

N° d'ordre : 41901



# THÈSE

Présentée à l'Université de Lille 1  
École Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur

Pour obtenir le grade de :

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

**Spécialité** : MICRO ET NANOTECHNOLOGIES, ACOUSTIQUE ET  
TÉLÉCOMMUNICATIONS

Par

**Philippe ALTUNTAS**

**FABRICATION ET CARACTÉRISATION DE DISPOSITIFS DE TYPE  
HEMT DE LA FILIÈRE GAN POUR DES APPLICATIONS DE  
PUISSANCE HYPERFRÉQUENCE**

Soutenance le 1<sup>er</sup> décembre 2015 devant la commission d'examen

**Membres du jury :**

M. Didier THERON	DR CNRS (IEMN - Lille)	Président du jury
M. Raymond QUERE	Professeur - Université de Limoges	Rapporteur
M. Jean-Guy TARTARIN	Professeur - Université de Toulouse 3	Rapporteur
M. Marc ROCCHI	Docteur (Président OMMIC)	Examineur
M. Yvon CORDIER	DR CNRS (CRHEA - Valbonne)	Examineur
M. Jean-Claude DE JAEGER	Professeur - Université de Lille 1	Directeur de thèse
Mme Virginie HOEL	Docteur HDR - Université de Lille 1	Co-directrice de thèse
Mme Marie LESECQ	Docteur - Université de Lille 1	Encadrante de thèse



---

---

# Remerciements

Ce travail de thèse a été réalisé à l'Université de Lille 1 au sein du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par M. Lionel Buchailot.

Je remercie vivement M. Didier Théron, Directeur de Recherche au CNRS (IEMN-Lille) de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à M. Raymond Quéré, Professeur à l'Université de Limoges ainsi qu'à M. Jean-Guy Tartarin, Professeur à l'Université de Toulouse 3 qui m'ont fait l'honneur de juger ce manuscrit en qualité de rapporteur.

J'adresse également mes remerciements à M. Marc Rocchi, Président de la société OMMIC (Limeil-Brévannes) et à Yvon Cordier, Directeur de Recherche au CNRS (CRHEA-Valbonne) d'avoir participé à la commission d'examen en tant qu'examineurs de ce travail.

La direction de ce travail a été assurée par M. Jean-Claude De Jaeger, Professeur à l'Université de Lille 1. Je tiens à le remercier sincèrement pour m'avoir accordé sa confiance et partagé avec beaucoup de générosité ses nombreuses connaissances mais aussi pour ses qualités humaines avec sa faculté à soutenir les personnes.

Je tiens, par ailleurs, à remercier Mme Virginie Hoel, Maître de Conférences à l'Université de Lille 1 pour avoir codirigé ce travail de thèse. Je la remercie aussi pour son dynamisme et ses encouragements sans failles.

Les quelques lignes qui suivent pourront difficilement résumer ma gratitude envers Marie Lesecq, Maître de Conférences à l'Université de Lille 1, qui a encadré intégralement ce travail de thèse. Un grand merci à ma « *super encadrante* » pour tout le temps que tu m'as consacré durant ces trois années de thèse et pour être parvenue à me motiver et me soutenir quelles que soient les circonstances. Merci de m'avoir démontré qu'il était possible de faire de la techno dans la joie et la bonne humeur et surtout, aussi étonnant que cela puisse paraître, sur un fond de Bourvil (i.e. *Salade de fruits, jolie, jolie, jolie...*). Ce duo est la preuve que l'on peut entretenir un lien amical harmonieux tout en apprenant et en travaillant énormément. Je tiens encore une fois à lui exprimer toute ma reconnaissance : merci !

Il me tient particulièrement à cœur de remercier Nicolas Defrance, Maître de Conférences à l'Université de Lille 1, sans qui cette thèse ne serait pas ce qu'elle est. Je le remercie pour son intense investissement et sa contribution inestimable dans ce travail. Grâce à son sens de la perfection et sa rigueur, il m'a prodigué une oreille attentive et *in fine* d'excellents conseils durant ces trois années de thèse. Outre toutes tes compétences scientifiques, tu m'auras toujours impressionné par ta culture générale et tes talents de musicien, en particulier ton solo de guitare sur *Creep* (5Brats for ever !) laissant tout le monde bouche bée. Soit dit en passant, je compte bientôt finir *La Compagnie*...

Je remercie également Ali Soltani, Maître de Conférences à l'Université de Lille 1, pour sa disponibilité et toutes les discussions scientifiques enrichissantes, partageant volontiers toutes ses connaissances.

Merci à François Lecourt et Yannick Douvry d'avoir accompagné mes premiers pas en salle blanche et de m'avoir transmis les petites ficelles de la techno des transistors.

Un immense merci aussi à l'ensemble du personnel de la centrale de technologie de l'IEMN avec qui travailler a été un très grand plaisir. Je tiens à remercier particulièrement : Pascal Tilmant, Annie Fattorini, François Vaurette, Marc François, Christiane Legrand, Bertrand Grimbert, David Troadec, Laurent Fugère, Marc Dewitte, Saliha Ouendi et David Delcroix. Un grand merci, aussi, à l'ensemble de l'équipe de la centrale de caractérisation de l'IEMN : Sylvie Lepilliet, Vanessa Avramovic et Étienne Okada.

Merci à Adrien (Cutivator) avec qui nos connaissances se sont enrichies mutuellement, d'ailleurs l'opération Dragon a été un succès et Colin (la Machine) ami et compagnon d'escalade, et surtout dessinateur 3D hors pair. Merci à Mohamed K. (Moha) l'homme que j'ai appris à supporter pendant ces trois années, Moez, la personne qui garde son sang-froid en « toutes » circonstances et Sarra pour sa gentillesse et sa bonne humeur. Je n'oublie pas de souhaiter bon courage à Ezgi, Etienne, Nicolas H., Paul, Manon, Wei, Gaëtan, Selina, Valeria et Jorge pour leur soutenance plus ou moins proche. Un clin d'œil à Jean-Claude Gerbedoen (JCG) la personne la plus souriante que je connaisse, même quand cela ne va pas bien, Kamel Haddadi le puits de savoir, Nabil le malade imaginaire, Gilbert et Yannick V. (je vous classe parmi les thésards, c'est la vie, c'est comme ça !). Bon courage aux Padawans : Sarra, Yann, Gabriel, Maria, Caroline, Matej, Vinay, Sri, Natalia et Flavien le petit dernier. La liste est trop longue pour tous les citer, mais je tenais à remercier tous les thésards et post-docs du laboratoire qui participent à cette ambiance bon enfant.

Enfin, à toute ma famille, parents, grands-parents, ma sœur et tous mes amis, merci pour tout.

---

# Table des matières

<b>Remerciements .....</b>	<b>v</b>
<b>Table des matières .....</b>	<b>vii</b>
<b>Introduction générale.....</b>	<b>3</b>
<b>Chapitre 1 - Des propriétés physiques des matériaux III-N aux HEMTs.....</b>	<b>9</b>
Partie 1 : Principales propriétés des matériaux semiconducteurs III-N .....	10
1 Propriétés des matériaux III-N .....	10
1.1 Structure cristalline.....	10
1.2 Structure de bandes.....	12
1.3 Propriétés de transport .....	14
1.4 Effets des polarisations dans le cristal.....	17
1.4.1 Polarisation spontanée.....	17
1.4.2 Polarisation piézoélectrique .....	19
1.5 Propriétés thermiques des matériaux III-N.....	20
1.5.1 Conductivité thermique .....	20
1.5.2 Dépendance de l'énergie du gap en fonction de la température.....	21
1.6 Les matériaux ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ et $In_xAl_{1-x}N$ et quaternaire $In_xAl_yGa_{1-x-y}N$ .....	23
2 Hétéroépitaxie des matériaux III-N.....	24
2.1 Les techniques de croissance .....	24
2.1.1 Épitaxie en phase vapeur aux organométalliques.....	24
2.1.2 Épitaxie par jet moléculaire.....	26
2.2 Substrats utilisés pour la croissance des hétérostructures III-N .....	28
2.2.1 Le substrat de GaN massif .....	28
2.2.2 Le substrat saphir ( $Al_2O_3$ ) .....	29
2.2.3 Le substrat de carbure de silicium (SiC) .....	30
2.2.4 Le substrat silicium .....	30

---

Partie 2 : Propriétés structurales des hétérojonctions destinées aux HEMTs .....	32
3 Propriétés physiques des hétérojonctions AlGaN/GaN et InAlN/GaN.....	32
3.1 Principales caractéristiques des épitaxies destinées aux HEMTs.....	32
3.2 Étude structurale de l'hétérojonction $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ .....	35
3.3 Étude structurale de l'hétérojonction $In_xAl_{1-x}N/GaN$ .....	39
3.4 Origine du gaz d'électrons bidimensionnel .....	40
4 Description schématique d'un composant HEMT .....	42
5 État de l'art des composants HEMTs GaN pour la puissance en gamme millimétrique .	43
5.1 Introduction .....	43
5.2 État de l'art des composants HEMTs sur substrat Saphir .....	44
5.3 État de l'art des composants HEMTs sur substrat GaN .....	44
5.4 État de l'art des composants HEMTs sur substrat SiC.....	45
5.5 État de l'art des composants HEMTs sur substrat Si.....	46
6 Conclusion du Chapitre 1 .....	49
7 Bibliographie du Chapitre 1 .....	50
<b>Chapitre 2 - Technologie des dispositifs HEMTs .....</b>	<b>59</b>
1 Les marques d'alignement .....	61
2 Les contacts ohmiques .....	62
2.1 Fabrication et formation des contacts ohmiques .....	62
2.2 Caractérisation des contacts ohmiques .....	66
2.3 Optimisation des contacts ohmiques des hétérostructures InAlN/GaN sur substrat Si(111).....	69
2.4 Caractérisations des contacts ohmiques en fonction de la température.....	72
3 L'isolation des composants .....	76
4 La technologie de grille.....	81
4.1 Fabrication des grilles en « Té » - travaux antérieurs.....	82
4.2 Optimisation du procédé de fabrication des grilles en « Té » .....	83

---

4.3	Caractérisation du contact Schottky .....	89
4.3.1	Généralités sur le contact Schottky .....	89
4.3.2	Mécanismes de conduction à travers un contact Schottky .....	90
4.3.3	Modélisation du contact Schottky au travers des inhomogénéités de barrières .	96
4.3.4	Conclusion de l'étude sur la caractérisation des contacts Schottky .....	99
5	La passivation des composants .....	101
5.1	Généralités .....	101
5.2	Le prétraitement des états de surface .....	102
5.3	La passivation $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ .....	102
6	Les plots d'épaississements .....	104
7	Conclusion du Chapitre 2 .....	105
8	Bibliographie du Chapitre 2 .....	106
<b>Chapitre 3 - Étude des effets limitatifs des composants HEMTs.....</b>		<b>111</b>
Partie 1 : Caractérisation électrique des couches tampons GaN sur substrat Si(111).....		112
1	Généralités sur la notion de pertes hyperfréquences .....	113
1.1	Description des paramètres $S_{ij}$ .....	113
1.2	Le cas des guides d'ondes coplanaires .....	114
2	Caractérisation des pertes hyperfréquences dans les guides d'onde coplanaires.....	116
2.1	Pertes dans le substrat de Si(111) HR .....	117
2.2	Pertes sur des templates GaN et AlN obtenus par croissance MBE.....	117
2.3	Caractérisation des pertes liées aux couches tampons GaN et AlN obtenues par croissance MOCVD .....	119
2.3.1	Mesure des lignes en transmission .....	119
2.3.2	Analyse Tof-SIMS .....	120
2.4	Caractérisation des pertes des couches tampons MBE-MOCVD .....	123
2.5	Récapitulatif des résultats .....	124
Partie 2 : Caractérisation des défauts dans les hétérostructures de type HEMT .....		126

---

3	Caractérisation de l'effet kink dans les hétérostructures InAlN/GaN.....	126
3.1	Contexte de l'étude.....	126
3.2	Caractérisation en régimes statique et petit signal.....	127
3.3	Modélisation du processus d'ionisation des pièges.....	129
3.3.1	Lieu de la tension kink au sein de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ .....	129
3.3.2	Extraction de la mobilité effective $\mu_{eff}$ .....	131
3.3.2.1	Impact des résistances d'accès $R_S$ et $R_D$ .....	132
3.3.2.2	Modélisation avancée de la densité surfacique de charges $Q_n$ .....	133
3.3.2.3	Impact sur la mobilité effective.....	134
3.3.3	Modélisation du lieu de la tension kink.....	135
4	Spectroscopie d'impédance dans les hétérostructures InAlN/GaN.....	136
4.1	Mesure de capacités.....	136
4.2	Méthode de la conductance.....	137
	Partie 3 : Caractérisation des limitations thermiques.....	142
5	Extraction de la résistance thermique d'un composant HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR.....	143
5.1	Présentation de l'hétérostructure.....	143
5.2	Mesure par caméra infra-rouge.....	143
5.3	Caractérisation thermique par comparaison de mesures $I_D(V_{DS})$ en régime DC continu/pulsé.....	146
5.4	Analyse des mesures de résistances thermiques.....	147
6	Conclusion du Chapitre 3.....	149
7	Bibliographie du Chapitre 3.....	150
	<b>Chapitre 4 - Caractérisations statique et hyperfréquence des composants HEMTs.....</b>	<b>155</b>
	Partie 1 : Généralités sur les caractéristiques électriques des HEMTs.....	156
1	Les grandeurs électriques en régime statique.....	156
2	Caractérisation en régime impulsionnel.....	160
3	Les paramètres caractéristiques en régime hyperfréquence.....	162

---

3.1	Le schéma équivalent .....	162
3.2	La fréquence de coupure du gain en courant $F_t$ .....	163
3.3	La fréquence de coupure du gain en puissance $F_{Max}$ .....	165
3.3.1	Critère de stabilité .....	165
3.3.2	Gain maximum disponible (MAG : <i>Maximum Available Gain</i> ).....	165
3.3.3	Gain unilatéral (U) .....	166
3.4	La calibration et la procédure d'épluchage ( <i>de-embedding</i> ) .....	167
4	Les paramètres caractéristiques en puissance hyperfréquence.....	168
4.1	Grandeurs caractéristiques de la mesure de puissance hyperfréquence .....	169
4.2	Le gain en puissance.....	171
4.3	Le gain transducteur .....	171
4.4	Le rendement en puissance ajoutée .....	171
4.5	Puissance estimée .....	172
	Partie 2 : Caractérisations des HEMTs à faible longueur de grille .....	173
5	Le HEMT InAlN/GaN sur substrat Si(111) hautement résistif.....	173
5.1	Description de la structure épitaxiale .....	174
5.2	Procédé de fabrication technologique et propriétés de transport.....	174
5.3	Caractérisation en régime statique.....	175
5.4	Caractérisation en régime impulsionnel .....	178
5.5	Caractérisation hyperfréquence .....	179
6	Le HEMT InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant.....	181
6.1	Structure épitaxiale, procédé technologique et propriétés de transport.....	181
6.2	Caractérisation en régime statique.....	182
6.3	Caractérisation en régime impulsionnel .....	185
6.4	Caractérisation en régime hyperfréquence .....	186
6.5	Mesure de puissance hyperfréquence à 40 GHz.....	187
7	Le HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) hautement résistif .....	190

---

7.1	Structure épitaxiale, procédé technologique et propriétés de transport.....	190
7.2	Caractérisation en régime statique.....	193
7.3	Caractérisation en régime impulsionnel .....	194
7.4	Caractérisation en régime hyperfréquence .....	195
7.4.1	Détermination des fréquences de coupure $F_T$ et $F_{Max}$ .....	195
7.4.2	Extraction des paramètres du schéma équivalent petit-signal.....	196
7.5	Caractérisation en régime grand signal .....	197
7.5.1	Mesure de puissance hyperfréquence à 40 GHz .....	197
7.5.2	Mesure de puissance hyperfréquence à 18 GHz et 94 GHz.....	199
7.5.3	Discussion sur l'ensemble des résultats de puissance .....	200
8	Conclusion du Chapitre 4 .....	201
9	Bibliographie du Chapitre 4 .....	202
	<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>207</b>
	<b>Liste des publications .....</b>	<b>211</b>
	<b>Résumé .....</b>	<b>213</b>
	<b>Abstract .....</b>	<b>215</b>

# **Introduction générale**



# Introduction générale

Le siècle dernier a permis d'insuffler à l'économie mondiale une forte dynamique à travers le déploiement de l'ère de la micro-électronique, en particulier, suite aux travaux de John Bardeen, William Shockley et Walter Brattain chercheurs de la compagnie Bell aux États-Unis. Ces derniers furent à l'initiative de la réalisation du premier transistor en décembre 1947 ce qui leur a valu le Prix Nobel de Physique en 1956. Cette impulsion révolutionnaire a été complétée à la fin des années 1950 par l'invention du premier circuit intégré par Jack Kilby et Bob Noyce. Les années 1970 verront apparaître le premier microprocesseur Intel et les premières mémoires. Depuis, la complexité des circuits intégrés ne cessera de croître exponentiellement grâce à la miniaturisation des transistors.

