de passivation que nous avons menée, en collaboration avec l'IEMN, il semble que la passivation optimale soit celle basée sur un prétraitement N_2O (qui réduit considérablement le *lag*) suivi d'un bicouche 50 nm SiN/100 nm SiO_2. Seulement, le prétraitement N_2O semble être responsable de la présence de charges mobiles ou fixes dans ou sous la passivation. Des expériences complémentaires sont nécessaires pour vérifier.

La passivation optimale a été combinée avec les structures optimales identifiées dans le chapitre II pour réaliser des transistors à grille courte. PTC567 est la structure AlGaN/GaN qui délivre le plus de puissance à 40 GHz comparée à PTC569, qui possède une densité de courant plus faible et une résistance de feuille plus élevée. De plus en ce qui concerne les HEMT InAlN/GaN, c'est la structure avec la plus fine épaisseur $d_{g\text{-}2DEG}$ (T2298) qui présente les fréquences de coupure les plus élevées. Bien que T2298 et T2300 aient des transconductances assez proches et que le courant I_{ds} soit plus faible pour T2298, T2300 est plus sensible aux effets de canal courts que T2298, d'où la nécessité d'ajouter une barrière de confinement. Les résultats obtenus confirment le fait que, parmi les structures réalisées dans ce travail de thèse, PTC567 est la structure la plus apte à délivrer de la puissance à haute fréquence en l'état actuel, c'est-à-dire en attendant plus de résultats pour des structures avec des barrières plus riches en aluminium et avec des barrières de confinement (AlGaN ou InGaN).

cc BY NC ND

IV.5. Bibliographie

[1] R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Keller, and U. K. Mishra, "The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HFETs," *Electron Devices, IEEE Transactions on,* vol. 48, pp. 560-566, 2001.

[2] B. M. Green, K. K. Chu, E. M. Chumbes, J. A. Smart, J. R. Shealy, and L. F. Eastman, "The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaN/GaN HEMTs," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 21, pp. 268-270, 2000.

[3] F. Gao, D. Chen, B. Lu, H. L. Tuller, C. V. Thompson, S. Keller, U. K. Mishra, and T. Palacios, "Impact of Moisture and Fluorocarbon Passivation on the Current Collapse of AlGaN/GaN HEMTs," *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 33, pp. 1378-1380, 2012.

[4] M. Higashiwaki, S. Chowdhury, B. L. Swenson, and U. K. Mishra, "Effects of oxidation on surface chemical states and barrier height of AlGaN/GaN heterostructures," *Applied Physics Letters,* vol. 97, pp. 222104-222104-3, 2010.

[5] C.-C. Huang, G.-Y. Lee, J.-I. Chyi, H.-T. Cheng, C.-P. Hsu, Y.-R. Hsu, C.-H. Hsu, Y.-F. Huang, Y.-C. Sun, C.-C. Chen, S.-S. Li, J. Andrew Yeh, D.-J. Yao, F. Ren, and Y.-L. Wang, "AlGaN/GaN high electron mobility transistors for protein–peptide binding affinity study," *Biosensors and Bioelectronics,* vol. 41, pp. 717-722, 2013.

[6] P. Offermans, R. Vitushinsky, M. Crego-Calama, and S. H. Brongersma, "Gas Sensing with AlGaN/GaN 2DEG Channels," *Procedia Engineering,* vol. 25, pp. 1417-1420, 2011.

[7] B. S. Eller, J. Yang, and R. J. Nemanich, "Electronic surface and dielectric interface states on GaN and AlGaN," *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films,* vol. 31, pp. 050807-29, 2013.

[8] J. Bernat, P. Javorka, M. Marso, and P. Kordos, "Conductivity and Hall effect measurements on intentionally undoped and doped AlGaN/GaN heterostructures before and after passivation," *Applied Physics Letters,* vol. 83, pp. 5455-5457, 2003.

[9] M. Higashiwaki, Z. Chen, R. Chu, Y. Pei, S. Keller, U. K. Mishra, N. Hirose, T. Matsui, and T. Mimura, "A comparative study of effects of SiNx deposition method on AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors," *Applied Physics Letters,* vol. 94, pp. 053513-3, 2009.

[10] J. Derluyn, S. Boeykens, K. Cheng, R. Vandersmissen, J. Das, W. Ruythooren, S. Degroote, M. R. Leys, M. Germain, and G. Borghs, "Improvement of AlGaN/GaN high electron mobility transistor structures by in situ deposition of a Si3N4 surface layer," *Journal of Applied Physics,* vol. 98, pp. 054501-5, 2005.