Depuis, une progression quasi-exponentielle du marché des semiconducteurs est observée. Aujourd'hui, celui-ci représente un marché mondial de plus de 300 milliards de dollars annuels (source : *OPECST*) essentiellement gouverné par l'utilisation massive du silicium. Néanmoins, les propriétés intrinsèques de celui-ci (vitesse de saturation, tension de claquage,...) limitent son utilisation pour la réalisation de composants dédiés aux applications spécifiques dans le domaine des télécommunications, de la défense et du spatial nécessitant des densités de puissance élevées à des hautes fréquences. Dans les années 1970, les technologies employées dans ce sens reposaient sur l'utilisation de tubes à vide permettant d'amplifier et de générer des signaux de forte puissance à des fréquences supérieures au gigahertz. Dans les années 1980, les amplificateurs hyperfréquences à l'état solide ont fait leur apparition, fruits d'un long travail de développement ayant comme point de mire l'amélioration en termes de puissance et de fréquence afin de remplacer les tubes à vides. La technologie employée jusqu'au début des années 1990 était basée sur l'utilisation de matériaux III-V « petit gap » tel que le GaAs. Ce dernier, contrairement au silicium présente un avantage considérable en particulier en termes de mobilité permettant d'atteindre des fréquences de coupure élevées. En revanche, les HEMTs (*High Electron Mobility Transistors*) à base de GaAs sont limités d'un point de vue de la densité de puissance délivrée compte tenu des applications visées. La communauté scientifique s'est alors dirigée vers l'utilisation de matériaux III-V à large bande interdite. Ainsi, au début des années 1990, est apparue l'utilisation du nitrure de gallium (GaN), matériau III-V à large bande interdite au sein des transistors de type HEMT. Ces transistors en technologie GaN possèdent des propriétés

remarquables leurs permettant d'être des candidats de choix pour les applications de puissance hyperfréquence. Cela est dû principalement à la grande largeur de bande interdite du GaN permettant de polariser les composants à des tensions élevées et impliquant de fortes densités de courant associées à une vitesse de saturation élevée des porteurs. La combinaison de ces propriétés intrinsèques permet aux dispositifs HEMTs en technologie GaN d'atteindre des densités de puissance très élevées.

Les structures épitaxiales dédiées aux dispositifs de puissance hyperfréquence sont constituées d'une hétérojonction composée d'un matériau ternaire et du GaN (i.e. AlGaIn/GaN ou InAlN/GaN). La croissance des épitaxies est réalisée sur un substrat d'accueil. Actuellement, les meilleures performances sont obtenues sur des substrats en carbure de silicium (SiC), compte tenu de sa conductivité thermique élevée et de la qualité cristalline des épitaxies réalisées sur ce substrat. En revanche, le coût de revient de ce dernier reste un point pénalisant et le recours à des substrats bas-couts apparaît comme une réelle alternative. Aujourd'hui, la plus grande préoccupation industrielle réside dans la quête de rentabilité des futures générations des composants HEMTs à base de GaN. Dans ce sens, le début des années 2000 a vu se développer l'utilisation de substrats de silicium dans la croissance des épitaxies dédiées aux composants HEMTs. Depuis, plusieurs résultats ont été reportés dans la littérature démontrant les performances remarquables des composants HEMTs sur substrat silicium même si la conductivité thermique de celui-ci et la qualité structurale des épitaxies restent inférieures au SiC. Par ailleurs, le substrat de silicium est disponible jusqu'à des tailles de wafer de 12 pouces et permet d'envisager la possibilité d'intégrer des transistors de puissance à base de GaN avec la technologie CMOS actuelle permettant d'envisager un plus large marché. Néanmoins, la technologie GaN est encore pénalisée par la présence de nombreux défauts et pièges dans les hétérostructures dédiées aux HEMTs. Par ailleurs, le contrôle et l'inhibition des états de surface restent un point important à investiguer. Il est donc nécessaire de minimiser leurs impact afin d'aboutir à la maturité exigée pour un développement industriel.

Les quatre chapitres qui suivent décrivent les principaux résultats et avancées obtenus dans le cadre de ce travail de thèse réalisée au sein du groupe Composants et Dispositifs Micro-ondes de Puissance à l'IEMN.

L'objet du premier chapitre est de répertorier les propriétés physiques et électriques connues des matériaux III-N, et de décrire les différentes hétérojonctions destinées à la réalisation des composants HEMTs. Un état de l'art exhaustif des composants HEMTs à base de GaN en fonction des différentes filières de substrats viendra clore ce chapitre.

Le deuxième chapitre est consacré aux procédés technologiques de fabrication des HEMTs réalisés dans le cadre de ce travail. Une attention particulière est portée sur l'optimisation des procédés technologiques afin de réaliser des transistors ayant des grilles submicrométriques. À ce titre, une optimisation portant sur la technologie des contacts ohmiques et sur la réduction des longueurs de pieds de grille en « Té » sera exposée. Cette optimisation technologique sera complétée par des études physiques permettant de mettre en évidence plusieurs mécanismes relatifs au fonctionnement des contacts ohmiques et de l'électrode de grille.

Le troisième chapitre traite de la caractérisation des phénomènes limitatifs inhérents aux composants HEMTs. L'accent sera mis sur la compréhension des effets associés aux défauts présents dans les hétérostructures III-N dédiées aux composants HEMTs. De plus, une étude approfondie sur la caractérisation et la modélisation de l'effet kink sera proposée. Enfin, des caractérisations relatives à l'auto-échauffement des composants en régime de fonctionnement seront menées celui-ci ayant un impact substantiel sur les paramètres physiques et a fortiori sur les performances électriques des transistors.

Le dernier chapitre est consacré à la caractérisation approfondie des dispositifs HEMTs en régimes statique et hyperfréquence. À ce titre, une attention particulière sera portée aux paramètres clés en termes de montée en fréquence et a fortiori en termes de puissance hyperfréquence. Enfin, une présentation des résultats obtenus sur différents types de composants HEMT GaN à faible longueur de grille utilisant les technologies InAlN/GaN sur substrat Si(111), InAlN/GaN sur substrat SiC et AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) sera proposée. Les performances obtenues sur les HEMTs AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) ont par ailleurs fait l'objet d'un résultat à l'état de l'art en termes de densité de puissance à une fréquence de 40 GHz.

---

# **Chapitre 1 - Des propriétés physiques des matériaux III-N aux HEMTs**



# **Chapitre 1 - Des propriétés physiques des matériaux III-N aux HEMTs**

Ce premier chapitre porte sur les principales propriétés des matériaux III-N utilisés dans le cadre de cette thèse pour la réalisation de transistors à haute mobilité électronique (HEMT). En particulier, leur large bande interdite, leur champ de claquage élevé associé à une vitesse de saturation des porteurs remarquable, ont permis à ces matériaux d'être considérés comme des candidats très prometteurs pour les applications en optique, en électronique hyperfréquence et de puissance.

L'objet de ce chapitre est donc de répertorier les propriétés physiques connues de ces matériaux, et de décrire les différentes hétérojonctions destinées à la réalisation des composants HEMTs. Nous décrirons ensuite les principales étapes de croissance, par les techniques d'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques et d'épitaxie sous jets moléculaires à partir desquelles ont été élaborés les échantillons que nous avons étudiés. Les problématiques liées au substrat seront ensuite mises en exergue par l'intermédiaire d'une comparaison puis une description détaillée de la structure épitaxiale constituant la brique de base des composants HEMTs. Ensuite, la formation du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG), élément principal du transistor à haute mobilité électronique, sera expliquée de par la description des mécanismes liés aux polarisations spontanées et piézoélectriques.

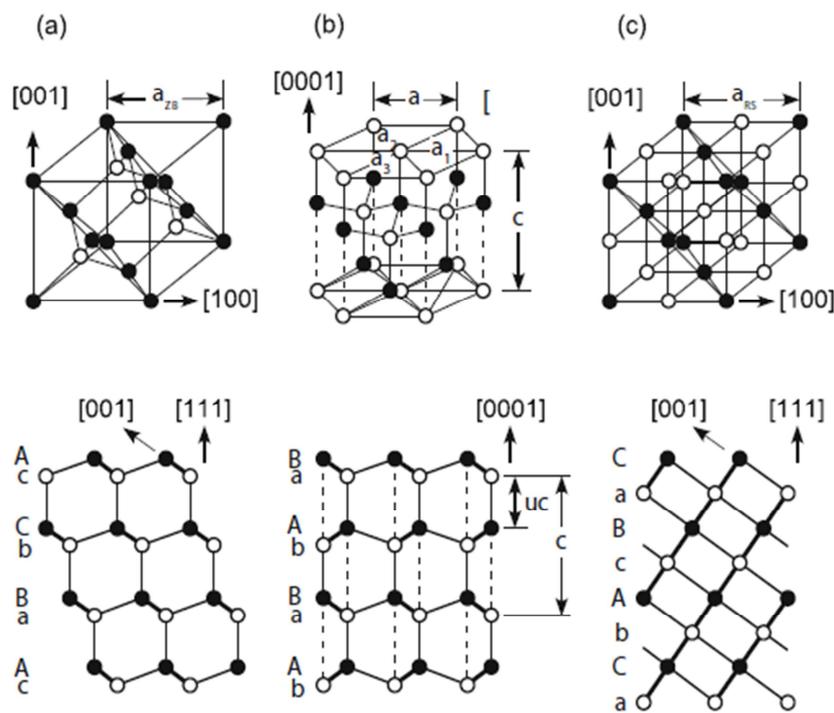
Le dénouement de ce chapitre sera constitué d'un état de l'art exhaustif des performances en puissance hyperfréquence des composants HEMTs à base de GaN. L'accent sera mis sur une comparaison en termes de densité de puissance en régime de saturation, de gain linéaire ainsi que de rendement en puissance ajoutée pour les composants GaN sur différents types de substrat.

**Partie 1 : Principales propriétés des matériaux semiconducteurs III-N**

**1 Propriétés des matériaux III-N**

**1.1 Structure cristalline**

Les matériaux semiconducteurs III-V sont composés d'éléments des colonnes 3 et 5 de la classification périodique de Mendeleïev. Ils peuvent être synthétisés sous trois formes cristallographiques différentes : wurtzite, zinc-blende et sel gemme (figure 1.1). Le nitrure de gallium (GaN), qui fait l'objet d'une attention particulière au cours de ce travail, est un composé binaire de la famille des nitrures (III-N). L'obtention de ces différentes structures dépend de plusieurs paramètres tels que les conditions de croissance (pression, température, ratio III/V,...) et de l'orientation cristallographique du substrat.



**Figure 1.1** : Structures cristallographiques du GaN : (a) zinc-blende, (b) wurtzite et (c) sel gemme (les cercles pleins et vides représentent respectivement les cations et les anions)

Thermodynamiquement plus stable [1], la structure wurtzite est celle qui est utilisée dans le cadre de ce travail de thèse. Les cristaux ayant la structure wurtzite appartiennent au groupe d'espace  $P6_3mc$  dans la notation Herman-Maugouin [2]. Il apparait deux sous-réseaux hexagonaux compacts, l'un pour les atomes métalliques (Al, Ga ou In) et l'autre pour

les atomes d'azote (N), décalés selon l'axe  $c$ , correspondant à l'axe de croissance. La phase hexagonale wurtzite présente l'empilement atomique AaBb... le long de l'axe  $[0001]$ . Les différents paramètres de maille des structures cristallines de type wurtzite pour le GaN, l'AlN et l'InN sont donnés dans le tableau 1.1.

	GaN	AlN	InN
$a_0$ (Å)	3.189	3.111	3.544
$c_0$ (Å)	5.185	4.978	5.718
$u_0$ (Å)	0.376	0.380	0.377

**Tableau 1.1** : Paramètres de maille des structures cristallines de type wurtzite pour le GaN, l'AlN et l'InN à 300 K [3]

La structure zinc-blende appartient au groupe d'espace  $F\bar{4}3m$  correspondant à deux réseaux cubiques à face centrée formés respectivement d'atomes d'élément III et d'azote décalés l'un de l'autre d'un quart de la diagonale principale du réseau. La structure zinc-blende possède la séquence AaBbCc... le long de l'axe  $[001]$ . Les paramètres de maille des structures cristallines de type zinc-blende pour le GaN, l'AlN et l'InN sont donnés dans le tableau 1.2.

	GaN	AlN	InN
$a_0$ (Å)	4.52	4.37	4.98

**Tableau 1.2** : Paramètres de maille des structures cristallines de type blende de zinc pour le GaN, l'AlN et l'InN à 300 K [4].

On note également l'existence de la structure sel-gemme, laquelle ne peut être obtenue directement par épitaxie et requiert des conditions de fortes pressions supérieures à 50 GPa dans le cas des matériaux III-N [5].

Dans la mesure où la structure wurtzite ne possède pas de centre d'inversion, les directions  $[0001]$  et  $[000\bar{1}]$  ne sont pas équivalentes. Par convention, l'axe  $[0001]$  est orienté du métal vers l'azote (inversement pour l'axe  $[000\bar{1}]$ ). Les structures élaborées selon l'orientation  $[0001]$  sont dites à polarité métal (Ga, Al, In) et celles selon  $[000\bar{1}]$  à polarité azote.

## 1.2 Structure de bandes

L'équation de Schrödinger décrivant l'état d'un électron dans un cristal parfait s'écrit :

$$\left( \frac{p^2}{2m^*} + V_C(\vec{r}) \right) \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (1.1)$$

Avec  $p$  la quantité de mouvement,  $m^*$  la masse effective des électrons,  $V_C(\vec{r})$  le potentiel cristallin et  $\Psi(\vec{r})$  la fonction d'onde de l'électron. La résolution de cette équation conduit à la notion de structure de bandes pour un cristal parfait, et en particulier pour un semiconducteur. Les solutions de cette équation peuvent être déduites en utilisant le théorème de Bloch explicité ci-après.

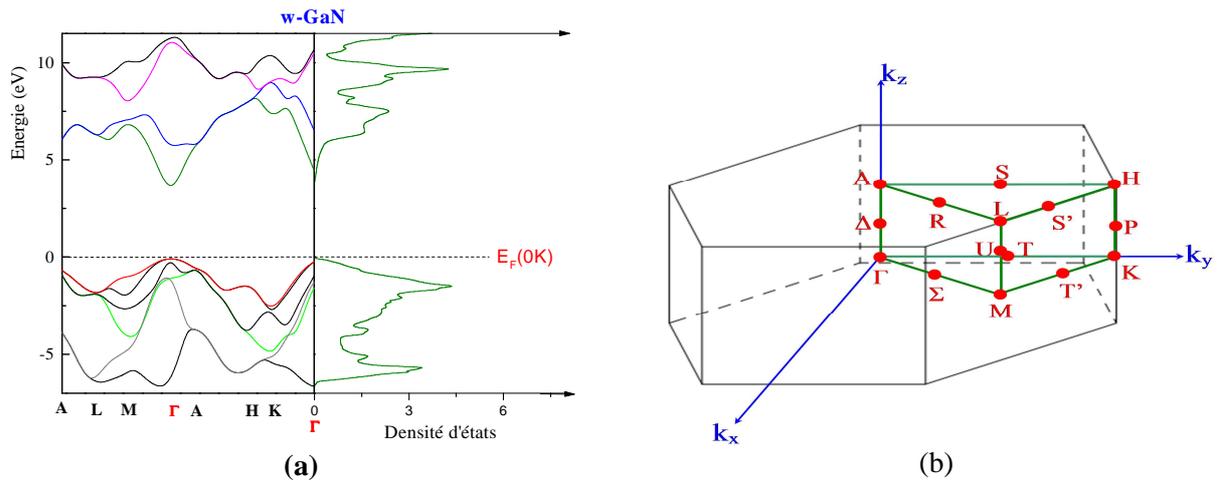
$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}} u_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (1.2)$$

Avec  $u_{\vec{k}}(\vec{r})$  une fonction qui présente la même périodicité que celle du potentiel cristallin  $\Psi(\vec{r})$ . La périodicité du potentiel cristallin entraîne la formation de bandes d'énergies permises séparées par des bandes interdites. Ces bandes sont elles-mêmes périodiques dans l'espace réciproque. L'étude d'un cristal volumique peut donc se réduire à la modélisation du plus petit volume contenant une période de la structure de bande, *i.e.* la première zone de Brillouin. Les bandes d'énergie donnent les états possibles pour les électrons en fonction de leur vecteur d'onde. Il est d'usage de représenter ces bandes dans l'espace réciproque et, pour simplifier, suivant des directions de plus haute symétrie.

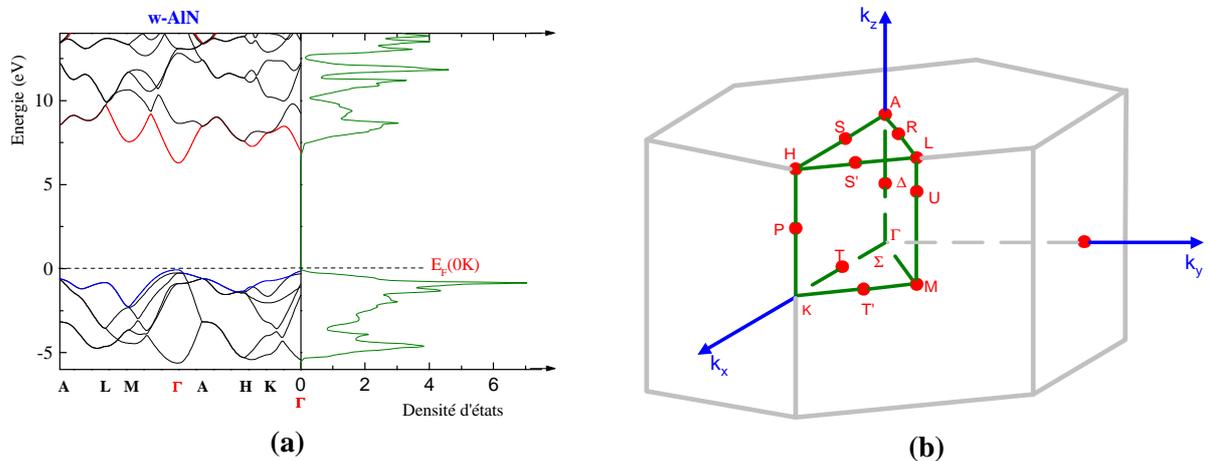
On trouve dans la littérature plusieurs moyens de calcul permettant de décrire avec précision l'allure de la structure de bandes tels que la méthode empirique du pseudo-potentiel ou bien les calculs de paramètres hybrides [6][7]. En particulier, il en découle les valeurs de l'énergie de bande interdite qui sont respectivement de 0.7 eV, 3.4 eV et 6.2 eV pour les composés InN, GaN et AlN à température ambiante.

Un traitement numérique basé sur des codes de calcul Monte Carlo auto-cohérent et *ab-initio* a été développé au sein du groupe Puissance. Celui-ci a permis d'évaluer les structures de bandes du GaN et de l'AlN et aussi de donner une description précise de la dynamique des porteurs dans les dispositifs semiconducteurs. Le code de calcul prend en considération quatre vallées de conduction ( $\Gamma$ , A, M, K) et trois bandes de valence ayant une dispersion isotropique non parabolique. Ce facteur de non-parabolicité est quant à lui utilisé comme paramètre

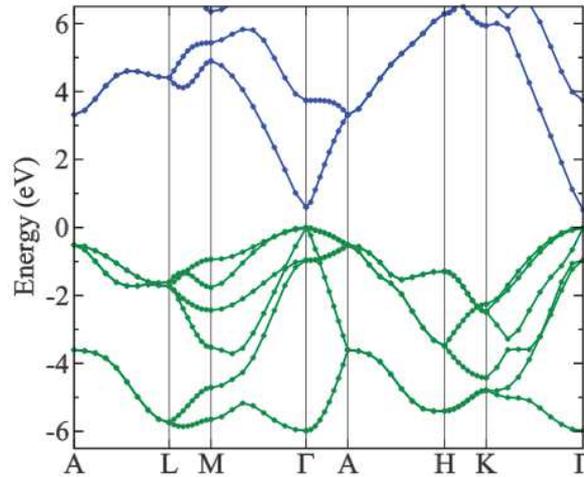
d'ajustement. En relation avec les phénomènes de transport, différents mécanismes de relaxation ont été pris en compte : le taux de collisions avec les impuretés ionisées, les collisions avec les phonons intravallée et intervallée, les phonons acoustiques, l'effet piézoélectrique et les collisions avec les phonons optiques polaires. Les figures 1.2 et 1.3 représentent les structures de bandes des matériaux GaN, AlN et leurs densités d'états associées ainsi que la schématisation de la première zone de Brillouin. Concernant le nitrure d'indium, les données ont été extraites de la littérature [7] (figure 1.4).



**Figure 1.2 :** Structure de bandes et densité d'états du w-GaN (a) et schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal de w-GaN (b)



**Figure 1.3 :** Structure de bandes et densité d'états de w-AlN(a) et schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal w-AlN



**Figure 1.4 :** Structure de bandes du nitride d'indium InN

Le nitride de gallium (GaN), le nitride d'aluminium (AlN) ainsi que le nitride d'indium (InN), présentent un gap direct. En d'autres termes, le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont localisés au centre de la première zone de Brillouin au point  $\Gamma$  ( $\vec{k}_{x,y,z} = \vec{0}$ ). La différence entre ces deux extrema correspond à la largeur de la bande interdite, appelée plus communément l'énergie du « gap » et notée  $E_g$ . La description complète de la structure de bandes est représentée à travers l'énergie des particules en fonction du vecteur d'onde  $\vec{k}$ . Un autre paramètre primordial pour décrire l'allure des structures de bandes est la masse effective correspondant à la masse des électrons dans le potentiel cristallin. Elle est définie par :  $m^* = \hbar^2 \left( \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \right)^{-1}$  où  $\hbar^2$  représente la constante de Planck réduite,  $E$  l'énergie et  $k$  le vecteur d'onde. On peut noter qu'au voisinage de la première zone de Brillouin, en vallée  $\Gamma$ , la bande de conduction présente une courbure accentuée. La masse effective étant inversement proportionnelle aux rayons de courbure des bandes d'énergie, la mobilité y sera plus élevée.

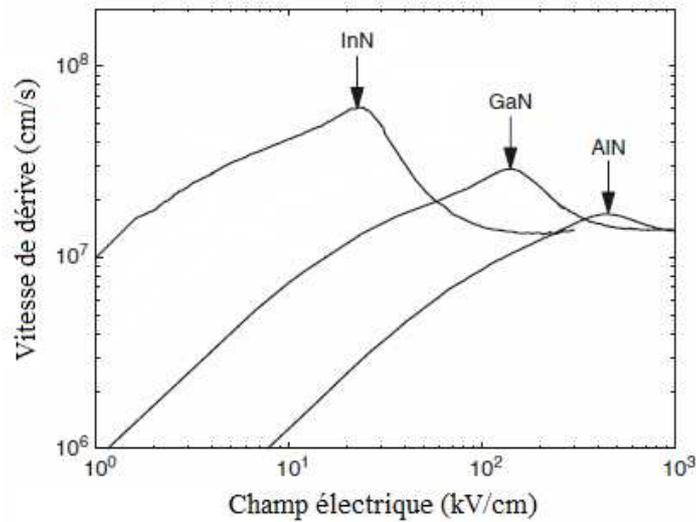
### 1.3 Propriétés de transport

En l'absence de champ électrique, les porteurs dans le réseau cristallin sont animés d'un mouvement brownien dû à l'agitation thermique. Il n'existe aucun mouvement d'ensemble des porteurs, la somme des vitesses de toutes les particules étant vectoriellement nulle. Au contraire, l'application d'un champ électrique externe apporte l'énergie nécessaire

au déplacement cohérent des électrons. Néanmoins, les différentes interactions au sein du réseau cristallin limitent la vitesse moyenne des porteurs. Il y a deux types d'interactions possibles : les interactions élastiques et inélastiques. Les interactions élastiques sont principalement dues aux collisions avec les impuretés et les défauts cristallins. L'orientation du vecteur vitesse est modifiée mais son énergie est conservée. Dans le cas des interactions inélastiques, en plus de la modification de la direction de mouvement, il apparaît aussi une diminution de l'énergie totale des électrons au profit d'oscillations du réseau cristallin appelées phonons. En outre, les collisions inélastiques d'origine multiple (électrons-électrons, électrons-phonons,...) inhibent le gain en énergie et ralentissent le mouvement des électrons. La vitesse des porteurs est appelée vitesse de dérive et dépend directement du champ électrique appliqué via la relation  $v_d(E) = \mu(E) E$ .

Les matériaux III-N possèdent des propriétés de transport remarquables qui en font des matériaux de choix pour l'électronique hyperfréquence. Dans la littérature, plusieurs études portent sur des mesures expérimentales de la vitesse de dérive des électrons dans les matériaux à base de nitrure. De par les différentes techniques utilisées, des divergences sont apparues concernant l'estimation de cette grandeur. En particulier, la valeur du champ électrique pour laquelle les électrons atteignent leur vitesse de saturation demeure discutée. La figure 1.5 représente la variation de la vitesse de dérive en fonction du champ électrique appliqué pour les trois matériaux semiconducteurs GaN, AlN et InN [8]. Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et la décélération sous l'effet des collisions, c'est-à-dire lorsque la distance parcourue est grande devant le libre parcours moyen. Pour de faibles champs, la mobilité est indépendante du champ électrique appliqué, par conséquent  $v_d = \mu_0 E$  et  $\mu_0 = q \cdot \tau / m^*$  avec  $q$  la charge de l'électron,  $\tau$  le temps de relaxation et  $m^*$  la masse effective des électrons. A partir d'une certaine valeur du champ électrique, un pic de survitesse apparaît pour les trois matériaux pour finalement décroître et tendre vers une valeur constante nommée vitesse de saturation des électrons. Cette décroissance engendre une résistance différentielle négative due aux transferts inter-vallées des porteurs [8][9]. En effet, dans le régime bas champ correspondant à de faibles énergies et associées à un faible taux de collisions, les électrons sont essentiellement localisés dans la vallée  $\Gamma$ , dans laquelle ils présentent une faible masse effective et par conséquent une grande mobilité. Sous l'effet du champ électrique, les électrons sont soumis à une forte accélération leur permettant d'atteindre rapidement une grande vitesse de dérive. Avec l'augmentation de ce champ électrique, les électrons possèdent

assez d'énergie pour un transfert inter-vallées et peuplent de plus en plus les vallées périphériques dans lesquelles leur masse effective devient élevée [10]. De par ce processus, les porteurs cèdent une grande partie de leur énergie cinétique et se déplacent avec une vitesse plus faible, conduisant ainsi à une baisse rapide et finalement une saturation de la vitesse de dérive.



**Figure 1.5** : Vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique à 300 K dans les matériaux massifs GaN, AlN et InN [11]

	GaN	AlN	InN
<b>Vitesse de saturation <math>v_{\text{sat}}</math> (<math>10^7</math> cm/s)</b>	1.75	1.5	1.4
<b>Vitesse maximale <math>v_{\text{max}}</math> (<math>10^7</math> cm/s)</b>	2.9	1.7	6
<b>Champ électrique critique <math>E_{\text{crit}}</math> (kV/cm)</b>	140	450	22.5

**Tableau 1.3** : Propriétés de transport volumique à 300 K des matériaux binaires nitrurés

Lorsque les électrons sont soumis à des variations du champ électrique, il devient indispensable de prendre en compte les effets transitoires, on parle alors de régime de transport électronique non stationnaire. Il se caractérise par un taux négligeable de collisions entre les porteurs et les mécanismes d'interactions électrons-phonons. Par conséquent, la vitesse des électrons est sensiblement plus importante que dans le cas du transport stationnaire. Dans ce cas, ils sont donc en régime balistique ou quasi-balistique [12].

## 1.4 Effets des polarisations dans le cristal

Parmi les semiconducteurs III-V, les matériaux III-N sont les seuls qui présentent à la fois une polarisation spontanée et une polarisation piézoélectrique [13]. Ils appartiennent à la catégorie des composés pyroélectriques. Les matériaux pyroélectriques les plus communs utilisés dans le cadre de ce travail ayant une structure cristalline de type wurtzite sont : GaN, AlN et InN. Ces propriétés peuvent être expliquées par des dipôles électrostatiques qui existent naturellement du fait de la non coïncidence des barycentres des charges positives et des charges négatives.