[11] M. J. Tadjer, T. J. Anderson, K. D. Hobart, M. A. Mastro, J. K. Hite, J. D. Caldwell, Y. N. Picard, F. J. Kub, and C. R. Eddy, Jr., "Electrical and Optical Characterization of AlGaN/GaN HEMTs with In Situ and Ex Situ Deposited SiNx Layers," *Journal of Electronic Materials,* vol. 39, pp. 2452-2458, 2010.

[12] Y. Pei, S. Rajan, M. Higashiwaki, C. Zhen, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Effect of Dielectric Thickness on Power Performance of AlGaN/GaN HEMTs " *Electron Device Letters, IEEE,* vol. 30, pp. 313-315, 2009.

[13] L. L. Smith, S. W. King, R. J. Nemanich, and R. F. Davis, "Cleaning of GaN surfaces," *Journal of Electronic Materials,* vol. 25, pp. 805-810, 1996.

[14] S. W. King, J. P. Barnak, M. D. Bremser, K. M. Tracy, C. Ronning, R. F. Davis, and R. J. Nemanich, "Cleaning of AlN and GaN surfaces," *Journal of Applied Physics,* vol. 84, pp. 5248-5260, 1998.

[15] Y. Guhel, B. Boudart, N. Vellas, C. Gaquière, E. Delos, D. Ducatteau, Z. Bougrioua, and M. Germain, "Impact of plasma pre-treatment before SiNx passivation on AlGaN/GaN HFETs electrical traps," *Solid-State Electronics,* vol. 49, pp. 1589-1594, 2005.

[16] S. Linkohr, W. Pletschen, V. Polyakov, M. Himmerlich, P. Lorenz, S. Krischok, L. Kirste, S. Müller, O. Ambacher, and V. Cimalla, "Influence of plasma treatments on the properties of GaN/AlGaN/GaN HEMT structures," *physica status solidi (c),* vol. 9, pp. 1096-1098, 2012.

[17] M. F. Romero, A. Jimenez, F. Gonzalez-Posada Flores, S. Martin-Horcajo, F. Calle, and E. Munoz, "Impact of N2 Plasma Power Discharge on AlGaN/GaN HEMT Performance," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 59, pp. 374-379, 2012.

[18] S. Hoshi, T. Marui, M. Itoh, Y. Sano, and S. Seki, "Influence of NH3-plasma pretreatment before Si3N4 passivation film deposition on current collapse in AlGaN/GaN-HEMTs," *Ieice Transactions on Electronics,* vol. E89C, pp. 1052-1056, 2006.

[19] A. Hierro, S. A. Ringel, M. Hansen, J. S. Speck, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, "Hydrogen passivation of deep levels in n–GaN," *Applied Physics Letters,* vol. 77, pp. 1499-1501, 2000.

[20] T. R. Prunty, J. A. Smart, E. M. Chumbes, B. K. Ridley, L. F. Eastman, and J. R. Shealy, "Passivation of AlGaN/GaN heterostructures with silicon nitride for insulated gate transistors," in *High Performance Devices, 2000. Proceedings. 2000 IEEE/Cornell Conference on*, 2000, pp. 208-214.

[21] G. H. Jessen, R. C. Fitch, J. K. Gillespie, G. Via, A. Crespo, D. Langley, D. J. Denninghoff, M. Trejo, and E. R. Heller, "Short-Channel Effect Limitations on High-Frequency Operation of AlGaN/GaN HEMTs for T-Gate Devices," *Electron Devices, IEEE Transactions on,* vol. 54, pp. 2589-2597, 2007.

[22] F. Lecourt, "Hétérostructures AlGaN/GaN et InAlN/GaN pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka," Thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, Villeneuve d'Ascq, 2012.