### 1.4.1 Polarisation spontanée

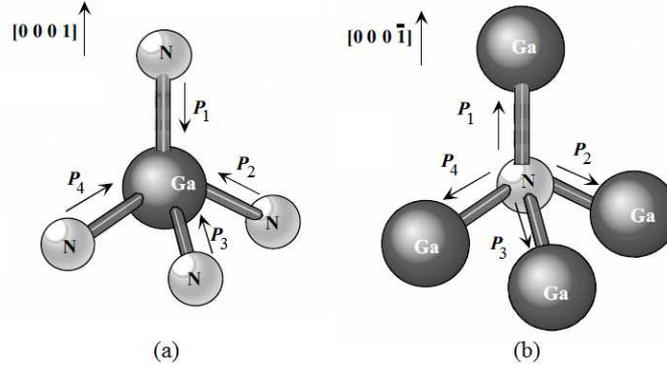
Les matériaux III-N wurtzite, en l'absence de contraintes extérieures, présentent une polarisation macroscopique non nulle. Afin de décrire précisément la notion de polarisation spontanée, il est nécessaire de prendre en compte plusieurs paramètres et propriétés du réseau cristallin. En particulier, on s'intéressera à la longueur des liaisons entre les anions et les cations notée  $u$  et au rapport des paramètres de maille  $c/a$ . Pour une structure wurtzite idéale,  $u = 3/8 = 0.375$  et  $c/a = \sqrt{8/3} = 1.633$  [14]. Le tableau 1.4 résume ces paramètres ainsi que la norme de la polarisation spontanée exprimée en  $C.m^{-2}$  pour les trois matériaux étudiés. Il apparaît que la déviation par rapport à la structure wurtzite idéale est à l'origine de la polarisation spontanée observée dans les matériaux III-N. On remarquera que ce décalage est plus important dans le cas du nitrure d'aluminium.

	$c/a$	$u$	$P_{sp}(C/m^2)$
<b>GaN</b>	1.634	0.376	-0.029
<b>AlN</b>	1.619	0.380	-0.081
<b>InN</b>	1.627	0.377	-0.032

**Tableau 1.4** : Rapport des paramètres de maille  $c/a$ , longueur des liaisons et polarisation spontanée pour les matériaux GaN, AlN et InN [14].

Les tétraèdres formant le cristal étant irréguliers, la distance des liaisons entre atomes à fort caractère ionique varie suivant l'axe de croissance. Par conséquent, chaque tétraèdre possède un dipôle élémentaire. La somme vectorielle de ces dipôles génère une polarisation macroscopique non nulle correspondant à la polarisation spontanée et dirigée suivant l'axe de croissance (0001). Dans le cas du nitrure de gallium, la figure 1.6 représente la distribution des moments dipolaires conduisant à la génération de la polarisation spontanée dans le cas du

GaN face gallium (a) et du GaN face azote (b). La structure wurtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001). En effet, les directions  $[0001]$  et  $[000\bar{1}]$  ne sont pas équivalentes. Pour le GaN, il existe deux arrangements possibles des atomes de gallium et d'azote lors de la croissance. Dans le cas où la liaison orientée Ga-N pointe vers la surface, on parle de polarité gallium ou face Ga. Dans le cas contraire, on parlera de polarité azote ou face N.

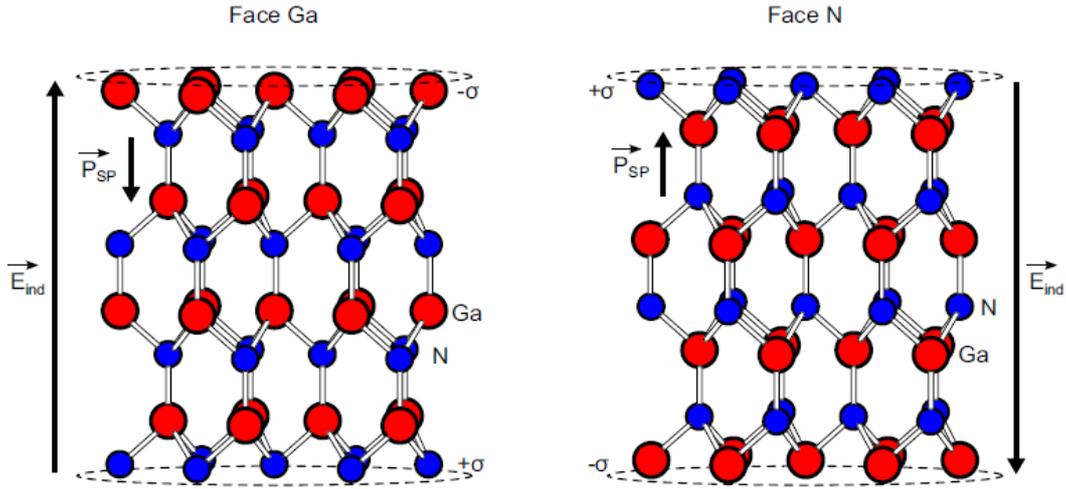


**Figure 1.6** : Distribution des moments dipolaires dans le cas du GaN face gallium (a) et du GaN face azote (b)

Dans le cas de la structure face gallium, l'atome central de Ga possède quatre atomes voisins dont trois dans le même plan cristallographique perpendiculaire à l'axe de croissance  $c$  (0001). Ces atomes génèrent un moment dipolaire résultant égal à  $\vec{P}_R = \vec{P}_2 + \vec{P}_3 + \vec{P}_4$ . Le dernier atome d'azote est quant à lui sur l'axe  $c$  et son moment notée  $\vec{P}_1$  est orienté dans la direction opposée au moment résultant. En conséquence, dans une structure wurtzite relaxée, la somme vectorielle de ces moments engendre une polarisation spontanée totale  $|\vec{P}_{SP}| = |\vec{P}_1| - |\vec{P}_R|$  orientée dans le même sens que l'axe de croissance  $c$ . Dans le cas de la polarité face N, le raisonnement reste identique mais du fait de l'orientation de la polarisation résultante, on obtient :  $|\vec{P}_{SP}| = |\vec{P}_R| - |\vec{P}_1|$

En définissant  $\nabla\vec{P} = -\rho_p$  et  $\sigma_p = \vec{P} \cdot \vec{n}$ , avec  $\rho_p$  la densité volumique de charges de polarisation,  $\sigma_p$  la densité surfacique de charges de polarisation et sachant que la symétrie du GaN suivant l'axe  $c$  implique une densité de charge volumique nulle, il vient :  $\nabla\vec{P} = -\rho_p = 0$ . Néanmoins, la compensation des charges n'étant pas effective au niveau des interfaces, on peut écrire  $\sigma_p = \vec{P} \cdot \vec{n} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E}_{int} \cdot \vec{n} + \epsilon_0 \vec{E}_{ext} \cdot \vec{n}$  avec  $\vec{E}_{int}$  et  $\vec{E}_{ext}$  représentant respectivement le champ électrique à l'interface semiconducteur/air et le champ extérieur et  $\vec{n}$  le vecteur normal à la surface. En l'absence de champ électrique externe, on obtient,  $\sigma^+ =$

$\varepsilon_0 \varepsilon_r |\vec{E}_{int}|$  et  $\sigma^- = -\varepsilon_0 \varepsilon_r |\vec{E}_{int}|$  avec  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  les charges de polarisation aux interfaces supérieures et inférieures (figure 1.7). La polarisation des semiconducteurs III-N hexagonaux de type wurtzite induit donc un champ électrique interne constant dans le matériau, opposé au vecteur polarisation, et dont la valeur ne dépend que de la distribution des charges fixes aux interfaces.



**Figure 1.7** : Polarisation spontanée et distribution des charges fixes aux interfaces pour le GaN wurtzite à polarités gallium et azote

### 1.4.2 Polarisation piézoélectrique

En plus de la polarisation spontanée  $P_{SP}$ , les matériaux III-N présentent une polarisation piézoélectrique  $P_{PZ}$  lorsqu'ils sont soumis à une contrainte mécanique. La polarisation piézoélectrique résulte de la croissance pseudomorphique de ces matériaux sur des substrats présentant un désaccord de maille avec la structure wurtzite des matériaux III-N. Par conséquent, une modification de la symétrie du cristal due aux contraintes apparaît, engendrant ainsi la création d'une polarisation piézoélectrique. Sous l'action des contraintes mécaniques, notée  $\sigma_{xx}$  pour une contrainte biaxiale, une concentration de charges surfaciques aux interfaces est induite donnant lieu à l'existence d'un champ électrique résultant. La polarisation piézoélectrique induite par la contrainte le long de l'axe de croissance (0001) dans une structure hexagonale de type III-N wurtzite est donnée par la relation suivante [13][15]:

$$\vec{P}_{PZ} = P_{PZ} \cdot \vec{e}_z = 2\varepsilon_{xx} \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{31}} \right) \vec{e}_z \quad (1.3)$$

Où  $\varepsilon_{xx} = (a - a_0)/a_0$  représente la déformation de la maille suivant l'axe perpendiculaire à l'axe de croissance  $c$  avec  $a$  le paramètre de maille contraint et  $a_0$  le paramètre de maille relaxé,  $e_{31}$ ,  $e_{33}$  les coefficients piézoélectriques et  $C_{13}$ ,  $C_{31}$  les constantes élastiques. Ces valeurs reportées dans la littérature sont données dans le tableau 1.5 pour les trois matériaux binaires étudiés [13].

	GaN	AlN	InN
$e_{31}$ ( $C \cdot m^{-2}$ )	-0.49	-0.58	-0.57
$e_{33}$ ( $C \cdot m^{-2}$ )	0.73	1.55	0.97
$C_{13}$ (GPa)	103	108	92
$C_{33}$ (GPa)	405	373	224

**Tableau 1.5 :** Coefficients piézoélectriques et élastiques pour les composés GaN /AlN / InN

Une attention particulière sera donnée dans la suite sur la polarisation piézoélectrique induite dans le cas des hétérostructures  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  et  $In_xAl_{1-x}N/GaN$ .

## 1.5 Propriétés thermiques des matériaux III-N

### 1.5.1 Conductivité thermique

Outre leurs remarquables propriétés électroniques, les matériaux III-N possèdent par ailleurs des propriétés thermiques intéressantes pour les applications de puissance générant de l'auto-échauffement. La conductivité thermique  $\kappa$  représente l'aptitude d'un matériau à conduire la chaleur et est exprimée en  $W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$ . La dépendance de la conductivité thermique  $\kappa$  en fonction de la température pour les matériaux binaires III-N en couche épaisse peut être modélisée selon une loi empirique (équation 1.4).

$$\kappa(T) = \kappa_{300K} \left( \frac{T}{300K} \right)^\alpha \quad (1.4)$$

Les conductivités thermiques des principaux semiconducteurs binaires III-N wurtzite, du diamant, du silicium, du carbure de silicium et du saphir [16] sont données dans le tableau 1.6.

	<b>Conductivité thermique</b> $\kappa_{300K} (W \cdot K^{-1} m^{-1})$	<b>Coefficient <math>\alpha</math></b>
<b>GaN</b>	130	-0.43
<b>AlN</b>	285	-1.57
<b>InN</b>	85	-
<b>Si</b>	148	-1.35
<b>Saphir</b>	42	-
<b>6H-SiC</b>	390	-1.5
<b>4H-SiC</b>	330	-
<b>Diamant</b>	2500	-1.85

**Tableau 1.6** : Propriétés thermiques des matériaux III-N et autres semiconducteurs à 300 K [17]

La croissance des matériaux III-N pour la réalisation de HEMTs est en général réalisée sur des substrats tels que le silicium, le saphir ou le carbure de silicium. Compte tenu de l'auto-échauffement généré en fonctionnement dans les composants de puissance, ceux-ci requièrent d'être réalisés sur le substrat présentant la meilleure conductivité thermique. Par ailleurs, la conductivité thermique est dépendante d'un point de vue structural de la qualité cristalline des matériaux. En effet, la densité de défauts dans la structure cristalline est un des facteurs limitatifs de la dissipation thermique. Celle-ci entraîne une diminution significative de la valeur de la conductivité thermique à travers les interactions phonons-défauts structuraux.

### 1.5.2 Dépendance de l'énergie du gap en fonction de la température

L'élévation de la température génère l'augmentation des vibrations du réseau cristallin ce qui impacte directement les propriétés intrinsèques des semiconducteurs via les interactions électrons-phonons. En particulier, l'énergie de la bande interdite est directement concernée. La largeur de la bande interdite est fonction de la température. Cette variation est communément décrite par la relation semi-empirique de Varshni [18]:

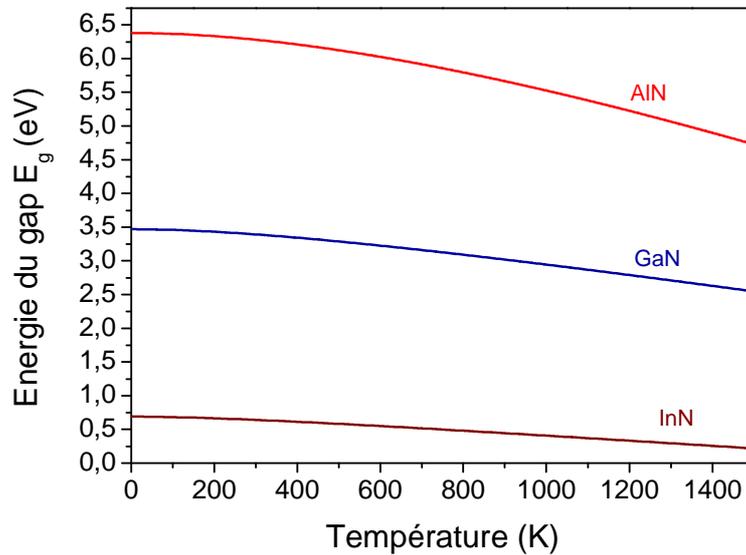
$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1.5)$$

Où  $E_g(0)$  représente la valeur de la largeur de bande interdite à  $T = 0 K$ ,  $\alpha$  et  $\beta$  sont des paramètres spécifiques aux matériaux et exprimés respectivement en  $meV \cdot K^{-1}$  et  $K$ . Ces

valeurs sont déterminées à partir de données expérimentales et approximées via la méthode des moindres carrés. Pour les composés III-N, ces paramètres sont donnés dans le tableau 1.7.

	$E_g(0)$ (eV)	$\alpha$ (meV.K <sup>-1</sup> )	$\beta$ (K)
<b>GaN</b>	3.47	0.94	791
<b>AlN</b>	6.38	2.63	2082
<b>InN</b>	0.69	0.41	454

**Tableau 1.7** : Paramètres pour les composés III-N binaires obtenus à partir du modèle de Varshni [19]

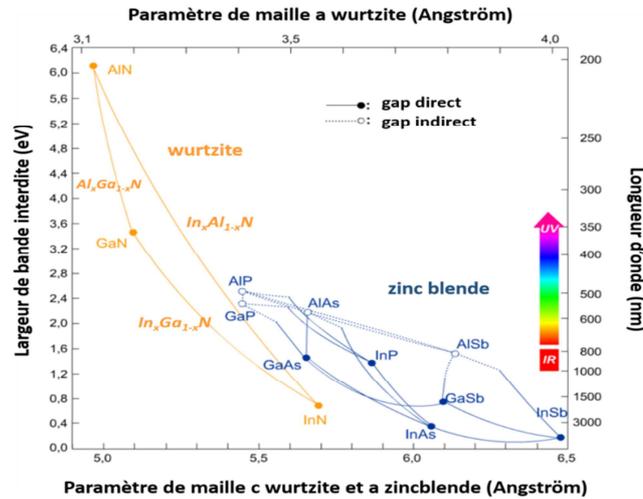


**Figure 1.8** : Énergie de la bande interdite  $E_g$  en fonction de la température dans les semiconducteurs binaires, obtenue à partir du modèle de Varshni

Il est à noter que ces valeurs sont valables pour des matériaux en couche épaisse. Pour des couches épitaxiales déposées sur un substrat hôte, les largeurs de bande interdite peuvent différer en raison des différences de coefficient de dilation thermique. Par conséquent, les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  doivent être soigneusement déterminés pour chaque hétérostructure spécifique. Dans la gamme de température de fonctionnement des transistors HEMTs ( $T < 500\text{K}$ ), la variation de la largeur de bande interdite reste cependant très faible (figure 1.8).

### 1.6 Les matériaux ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ et $In_xAl_{1-x}N$ et quaternaire $In_xAl_yGa_{1-x-y}N$

L'intérêt des nitrures d'éléments III est la possibilité d'obtenir une grande variété de largeurs de bandes interdites par rapport aux semiconducteurs classiques en faisant varier les concentrations d'aluminium ou d'indium. À température ambiante, leur largeur de bande interdite permet de couvrir un large spectre de longueurs d'onde allant de l'infrarouge (1.55  $\mu\text{m}$ ) à l'ultraviolet profond (200 nm). Ils offrent la possibilité de former plusieurs alliages de types ternaires ou quaternaires principalement utilisés pour des applications en microélectronique et en optoélectronique. Ces alliages, dont les principales propriétés seront abordées dans la suite de ce manuscrit, sont les principaux constituants des hétérostructures pour la réalisation de HEMTs. Ils représentent, généralement, la couche dite de barrière et sont constitués d'un alliage ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  ou  $In_xAl_{1-x}N$  ou encore quaternaire  $In_xAl_yGa_{1-x-y}N$ . Cette zone de barrière doit posséder une largeur de bande interdite plus grande que celle du matériau où se trouve le canal. En effet, l'hétérojonction induit la formation d'un gaz 2D à l'interface avec la couche GaN grâce aux différents effets de polarisation comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit.



**Figure 1.9 :** Largeur de la bande interdite en fonction du paramètre de maille pour les matériaux III-N binaires et ternaires

La figure 1.9 représente la largeur de bande interdite des différents matériaux III-V. Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir différents types d'alliages par substitution partielle d'un des éléments par un autre, de la même colonne. La largeur de bande interdite des alliages ternaires de type  $A_xB_{1-x}N$  peut être décrite par l'équation suivante :

$$E_g^{A_x B_{1-x} N} = E_g^{AN} x + E_g^{BN} (1 - x) - b^{A_x B_{1-x} N} x(1 - x) \quad (1.6)$$

Avec  $b^{A,B}$  le terme de non linéarité (bowing) représentant la déviation par rapport à la loi linéaire de Vegard. Les valeurs du paramètre de courbure sont respectivement de 0.9 eV [20], 3 eV [21] et 1.43 eV [22] pour AlGaN, InAlN et InGaN.

Pour l'alliage quaternaire formé à partir des trois semi-conducteurs III-N binaires que sont le GaN, l'AlN et l'InN, la valeur de la bande interdite est obtenue en utilisant l'équation 1.7 :

$$\begin{aligned} E_g^{In_x Al_y Ga_{1-x-y} N} &= E_g^{InN} \cdot x + E_g^{AlN} \cdot y + E_g^{GaN} \cdot (1 - x - y) - b^{InGaN} \cdot x(1 - x) \\ &\quad - b^{AlGaN} \cdot y(1 - y) \end{aligned} \quad (1.7)$$

## 2 Hétéroépitaxie des matériaux III-N

La qualité des hétérostructures dédiées aux transistors à haute mobilité électronique a une influence décisive sur les performances des composants pour les applications de puissance hyperfréquence. Une attention particulière sera donc donnée dans cette partie sur la notion d'épitaxie, en particulier sur les techniques de croissance des matériaux III-N élaborées sur les différents types de substrats.

### 2.1 Les techniques de croissance

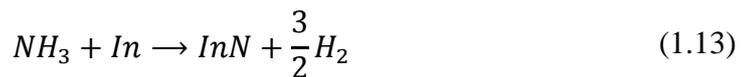
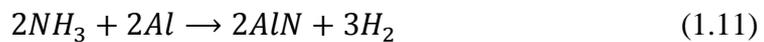
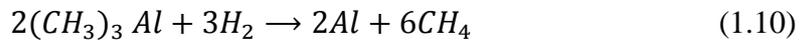
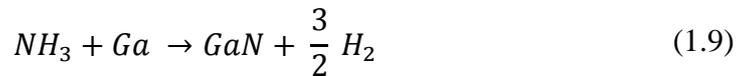
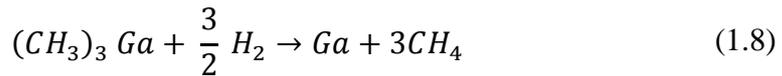
#### 2.1.1 Épitaxie en phase vapeur aux organométalliques

L'épitaxie en phase vapeur organométalliques (EPVOM) ou en anglais *Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy* est une technique de croissance chimique très utilisée pour les hétérostructures III-V [23]. Dans l'industrie, la majeure partie des bâtis de croissance des matériaux III-N repose sur cette méthode qui permet de réaliser des couches minces ou épaisses présentant une bonne qualité cristalline pour diverses raisons.

Les composés Al, Ga et In ne pouvant pas être acheminés sous forme gazeuse dans la chambre de croissance, il est nécessaire d'utiliser des précurseurs organométalliques afin de réaliser la croissance. Le principe de cette méthode repose sur l'acheminement par un gaz vecteur dans la chambre de croissance, en général du dihydrogène ou du diazote, de composés organométalliques tels que le tri-méthyl-gallium (TM-Ga), le tri-méthyl-aluminium (TM-Al)

et le tri-méthyl-indium (TM-In). L'azote est quant à lui obtenu en utilisant un précurseur d'ammoniac  $NH_3$ . Ces précurseurs sont stockés dans des cylindres appelés « bullers » sous pression de vapeur saturante. Ils sont ensuite transportés dans la chambre de croissance par l'intermédiaire d'un gaz vecteur ( $H_2$ , Ar ou  $N_2$ ), circulant à travers les cylindres (figure 1.10). Les espèces réactives se trouvent alors dans la chambre principale dans laquelle a lieu plusieurs réactions chimiques. La croissance des matériaux est amorcée suite à l'adsorption des espèces sur la surface du substrat. Le méthane et le dihydrogène issus des réactions chimiques sont ensuite évacués de la chambre de croissance. La croissance est généralement réalisée à faible pression (20 Torr - 500 Torr) et à haute température ( $900^\circ C$  -  $1200^\circ C$ ). Les vitesses de croissance varient en fonction des conditions fixées dans le réacteur et peuvent aller jusqu'à quelques micromètres par heure.

Les équations simplifiées des réactions chimiques activées thermiquement dans le cas de la croissance du GaN, de l'AlN et de l'InN sont données ci-dessous :



La température représente un paramètre clé pour la croissance. En effet, la cinétique de croissance dépend fortement de la température du porte substrat et de la chambre principale. De plus, il faut adapter la température afin d'obtenir le maximum de diffusion des produits réactifs sur la surface du substrat et par ailleurs maximiser le taux de désorption des espèces parasites telles que le méthane et le dihydrogène qui se créent lors des réactions chimiques. Malgré la qualité des précurseurs utilisés, il est inévitable d'obtenir des incorporations d'impuretés telles que le carbone, l'oxygène, le silicium ou l'hydrogène, dans la couche épitaxiée.

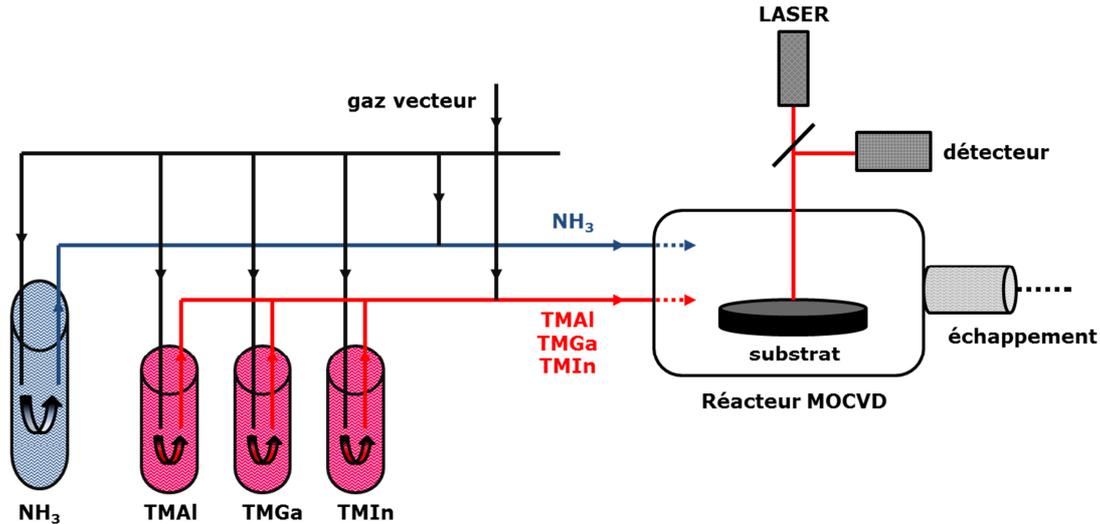


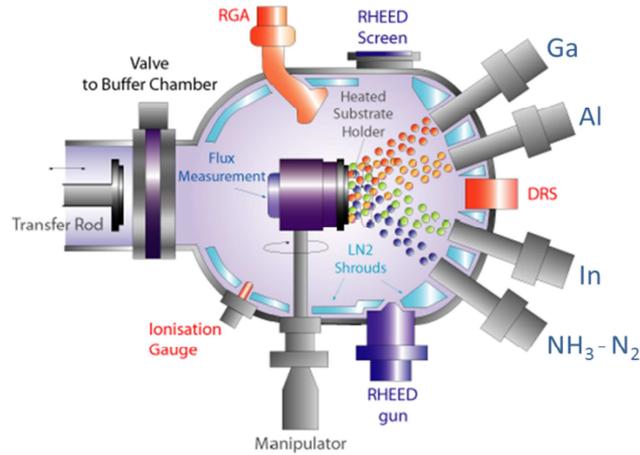
Figure 1.10 : Schéma synoptique d'un bâti de croissance MOCVD

### 2.1.2 Épitaxie sous jet moléculaire

L'épitaxie sous jets moléculaires (EJM) ou MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) est une technique qui a été développée dans les laboratoires Bell à la fin des années 1960 pour la croissance contrôlée des semi-conducteurs. En utilisant des sources solides pures de gallium et d'arsenic, la bonne qualité de la croissance de GaAs a été démontrée dans une enceinte où régnait un vide poussé [24]. Cette technique consiste à envoyer un flux d'atomes ou de molécules sur un substrat hôte situé dans une chambre de croissance sous un environnement ultravide ( $10^{-11}$  Torr). Les cellules d'effusion (figure 1.11), contenant les composés III à évaporer à l'état solide, sont chauffées au-delà de leur point de fusion et orientées dans la direction du substrat. Ces composés sont ensuite sublimés afin d'amorcer la croissance. L'élément V, en l'occurrence l'azote, est quant à lui généré par craquage de molécules d'ammoniac  $NH_3$  ou l'excitation de diazote  $N_2$  à l'aide d'une source plasma radiofréquence.

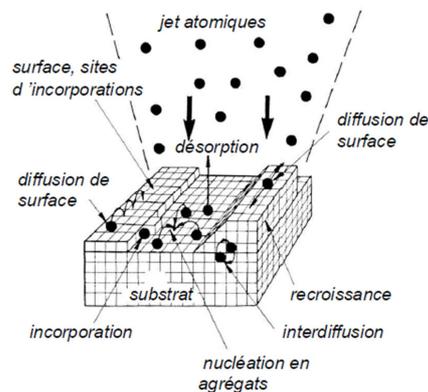
L'épitaxie est réalisée à très basse pression de manière à ce que le libre parcours moyen  $\lambda$  des atomes soit largement plus grand que la distance substrat – cellule. Ainsi, les atomes évaporés depuis les cellules d'effusion ne subissent aucune interaction jusqu'à leur arrivée sur le substrat, d'où l'appellation « épitaxie sous jets moléculaires ». Contrairement à la MOCVD, les températures de croissance sont beaucoup plus basses ( $500^{\circ}C - 900^{\circ}C$ ) permettant de limiter les phénomènes de diffusion dans le volume et d'inter-diffusion aux interfaces. Des vitesses de croissance lentes et un système de caches permettent un contrôle extrêmement précis des quantités de matière déposées et des épaisseurs. Les vitesses de croissance par MBE sont typiquement inférieures au micromètre par heure. Un système de

diffraction d'électrons rapides sous incidence rasante, RHEED (*Reflection High Energy Electron Diffraction*) est aligné avec le substrat afin de contrôler en temps réel la croissance et la cristallinité des couches.



**Figure 1.11:** Schéma de la chambre de croissance d'un bâti d'épitaxie sous jets moléculaires

Plus généralement, la croissance MBE met en jeu différents processus cinétiques illustrés sur la figure 1.12. En atteignant la surface du substrat, les molécules sont adsorbées par l'intermédiaire des forces de Van der Waals sur la surface et il n'y a pas de transfert d'électrons entre les atomes déposés et ceux de la surface du substrat. Cette interaction met en jeu de faibles énergies de liaison (entre 10 et 100 meV). Ensuite, le processus dominant consiste en la chimisorption des molécules. Celles-ci forment des liaisons chimiques avec les espèces présentes sur le substrat par transfert d'électrons et migrent dans des sites cristallins énergétiquement favorables. Il apparaît finalement la formation d'îlots de molécules ou l'extension des terrasses existantes, puis les espèces non incorporées dans le réseau cristallin sont désorbées thermiquement.



**Figure 1.12 :** Processus de croissance en épitaxie par jet moléculaire

## 2.2 Substrats utilisés pour la croissance des hétérostructures III-N

Le choix du substrat est déterminant pour ce qui concerne la qualité de l'épitanie car les transistors à haute mobilité électronique à base de matériaux III-N génèrent des densités de puissance élevées et, a fortiori, de l'auto-échauffement. Une bonne conductivité thermique et une haute qualité cristalline s'avèrent donc nécessaires. La croissance des matériaux III-N est possible sur différents types de substrats. Néanmoins, plusieurs paramètres sont à prendre en considération tels que le désaccord de maille et le coefficient de dilatation thermique. L'idéal serait d'assurer directement la croissance du nitrure de gallium sur un substrat de GaN massif afin de réduire les défauts structuraux, on parle alors d'homoépitanie. Dans le cas contraire, il est de mise d'utiliser d'autres types de substrats, on parle alors d'hétéroépitanie, la nature du substrat hôte étant différente de la couche épitanie. Ainsi, cette partie du manuscrit de thèse portera sur une synthèse des propriétés et paramètres des substrats destinés aux structures de type HEMT utilisées dans le cadre de ce travail.

Matériau	Constante de maille $a$ (Å)	Désaccord de maille avec le GaN (%)	Conductivité thermique $\kappa$ (W/cm.K)	Coefficient d'expansion thermique $\Delta a/a$ ( $10^{-6} K^{-1}$ )	Isolation électrique ( $\Omega.cm$ )
GaN	3.12	0	1.3	5.6	$> 10^9$
6H-SiC	3.08	3.4	4.9	4.2	$> 10^{11}$
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2.75	14	0.5	7.5	$> 10^{12}$
Si(111)	3.84	18	1.5	3.6	$4 - 10 \times 10^3$

**Tableau 1.8:** Propriétés générales des principaux substrats utilisés pour la croissance du GaN

Le tableau 1.8 regroupe les propriétés générales des principaux substrats utilisés pour la fabrication des composants électroniques à base de GaN. Dans la suite, on s'attachera à décrire en détail les propriétés de ces substrats.