BY NC ND

Conclusions et perspectives

Faire varier les paramètres des structures HEMTs tels que les épaisseurs de cap et de barrière, le type de barrière (AlN, AlGaN et InAlN) et le type de buffer (GaN, AlGaN ou contre-puits InGaN) permet de d'évaluer leurs influences sur la densité de porteurs et la résistance de feuille du gaz 2D (et donc la résistance d'accès du transistor). L'effet néfaste sur N_s et R_{sh} de la réduction de l'épaisseur de barrière peut être compensé par la réduction de l'épaisseur du cap. De plus, ajouter une barrière de confinement (AlGaN ou InGaN) dégrade la densité de porteurs et augmente la résistance de feuille. En ce qui concerne les barrières de confinement AlGaN, la figure ci-dessous (PTC751 et PTC752) montre que l'utilisation de barrières supérieures plus riches en aluminium limite la chute de N_s. Cette étude étant en cours, les futures mesures indiqueront si augmenter la teneur en aluminium de la barrière supérieure permet de retrouver une résistance de feuille raisonnable (c'est-à-dire inférieure à 450 Ω/sq) pour un DH-HEMT AlGaN. Enfin, la structure PTC751 semble particulièrement prometteuse pour des applications de puissance à haute fréquence étant donné qu'elle possède un N_s élevé, une distance grille-gaz 2D faible (11,5 nm) et une barrière de confinement pour améliorer le confinement arrière du gaz 2D.

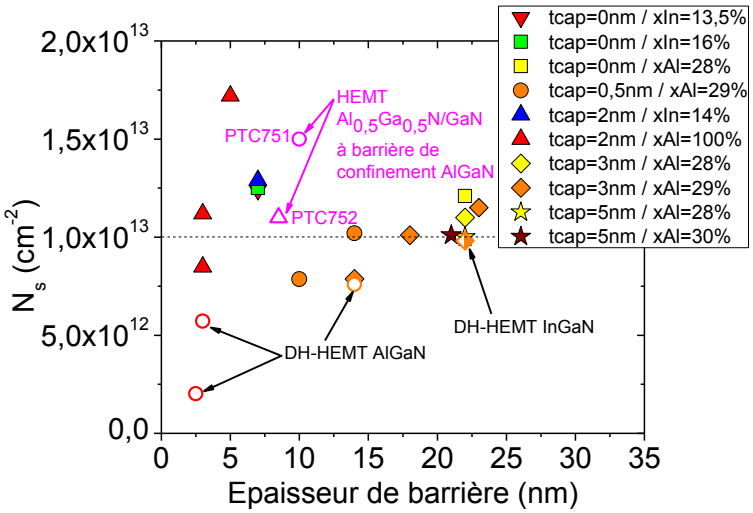

Figure 1 : Densité d'électrons du gaz 2D mesuré par C-V des hétérostructures HEMTs AlGaN/GaN, AlN/GaN et InAlN/GaN. La forme des symboles est associée à une épaisseur de cap, et la couleur de remplissage des symboles correspond à la teneur en aluminium ou en indium de la barrière. Les symboles ouverts représentent les DH-HEMTs $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ tandis que le symbole à moitié ouvert représente le DH-HEMT InGaN. Le trait pointillé correspond à la valeur de N_s minimale recherchée.

Pour conclure, les effets des épaisseurs dans les structures HEMTs $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$/GaN sur substrat silicium sont compris et maîtrisés. Avec des considérations de type densité de porteurs, résistance de feuille,… pour des barrière et cap fins, nous sommes en mesure de sélectionner la

BY NC ND

structure optimale (0,5 nm de cap GaN et 14 nm de barrière $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$) ; cette dernière délivre de la puissance à 40 GHz (1,5 W/mm pour L_g = 250 nm) ! L'effet des barrières de confinement a été observé. Nous avons vu que la barrière de confinement $Al_{0,05}Ga_{0,95}N$ permet de réduire l'injection des électrons dans la couche tampon, tandis que le contre-puits d'InGaN limite les effets de canal court. Cependant, à ce stade de l'étude, il est encore difficile de conclure sur le choix du type de barrière de confinement à utiliser pour des applications de puissance à haute fréquence.

Les structures avec des barrières AlN présentent une résistance de feuille encore trop élevée. On observe de nombreux pièges en surface ou/et dans la barrière. L'optimisation des conditions de croissance de la barrière semble donc nécessaire.

Les structures HEMTs InAlN/GaN sont prometteuses, elles présentent de faibles R_{sh} et des transconductances élevées, mais nous avons peu de recul sur la croissance. Il est à noter que l'effet du cap (morphologie de surface et l'augmentation du N_s par rapport à un HEMT sans cap) n'a pas été retrouvé pour certaines de ces structures.