### 2.2.1 Le substrat de GaN massif

La plupart des dispositifs HEMTs sont fabriqués par hétéroépitanie sur des substrats Si, SiC, ou saphir. Jusqu'à présent, aucun de ces substrats n'a été en mesure de permettre la croissance directe de cristal GaN de haute qualité. Par conséquent, lors de la croissance épitanie, de nombreux défauts apparaissent (densités de dislocations de  $10^8$ - $10^{11} cm^{-2}$ ) dans

le matériau, entraînant de nombreuses questions sur la fiabilité des dispositifs. Le substrat de nitrure de gallium massif est naturellement le plus adapté pour bénéficier des avantages de l'homoépitaxie. Avec un désaccord de maille quasi nul, il permet d'obtenir des couches épitaxiées avec un taux de dislocations inférieur à  $1.10^2 \text{ cm}^{-2}$ .

À l'heure actuelle, le développement des substrats GaN massif est encore en phase de recherche. En effet, la réalisation de substrats de nitrure de gallium nécessite des conditions de températures et de pressions très élevées ( $P \sim 4 \text{ GPa}$  et  $T \geq 2500 \text{ K}$ ). Par conséquent, il est très compliqué d'utiliser actuellement les techniques de fabrication standard de substrat telles que les procédés de Czochralski ou de Bridgman-Stockbarger. L'approche la plus prometteuse pour l'obtention de substrats de large diamètre est le développement de substrats GaN dits « auto-supportés » [25]. Ceux-ci sont obtenus à partir de la séparation d'une couche germe de GaN sur un substrat de substitution (saphir ou GaAs) et de son épaisseur par HVPE (*Hydride Vapour Phase Epitaxy*), cette technique présentant une vitesse de croissance élevée. La société Kyma aux Etats-Unis [26] et la société Saint Gobain LUMILOG en France fabriquent des substrats GaN de deux pouces présentant un faible taux de dislocations de l'ordre de  $10^7 \text{ cm}^{-2}$ . Au Japon, SUMIMOTO développe, par ailleurs, des structures similaires à partir d'un substrat de GaAs. L'homoépitaxie de AlGaIn/GaN ou InAlN/GaN sur de tels substrats permettra la réalisation de structures HEMTs ayant à minima 100 fois moins de dislocations que celles obtenues sur substrats Si ou SiC. Néanmoins, en raison de la faible disponibilité des substrats GaN et de leur coût élevé, ils sont à l'heure actuelle très peu utilisés pour la réalisation de HEMTs.

### 2.2.2 Le substrat saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ )

De par son coût d'achat relativement attractif, le saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) est un substrat utilisé essentiellement pour réaliser des LEDs et des structures de tests d'hétéroépitaxie de matériaux III-N. L'inconvénient majeur de ce substrat réside dans sa faible conductivité thermique faisant de lui un mauvais candidat pour les applications de puissance hyperfréquences. Pour pallier cet inconvénient, il est possible d'envisager un amincissement du substrat [27]. Néanmoins, étant donné la possibilité d'utiliser d'autres types de substrats plus attractifs pour les applications de puissance, cette solution est à proscrire. Toutefois, le saphir trouve aisément sa place pour des applications en optoélectronique [28]. En effet, les premiers résultats significatifs pour la croissance de GaN ont été obtenus par Nakamura sur saphir (diodes électroluminescentes, 1994, S. Nakamura, Nichia Chemicals). En outre, il présente un

désaccord de paramètre de maille de 14% par rapport au GaN et entraîne une densité de dislocations de l'ordre de  $10^8 \text{ cm}^{-2}$  [29].

### 2.2.3 Le substrat de carbure de silicium (SiC)

Substrat de prédilection pour les composants de puissances hyperfréquence, le SiC présente de nombreux avantages pour la croissance du GaN. Avec un désaccord de paramètre de maille de l'ordre de 4% et une différence de coefficient de dilatation thermique de 25% avec le GaN, les structures épitaxiées présentent une qualité cristalline acceptable et un faible taux de dislocations ( $10^8$  à  $10^9 \text{ cm}^{-2}$ ). Associés à une excellente conductivité thermique de l'ordre de  $3.3 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  améliorant remarquablement la dissipation thermique, il a permis aux dispositifs de puissance hyperfréquence d'atteindre des densités de puissance très élevées [30]. Il est, également, possible, d'ajouter une couche de nucléation d'AlN de quelques centaines de nanomètres, afin d'améliorer la qualité cristalline de l'hétéroépitaxie. En effet, l'AlN possède un désaccord de maille de l'ordre de 1% avec le SiC et un coefficient de dilatation thermique comparable à celui du SiC. Par conséquent, la reprise de croissance de GaN sur cette couche de nucléation peut réduire considérablement la densité de dislocations. Néanmoins, l'inconvénient majeur reste son coût élevé (2000 \$ le substrat semi-isolant de 4 pouces) et le manque de disponibilité de substrats de taille supérieure à 4 pouces en vue de l'intégration dans une chaîne de production industrielle.

### 2.2.4 Le substrat silicium

Le silicium hautement-résistif (HR-Si,  $\rho > 5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ ) est un des substrats phares pour les applications de puissance hyperfréquence. Disponible en wafer de grande taille allant jusque 12 pouces, sa maturité technologique et son faible coût (70 \$ le substrat de 2 pouces) en font un substrat très attrayant. Par ailleurs, il présente une conductivité thermique de l'ordre de  $1.4 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  comparable à celle du GaN  $1.3 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \text{ cm}^{-1}$  et permet, de plus, l'intégration des dispositifs à base de GaN dans la technologie silicium. La possibilité de graver chimiquement le substrat de silicium permet la réalisation de traitements technologiques en face arrière ou encore l'obtention de couches auto-supportées de GaN pouvant éventuellement être transférées sur d'autres substrats d'accueil. Néanmoins, le silicium présente un désaccord de maille de 17% à 300K avec le GaN et une différence de coefficient d'expansion thermique de l'ordre de 54% provoquant une courbure du substrat ainsi que des craquelures dans l'épitaxie. Pour pallier ce problème, il est nécessaire d'utiliser

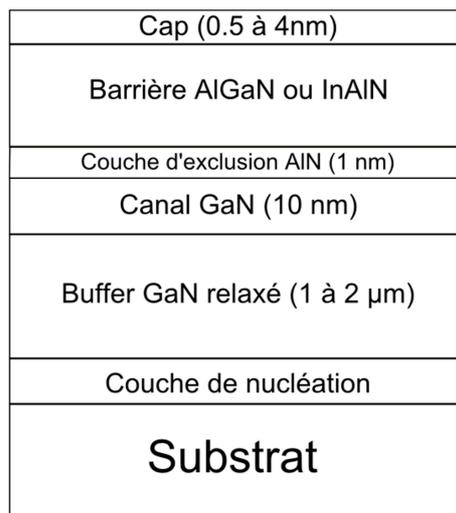
une couche d'adaptation composée de plusieurs empilements des matériaux AlN, GaN voire AlGaIn. Ces couches permettent une meilleure transition entre le réseau cristallin du substrat et celui du GaN. En effet, à température ambiante, le GaN est en tension lorsqu'il a été épitaxié sur un substrat de silicium car son coefficient de dilatation thermique est plus grand que celui du substrat. Plus précisément, le principe de base des couches d'adaptation est de permettre la croissance de GaN avec une contrainte résiduelle en compression capable de compenser l'extension générée lors du refroidissement par la différence de coefficient de dilatation thermique avec le substrat de silicium.

## Partie 2 : Propriétés structurales des hétérojonctions destinées aux HEMTs

### 3 Propriétés physiques des hétérojonctions AlGaN/GaN et InAlN/GaN

#### 3.1 Principales caractéristiques des épitaxies destinées aux HEMTs

Après avoir détaillé les techniques de croissance des matériaux III-N ainsi que les différents substrats utilisés en vue de la croissance par hétéroépitaxie, une attention particulière est donnée dans cette partie à la compréhension des hétérostructures destinées à la réalisation de transistors à haute mobilité électronique. En premier lieu, une description complète des différentes couches composant la structure épitaxiale sera exposée. La figure 1.13, représente une épitaxie HEMT « standard ». L'hétérostructure est basée sur la présence d'un canal de nitrure de gallium dans lequel sont transférés les porteurs depuis la couche barrière à plus grande largeur de bande interdite, ces électrons étant confinés dans un puits quantique à l'interface des deux couches.



**Figure 1.13:** Description schématique d'une hétérostructure HEMT

#### ✓ La couche de nucléation

La couche de nucléation permet de réaliser la transition entre le substrat et la couche tampon de GaN. Comme évoqué précédemment, le GaN présente un désaccord de mailles et une différence de coefficient de dilatation thermique avec les différents types de substrats usuels dédiés à la croissance de structures HEMTs. Ainsi pour limiter ces contraintes, une couche de nucléation appelée aussi « tremplin » est utilisée. L'utilisation d'une couche

tampon AlN pour la croissance épitaxiale de GaN sur substrat silicium (111) a été démontrée pour la première fois par Watanabe *et al* [31]. L'avantage de cette couche est d'amorcer la croissance du GaN sur le substrat afin d'obtenir d'une part un buffer de GaN épais et d'autre part de réduire les contraintes pour éliminer la composante piézoélectrique de la polarisation du GaN en vue d'obtenir un canal relaxé. Différents séquentiels de matériaux peuvent être utilisés tels que des super-réseaux d'AlN et de GaN ou d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  [32]. Le taux de dislocations dans la couche tampon de GaN dépend essentiellement de cette couche de nucléation.

#### ✓ La couche tampon : buffer et canal de GaN

La couche tampon de GaN, appelée aussi buffer permet la création du canal de conduction 2DEG. La couche buffer doit présenter une haute qualité cristalline associée à une bonne isolation électrique. La qualité cristalline du buffer dépend essentiellement de celle de la couche de nucléation, le but étant de limiter au maximum la densité de dislocations générant des pièges nuisant au fonctionnement et à la fiabilité des transistors. La relaxation du GaN est possible à partir d'une épaisseur de l'ordre de 500 nm permettant de supprimer la polarisation piézoélectrique engendrée par les contraintes mécaniques lors de la croissance [33]. La qualité de la couche tampon peut être améliorée avec l'incorporation de dopant de types accepteurs tels que le fer ou le carbone afin de compenser le dopage résiduel de type N du nitrure de gallium [34]. La croissance de la couche tampon se termine par un canal de GaN, en général, d'une dizaine de nanomètres d'épaisseur afin de permettre la création du canal de conduction 2D.

#### ✓ La back barrier

La back barrier consiste à inclure une fine couche de matériau entre le canal et la couche tampon. On trouve essentiellement deux types de matériaux pour la back barrier : les ternaires  $\text{In}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{N}$  et  $\text{Al}_{0.08}\text{Ga}_{0.92}\text{N}$  [35],[36]. La différence de polarisation engendre à l'interface canal/back barrière un champ électrique au niveau de l'interface avec la barrière de confinement, ce qui repousse les électrons du gaz 2D dans le canal. Il en découle une diminution de l'extension spatiale du gaz 2D et le confinement des électrons est amélioré. Une autre contribution de la back barrière consiste à limiter le phénomène de « punch-through » permettant de diminuer l'injection de porteurs dans le buffer à fort champ et par conséquent l'augmentation de la tension de claquage. De plus en plus la back barrière en

AlGa<sub>N</sub> est privilégiée aux dépens de InGa<sub>N</sub> car ce dernier présente un gap moindre et génère par conséquent de l'ionisation dans la back barrière.

#### ✓ **La couche d'exclusion AlN**

Le rôle de la couche d'exclusion d'AlN, appelée aussi espaceur, est d'assurer le confinement des électrons dans le puits 2D. En effet, elle permet de minimiser la pénétration du gaz d'électrons dans la barrière. En général, d'épaisseur de l'ordre du nanomètre, elle permet de réduire la rugosité à l'interface barrière/canal et par conséquent d'augmenter la mobilité [37]. La couche d'exclusion d'AlN permet également d'augmenter significativement la densité volumique de charges et donc la densité surfacique d'électrons du gaz 2D. Cela s'explique par la largeur de bande interdite plus élevée de l'AlN (6.2 eV) qui permet d'augmenter la discontinuité de la bande de conduction entre la barrière et le canal. Le confinement des électrons dans le gaz 2D est aussi amélioré via une meilleure distribution de la fonction d'ondes. Des études relatives à l'optimisation de l'épaisseur de cette couche d'AlN ont abouti à une épaisseur optimale de l'espaceur de 1 nm [38].

#### ✓ **La couche barrière**

La couche barrière représente le deuxième maillon de la zone active de l'hétérostructure du HEMT. La différence d'énergie de bande interdite entre la barrière et le canal de Ga<sub>N</sub> implique une discontinuité de bandes qui se traduit par la création d'un puits 2D dans le canal. Dans le cadre de ce travail, nous avons utilisé des barrières dites ternaires à base de  $Al_xGa_{1-x}N$  et  $In_xAl_{1-x}N$ . Les propriétés fondamentales de la couche barrière seront discutées précisément dans la suite du manuscrit.

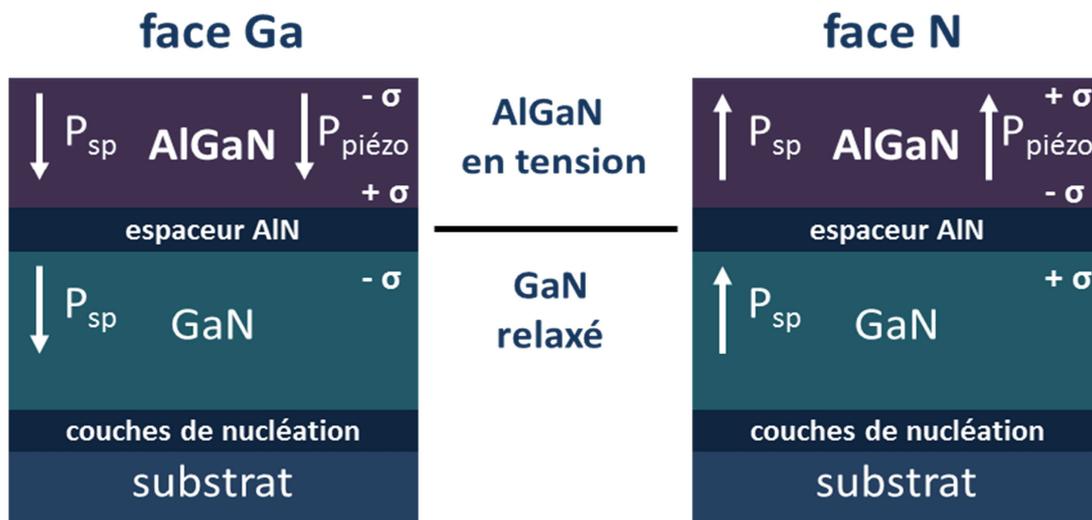
#### ✓ **La couche de cap**

Le rôle de la couche de cap, d'un point de vue de la structure de bandes, est de rehausser la hauteur effective de la barrière de potentiel grâce aux polarisations régnant à l'interface cap/barrière entraînant une diminution des courants de fuites par effet tunnel [39]. Ce cap permet de stabiliser les états de surface responsables de la dégradation des propriétés électriques des transistors en fonctionnement et par ailleurs prévient l'oxydation de l'aluminium présent dans la couche barrière. L'augmentation de l'épaisseur de la couche de protection de Ga<sub>N</sub> entraîne une élévation de la barrière de potentiel métal/semiconducteur. En contrepartie, cela contribue à une diminution de la densité volumique de charges, et donc de la

densité surfacique d'électrons dans le puits de potentiel. Un compromis est donc à trouver afin d'obtenir une protection contre l'oxydation et les courants de fuites tout en conservant une densité électronique élevée. Il est à noter que certaines hétérostructures présentent maintenant une passivation en Nitrure de Silicium (SiN) effectuée directement dans le réacteur d'épitaxie (*in-situ*) à la fin de la croissance [46, 47]. Dans ce cas, la couche de protection de SiN remplace celle en GaN [40].

### 3.2 Étude structurale de l'hétérojonction $Al_xGa_{1-x}N/GaN$

La déformation de la maille du ternaire AlGaN lors de la croissance pseudomorphique sur le GaN engendre un déplacement des atomes de la maille générant une polarisation piézoélectrique. Selon le signe de la déformation et de l'orientation initiale de la maille, cet effet va soit se renforcer soit s'affaiblir. En effet, le buffer de GaN est supposé non contraint. En d'autres termes, il est en général suffisamment épais pour être relaxé. Le paramètre de maille de la barrière AlGaN dans le plan de croissance étant plus petit que celui du GaN, il subit, par conséquent, une déformation en extension afin d'assurer la continuité cristalline. Cette contrainte mécanique déformant la maille d'AlGaN, il s'ensuit une polarisation piézoélectrique s'ajoutant à la polarisation spontanée initiale (figure 1.14).



**Figure 1.14** : Orientation des polarisations piézoélectriques et spontanées dans une hétérostructure AlGaN/GaN pour les polarités face Ga et face N

La polarisation globale dans l'alliage ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  est égale à la somme des composantes piézoélectrique  $P_{AlGaN}^{piézo}$  et spontanée  $P_{AlGaN}^{SP}$ . Toujours dans l'hypothèse où le

buffer de GaN est relaxé, il apparaît à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> une différence de polarisation  $\Delta P$  qui peut se mettre sous la forme :

$$\Delta P = P_{AlGaN}^{SP} + P_{AlGaN}^{piézo} - P_{GaN}^{SP} \quad (1.14)$$

Le ternaire AlGa<sub>N</sub> est un matériau composé des espèces binaires Ga<sub>N</sub> et AlN dont les polarisations ont été discutées précédemment. La loi de Végard permet de quantifier la valeur de la polarisation spontanée à partir des données de celles de Ga<sub>N</sub> et AlN (équation 1.15 et 1.16).

$$P_{Al_xGa_{1-x}N}^{SP} = P_{AlN}^{SP} x + P_{GaN}^{SP} (1 - x) \quad (1.15)$$

$$P_{Al_xGa_{1-x}N}^{piézo} = -0.09 x - 0.034 (1 - x) \quad (1.16)$$

La polarisation piézoélectrique, quant à elle, se déduit de l'équation (1.17). Par ailleurs, cette valeur doit être quantifiée à partir du degré de relaxation  $r(x)$  prenant en compte la contrainte présente dans la couche barrière  $Al_xGa_{1-x}N$  en fonction du taux d'aluminium  $x$ .

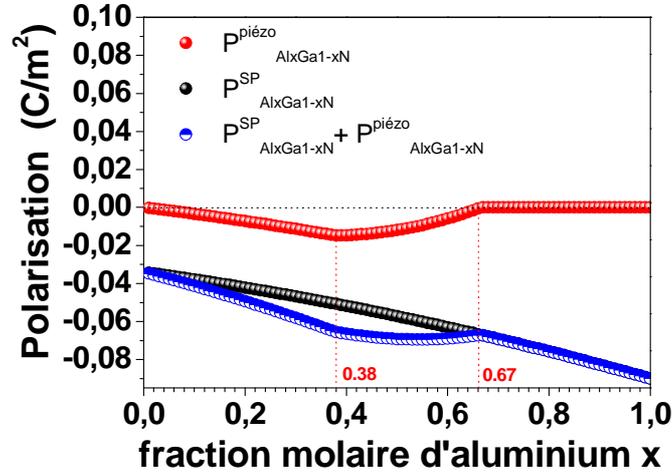
$$\vec{P}_{PZ} = 2 (1 - r(x)) \frac{a(x) - a_0}{a(x)} \left( e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{31}(x)} \right) \vec{e}_z \quad (1.17)$$

L'accroissement du désaccord de maille entre Ga<sub>N</sub> et AlGa<sub>N</sub> avec le pourcentage d'aluminium  $x$  induit une relaxation du réseau cristallin. Le terme traduisant la relaxation du réseau,  $r(x)$ , est défini de la façon suivante [41]:

$$r(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } 0 \leq x \leq 0.38 \\ 3.5 x - 1.33 & \text{si } 0.38 \leq x \leq 0.67 \\ 1 & \text{si } 0.67 \leq x \leq 1 \end{cases} \quad (1.18)$$

En ce qui concerne les autres termes de l'équation traduisant la polarisation piézoélectrique dans la barrière AlGa<sub>N</sub>, ils ont tous été exprimés par l'intermédiaire d'une extrapolation linéaire entre les paramètres du Ga<sub>N</sub> et AlN. La figure 1.15 montre la dépendance des polarisations piézoélectrique et spontanée en fonction du taux d'aluminium  $x$  dans la barrière  $Al_xGa_{1-x}N$ . Pour un taux d'aluminium inférieur à 38%, la couche barrière

AlGaN est considérée totalement contrainte et elle est partiellement relaxée entre 38% et 67% et totalement relaxée au-delà de 67% avec une polarisation piézoélectrique qui tend vers zéro.



**Figure 1.15** : Polarisation piézoélectrique et spontanée en fonction du taux d'aluminium  $x$  dans la barrière  $Al_xGa_{1-x}N$

La discontinuité des vecteurs de polarisation à l'interface entre la barrière et le buffer donne naissance à une charge de polarisation électrostatique. En supposant une interface abrupte et un buffer de GaN totalement relaxé, la densité de charges de polarisation induite s'écrit :

$$\sigma_p = -\nabla P = P_{GaN} - P_{Al_xGa_{1-x}N} \quad (1.19)$$

La polarisation étant dirigée perpendiculairement à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN, ceci induit une densité de charges fixes à l'interface  $\sigma_{int}$ .

$$\sigma_{int} = P_{GaN}^{SP} - (P_{Al_xGa_{1-x}N}^{SP} + P_{Al_xGa_{1-x}N}^{Piézo}) \quad (1.20)$$

La présence d'une charge fixe attire une charge mobile vers l'interface pour la compenser. Si la charge fixe est positive, elle induira une charge mobile négative et vice versa. On note la densité de charges surfaciques de polarisation  $n_s = \sum_i \sigma_i / q$  avec  $q$  la charge de l'électron. Par suite, un modèle électrostatique fondé sur la neutralité de la charge dans l'ensemble de l'hétérostructure est utilisé afin de calculer la densité théorique  $n_s$  de porteurs dans le puits [42] :

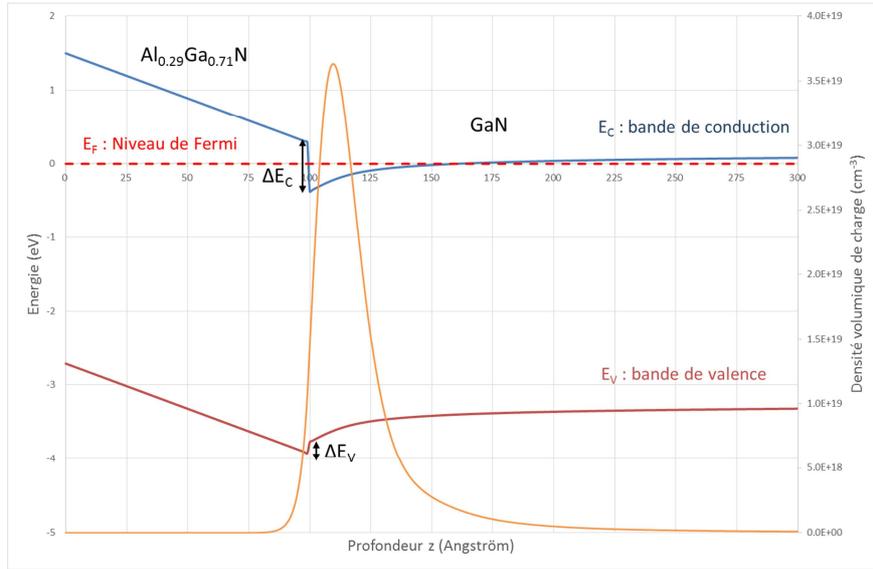
$$n_s = \frac{\sigma_{int}}{q} - \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{dq^2} \right) (q\phi_b + E_F - \Delta E_c) \quad (1.21)$$

Avec  $d$  l'épaisseur de la barrière et  $\varepsilon_r$  la constante diélectrique de la couche barrière,  $\phi_b$  la hauteur de la barrière Schottky,  $E_F$  la position du niveau de Fermi et  $\Delta E_c$  la discontinuité de la bande de conduction à l'interface barrière/canal.

La principale caractéristique des hétérostructures destinées aux HEMTs est la formation d'un canal de porteurs libres, en l'occurrence un canal d'électrons, accumulés le long de l'hétérojonction dans un puits quantique donnant lieu à un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG). Les électrons possèdent une mobilité accrue en raison des interactions coulombiennes considérablement réduites par l'intermédiaire d'une couche d'exclusion de nitrure d'aluminium comme discuté dans la partie 3.1. Du fait des règles d'Anderson, les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent à l'interface. Le niveau de vide ne pouvant pas subir de discontinuités, il en résulte une discontinuité de la structure de bandes d'énergie à l'interface. En effet, à l'équilibre thermodynamique et après alignement des niveaux de Fermi des semiconducteurs, il apparaît une courbure de bande qui, au voisinage de l'hétérojonction AlGa<sub>0.29</sub>N/GaN donne naissance à un puits quasi-triangulaire peuplé par un gaz d'électrons bidimensionnel dotés d'une grande mobilité. Les électrons, issus des donneurs en surface [42] et attirés sous l'effet des polarisations par les charges fixes à l'interface, se voient confinés à l'intérieur du puits quantique. Cependant, le canal est présent à partir d'une certaine épaisseur de barrière appelée « épaisseur critique ». Si l'épaisseur de barrière est faible, l'ensemble des états de surface se situe en-dessous du niveau de Fermi. À partir de l'épaisseur critique, le niveau des états de surface coïncide avec le niveau de Fermi et permet, par conséquent, d'alimenter le puits à l'interface AlGa<sub>0.29</sub>N/GaN. Nous reviendrons sur ce point, en détail, dans la suite du manuscrit lors de l'explication de l'origine du gaz 2D.

La figure 1.16 représente la structure de bande d'une hétérojonction AlGa<sub>0.29</sub>N/GaN avec un taux d'aluminium de 29% et une épaisseur de barrière de 10 nm, le buffer de GaN est supposé assez épais pour être non-contraint. Ce diagramme a été obtenu par simulation numérique à partir d'un modèle auto-cohérent de type Schrödinger-Poisson. Associé au diagramme de bandes, nous avons aussi représenté la densité volumique de charges ce qui permet d'extraire une densité de porteurs dans le canal de l'ordre de  $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Ce gaz

d'électrons est réparti sur une plage dont l'épaisseur est d'environ 3 nm, avec un pic situé à 1.5 nm en-dessous de la couche barrière en AlGaN.



**Figure 1.16** : Structure de bande d'une hétérojonction AlGaN/GaN avec un taux d'aluminium de 29% et une épaisseur de barrière de 10 nm

### 3.3 Étude structurale de l'hétérojonction $In_xAl_{1-x}N/GaN$

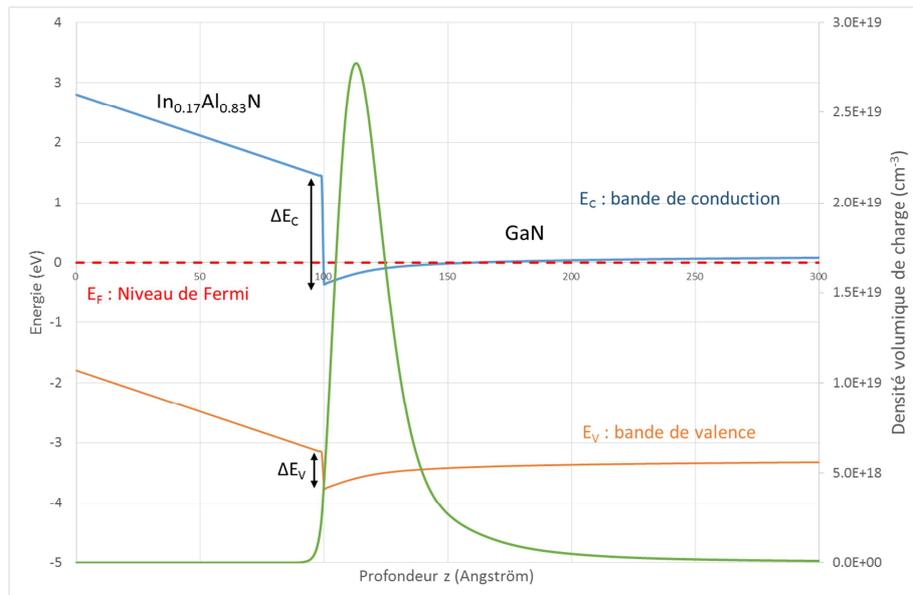
Outre l'utilisation de AlGaN en tant que couche barrière des structures HEMTs, il existe un autre type de matériaux avec des propriétés remarquables. En effet, l'utilisation d'une couche  $In_xAl_{1-x}N$  peut s'avérer intéressante pour plusieurs raisons [43]. La continuité cristalline étant un point clé dans les hétérostructures de type HEMT, l'utilisation d'une barrière InAlN avec un taux d'indium d'environ 17% permet d'obtenir un l'accord de paramètre de maille avec le buffer de GaN. Par conséquent, la génération de défauts structuraux liés aux contraintes est fortement réduite. Toutes les considérations dans les calculs suivants reposent sur une barrière InAlN avec un taux d'indium de 17%, utilisé essentiellement dans le cadre de ce travail de thèse.

La polarisation spontanée  $P_{In_xAl_{1-x}N}^{SP}$  ( $C.m^{-2}$ ) dans le cas d'une barrière InAlN peut se mettre sous la forme suivante [16]:

$$P_{In_xAl_{1-x}N}^{SP} = P_{AlN}^{SP} x + P_{InN}^{SP} (1 - x) \quad (1.22)$$

$$P_{In_xAl_{1-x}N}^{SP} = 0.049 x - 0.081 \quad (1.23)$$

Pour un taux d'indium de 17%, la norme du vecteur polarisation spontanée est égale à  $-0.073 \text{ C.m}^{-2}$ . La polarisation piézoélectrique n'est guère considérée dans la mesure où elle tend vers zéro pour ce même pourcentage d'indium. En guise de comparaison, la somme des polarisations piézoélectrique et spontanée dans le cas d'une barrière AlGaIn avec un pourcentage d'aluminium de 29% est de  $-0.011 \text{ C.m}^{-2}$ . Par conséquent, la valeur importante de la polarisation spontanée dans la barrière  $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$  laisse présager une densité de porteurs plus élevée comparée à une barrière  $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{N}$ . Tout comme dans le cas des HEMTs AlGaIn/GaN, l'effet combiné de la polarisation et de la discontinuité de bandes permet la création d'un puits triangulaire à l'interface InAlN/GaN. La figure 1.17 montre le diagramme de bandes d'une hétérojonction  $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{GaN}$  obtenu par simulation numérique à partir d'un modèle auto-cohérent de type Schrödinger-Poisson. Le potentiel de surface a été pris égal à 2.8 eV [44], ce qui donne des résultats assez proches en termes de densités de porteurs avec les hétérostructures étudiées dans le cadre de cette thèse.