Suite à ce travail de thèse, la première piste à explorer concerne la validation de l'effet des barrières de confinement en régime RF dans les HEMTs AlGaN/GaN. Ce projet fait l'objet de mon futur post-doctorat, financé par la DGA, qui se déroulera dans l'équipe du Professeur T. Palacios au Massachussetts Institute of Technology. De plus, augmenter la teneur en aluminium dans la barrière tout en réduisant encore les épaisseurs de barrière (< 14 nm) et la longueur de grille (L_g < 250 nm) est une étude qui mériterait d'être poursuivie. Une étude de fiabilité devra être menée en parallèle, de manière à évaluer la faisabilité de notre démarche en termes de structure et longueur de grille optimales. En ce qui concerne les structures HEMTs InAlN/GaN, le projet ANR SATELLITE va permettre de poursuivre l'optimisation de la croissance.

Enfin, augmenter la PAE est incontournable. Pour cela, il est nécessaire dans un premier temps, d'avoir une passivation plus efficace. En effet, nous avons vu dans la partie IV.2 que le paramètre qui semble avoir le plus d'influence sur le fonctionnement du transistor en termes de passivation est le prétraitement plus que le type de passivation (SiN, ou bicouche SiN/SiO_2). Nous recommandons donc en premier lieu, une étude du type de prétraitement, de manière à dégager le plus efficace. Ensuite, une autre voie pour limiter la contamination de la surface et ainsi la sensibilité aux pièges en surface est l'épitaxie de SiN *in situ*. Une autre piste pour augmenter la PAE est de diminuer la résistance d'accès de source en épitaxiant les contacts ohmiques. Enfin, les développements de susbtrats GaN de taille plus importante (100 mm) pourraient relancer l'homoépitaxie de structures HEMTs. Cela permettrait de limiter le nombre d'interfaces entre la couche tampon et le substrat, qui se comportent comme des barrières thermiques.

cc BY NC ND

Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques

Les matériaux III-N sont présents dans la vie quotidienne pour des applications optoélectroniques (diodes électroluminescentes, lasers). Les propriétés remarquables du GaN (grand gap, grand champ de claquage, champ de polarisation élevé, vitesse de saturation des électrons importante…) en font un candidat de choix pour des applications en électronique de puissance à basse fréquence, mais aussi à haute fréquence, par exemple en gamme d'ondes millimétriques. L'enjeu de ce travail de thèse consiste à augmenter la fréquence de travail des transistors tout en maintenant une puissance élevée. Pour cela, des hétérostructures HEMTs (High Electron Mobility Transistors) sont développées et les épaisseurs de cap et de barrière doivent être réduites, bien que ceci soit au détriment de la puissance délivrée. Une étude sera donc menée sur l'influence des épaisseurs de cap et de barrière ainsi que le type de barrière (AlGaN, AlN et InAlN) de manière à isoler les hétérostructures offrant le meilleur compromis en termes de fréquence et de puissance. De plus, les moyens mis en œuvre pour augmenter la fréquence de travail entrainent une dégradation du confinement des électrons du canal. De manière à limiter cet effet, une back-barrière est insérée sous le canal. Ceci fera l'objet d'une deuxième étude. Enfin, une étude de la passivation de surface des transistors sera menée. La combinaison des ces trois études permettra d'identifier la structure optimale pour délivrer le plus de puissance à haute fréquence (ici à 40 GHz).

Mots-clés : Transistor à haute mobilité électronique, nitrure de gallium, III-N, épitaxie, transistor de puissance, RF, ondes millimétriques.

Development of new gallium nitride based HEMT heterostructures for microwave power applications

Nitride based materials are present in everyday life for optoelectronic applications (light emitting diodes, lasers). GaN remarkable properties (like large energy band gap, high breakdown electric field, high polarization field, high electronic saturation velocity…) make it a promising candidate for low frequency power electronic applications, but also for high frequency like microwaves range for example. The aim of this work is to increase the transistors working frequency by keeping a high power. To do this, high electron mobility transistor heterostructures are developed, and cap and barrier thicknesses have to be reduced, although it is detrimental for a high power. A first study deals with the influence of cap and barrier thicknesses as well as the type of barrier (AlGaN, AlN and InAlN), in order to isolate heterostructures offering the best compromise in terms of power and frequency. Moreover, the means implemented to increase the working frequency lead to electron channel confinement degradation. In order limit this effect, a back-barrier is added underneath the channel. It will be the subject of the second study. Finally, a transistor surface passivation study will be led. The combination of those three parts will allow identifying the optimum structure to deliver the highest power at high frequency (here at 40 GHz).

Keywords: High electron mobility transistor, gallium nitride, III-N, epitaxy, power transistor, RF, microwaves