**Figure 1.17** : Structure de bandes d'une hétérojonction  $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}/\text{GaN}$  avec une épaisseur de barrière de 10 nm

### 3.4 Origine du gaz d'électrons bidimensionnel

Après avoir décrit la formation du puits triangulaire à l'interface barrière/canal, nous allons maintenant donner une explication de l'origine des porteurs dans le puits. Considérons une barrière non intentionnellement dopée avec une épaisseur assez faible de l'ordre du nanomètre. Dans ce cas, les donneurs en surface, appelés aussi état de surface ont un niveau d'énergie  $E_D$  supposé profond de façon à ce que le potentiel de surface associé soit situé sous

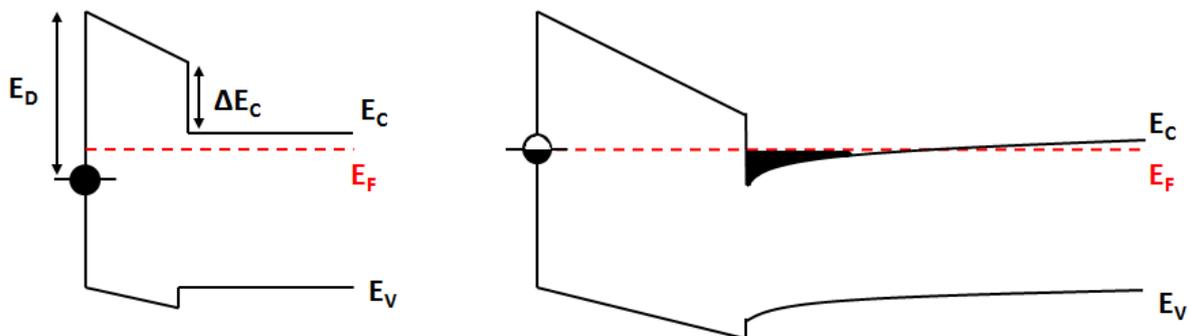
le niveau de Fermi et agissent comme des centres neutres. L'épaisseur critique, notée  $t_{cr}$ , de barrière en dessous de laquelle le niveau des états de surface est sous le niveau de Fermi peut se mettre sous la forme suivante [42] :

$$t_{cr} = (E_D - \Delta E_C) \varepsilon_{r,b} / q\sigma \quad (1.24)$$

Où  $\Delta E_C$  représente la discontinuité de la bande de conduction à l'interface barrière/canal,  $\varepsilon_{r,b}$  la constante diélectrique de la barrière et  $\sigma$  la densité de charges de polarisation. Lorsque l'épaisseur de la barrière, notée  $t$ , devient supérieure à l'épaisseur critique, la densité de porteurs s'exprime de la façon suivante :

$$qn_S = \sigma(1 - t_{cr}/t) \quad (1.25)$$

Avec l'augmentation du potentiel de surface, le niveau des états de surface coïncide avec le niveau de Fermi de façon à être actifs. Via le champ électrique régnant dans la barrière, les électrons sont transmis depuis les états de surface vers le puits à l'interface barrière/canal (figure 1.18).

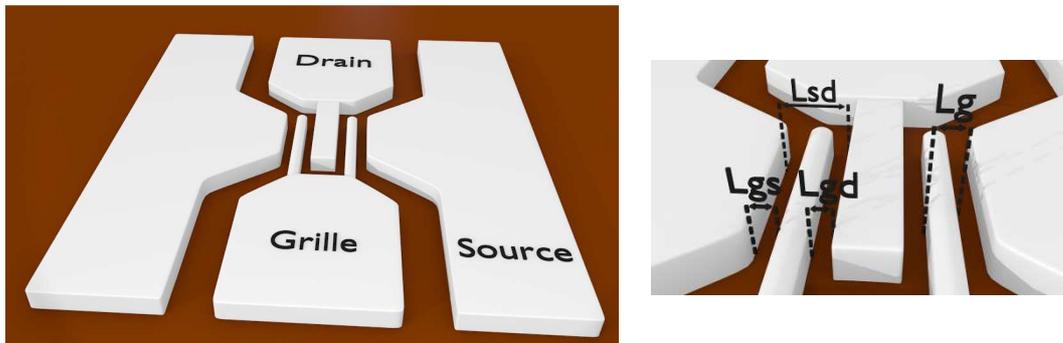


**Figure 1.18** : Diagramme de bandes de deux structures de type barrière/GaN avec une épaisseur de barrière inférieure (à gauche) et supérieure (à droite) à l'épaisseur de barrière critique nécessaire à la formation du gaz d'électrons.

#### 4 Description schématique d'un composant HEMT

L'effet transistor, qui consiste en un effet de modulation d'un courant de sortie par une variation d'une tension de commande, est obtenu par la création de contacts Schottky (grille) et de contacts ohmiques (drain et source). La figure 1.19 indique la représentation schématique de ces contacts pour un transistor en configuration coplanaire avec un nombre de doigts de grille  $N = 2$ . La géométrie du transistor est caractérisée par la longueur de grille  $L_G$ , la largeur totale de grille  $W$ , les distances drain-source  $L_{DS}$  et grille-source  $L_{GS}$ . Au niveau des régions des contacts ohmiques, un effet de conduction électrique entre les métaux déposés et le 2DEG est obtenu conjointement par effets thermoïonique, thermoïonique assisté par effet de champ et effet tunnel.

Au niveau de la région sous la grille, le travail de sortie associé à la métallisation de grille  $\Phi_m$  s'avère supérieur à la valeur de potentiel de surface  $\Psi_S$  initial. Ceci occasionne un alignement des niveaux de Fermi et a pour conséquence de réduire légèrement la densité de porteurs du canal localisée sous la grille via un phénomène de diffusion. Le terme  $n_S$  représente alors cette densité de porteurs.



**Figure 1.19** : Représentation schématique d'un transistor en configuration source commune coplanaire

Aussi, l'application d'une tension entre source et drain  $V_{DS}$  (à potentiel de grille flottant) se traduit par un courant  $I_D$ . En notant  $R_D$  et  $R_S$  les résistances des contacts ohmiques respectivement au niveau du drain et de la source, ce courant s'exprime selon l'équation 1.26 pour de faibles tensions (région linéaire) et selon l'équation 1.27 pour des tensions permettant la saturation de la vitesse de dérive (région de saturation). Dans ce cas, le dispositif est de type « normally on » (passant à l'état ouvert).

$$I_D \approx V_{DS} \frac{q \cdot \mu \cdot n_s \cdot W}{L_g + q \cdot \mu \cdot n_s \cdot W (R_D + R_S)} \quad (1.26)$$

$$I_D = q \cdot v_{SAT} \cdot n_s \cdot W \quad (1.27)$$

L'application d'une tension entre grille et source  $V_{GS}$  induit une composante de champ électrique transversale dans la région sous la grille. Le potentiel de surface de cette région correspond alors à  $\Psi_S - qV_{GS}$ . Pour une tension  $V_{GS}$  négative, la bande de conduction est donc rehaussée causant une réduction locale de  $n_s$  et donc de  $I_{DS}$ . Pour des tensions suffisamment négatives ( $V_{GS} \leq V_p$ ), les niveaux initialement peuplés passent totalement au-dessus du niveau de Fermi causant une désertion locale complète du 2DEG et donc une annulation de  $n_s$ . L'effet transistor est alors quantifié par la transconductance extrinsèque du dispositif :

$$g_{m,ext} = \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \quad (1.28)$$

## 5 État de l'art des composants HEMTs GaN pour la puissance en gamme millimétrique

### 5.1 Introduction

Le nitrure de gallium trouve sa place principalement dans trois types d'applications : l'optoélectronique, l'électronique de puissance et les composants pour les applications radiofréquences. Ce dernier secteur est le cœur de ce travail de thèse qui vise donc le développement des composants HEMTs pour des applications de puissance hyperfréquence en bande Ka et au-delà. Les performances hyperfréquences de transistors de type HEMT ont été largement améliorées en termes de puissance et de montée en fréquence. Les principaux résultats ont été obtenus essentiellement sur substrat de carbure de silicium (SiC) et silicium (Si). Ces résultats sont associés généralement à une épitaxie ayant une zone de barrière de faible épaisseur soit de type binaire AlN, soit ternaire, AlGa<sub>x</sub>N<sub>1-x</sub>, InAlN voire quaternaire AlInGa<sub>x</sub>N<sub>1-x</sub>. Un effort considérable a été fourni par les épitaxieurs afin d'optimiser la qualité cristalline des structures réalisées en vue de limiter les effets de canaux courts. Si les meilleures performances sont obtenues pour des dispositifs sur substrat SiC, depuis une dizaine d'années, des performances marquantes ont surtout été démontrées pour des composants sur substrat Si-HR permettant la fabrication de circuits à plus bas coût.

## 5.2 État de l'art des composants HEMTs sur substrat Saphir

La première performance statique d'un HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur substrat saphir a été reportée en 1993 par Asif Khan *et al.* avec un courant de drain de 40 mA/mm et une transconductance de 28 mS/mm [45]. En outre, la première performance hyperfréquence est reportée l'année suivante toujours par ce dernier avec des fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance respectives de 11 GHz et 35 GHz, pour un transistor avec une longueur de grille de 0.25  $\mu\text{m}$  [46]. Le premier résultat en puissance hyperfréquence a été reporté par Wu *et al.* en 1996 avec une densité de puissance en sortie de 1.1 W/mm à 2 GHz [47]. Plus récemment, des composants HEMTs avec une hétérostructure InAlN/Ga<sub>N</sub> sur saphir ont été fabriqués donnant lieu à une densité de puissance de 2.9 W/mm à 18 GHz [48] avec des fréquences de coupures associées au gain en courant et au gain en puissance respectivement de 52 GHz et 120 GHz. Les mêmes auteurs ont également démontré une performance sur des composants HEMT disposant d'une hétérostructure à barrière quaternaire InAlGa<sub>N</sub> sur substrat saphir permettant d'atteindre des mobilités de 2200  $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Les dispositifs ainsi fabriqués présentent une densité de puissance de 2 W/mm à 40 GHz associée à un gain linéaire de 6.5 dB et un rendement en puissance ajoutée (PAE) de 13% [49]. Toutefois, les hétérostructures sur substrat saphir ont vite été abandonnées compte tenu des limitations thermiques et épitaxiales. Ils restent cependant utilisés dans le domaine de la recherche, notamment pour des épitaxies de test.

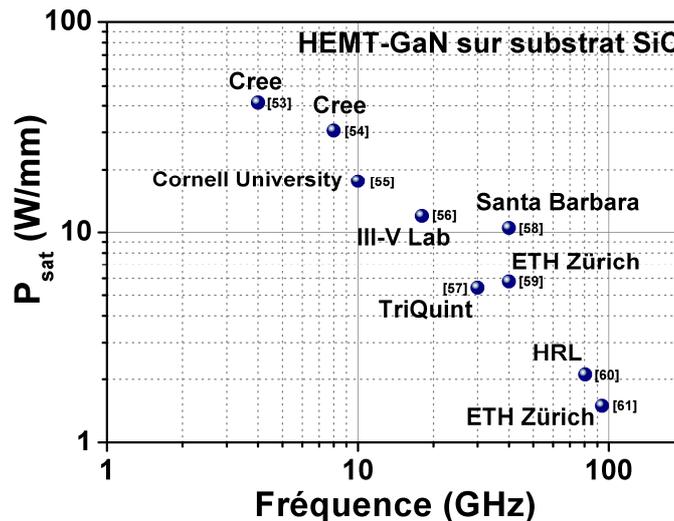
## 5.3 État de l'art des composants HEMTs sur substrat GaN

Le substrat Ga<sub>N</sub> constitue une approche intéressante concernant la réalisation de composants HEMTs pour des applications de puissance hyperfréquence, en particulier, grâce à la combinaison d'une bonne conductivité thermique associée à un faible taux de dislocations dans l'hétérostructure finale. La première démonstration de la fabrication de composants HEMTs sur substrat Ga<sub>N</sub> hautement résistif a été démontrée en 2004 par K.K. Chu *et al.* [50] avec une structure AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> présentant un faible taux de dislocations ( $10^7 \text{ cm}^{-2}$ ) composée d'une barrière AlGa<sub>N</sub>. L'épitaxie a été réalisée par croissance MOCVD au laboratoire CREE sur un pseudo-substrat Ga<sub>N</sub> dopé au fer ( $\rho \sim 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$ ) obtenu par HVPE, du fournisseur américain ATMI. À une fréquence de 10 GHz, les composants ayant une longueur de grille de 150 nm présentent une densité de puissance en saturation de 9.4 W/mm associée à un rendement en puissance ajoutée de 40%. Un autre résultat intéressant a été reporté par les laboratoires US Naval Research [51] sur un pseudo-substrat Ga<sub>N</sub> compensé au fer provenant

du fournisseur Kyma, sur lequel une hétérostructure a été réalisée par MBE avec une faible densité de dislocations ( $10^7 \text{ cm}^{-2}$ ). Afin d'assurer une bonne isolation électrique du buffer, une couche de GaN dopée au béryllium d'épaisseur  $1 \mu\text{m}$  a été ajoutée par-dessus le substrat. Des mesures hyperfréquences à 10 GHz ont démontré une puissance en saturation de  $4.8 \text{ W/mm}$  pour une polarisation de drain de 25V. Enfin, on peut noter la performance du laboratoire UCSB [52] sur pseudo-substrat GaN hautement résistif, démontrant des résultats en  $P_{sat}$  et PAE respectifs de  $4.2 \text{ W/mm}$  et 37%. Ces valeurs passent à  $6.7 \text{ W/mm}$  et 50% pour une valeur de polarisation de drain de 40 V en ajoutant une back barrière de 5 nm en  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ .

#### 5.4 État de l'art des composants HEMTs sur substrat SiC

L'analyse des mesures de puissance radiofréquence montre que la plupart des résultats à l'état de l'art sont obtenus avec un substrat SiC bénéficiant d'un faible taux de désaccord en maille avec le matériau GaN et possédant également une très bonne conductivité thermique.



**Figure 1. 20 :** État de l'art de la technologie HEMT - GaN sur substrat SiC (Densité de puissance hyperfréquence en saturation en fonction de la fréquence de travail) {références : [53] à [61]}

La figure 1.20 montre les différents résultats en termes de densité de puissance, en fonction de la fréquence de mesure, relatives aux HEMT sur substrat SiC. On peut noter, en particulier, le résultat marquant obtenu par Wu. Y.-F. *et al.* [53] à 4 GHz avec une puissance de sortie en saturation de  $41.4 \text{ W/mm}$  associée à un rendement en puissance ajoutée de 60% et un gain linéaire de l'ordre 16 dB à une tension de drain de 135 V avec une structure de type field-plate au niveau de la grille de longueur 250 nm. Par ailleurs, à 40 GHz, Palacios T. *et al.* [62] ont reporté une densité de puissance maximale de  $10.5 \text{ W/mm}$  avec un rendement en

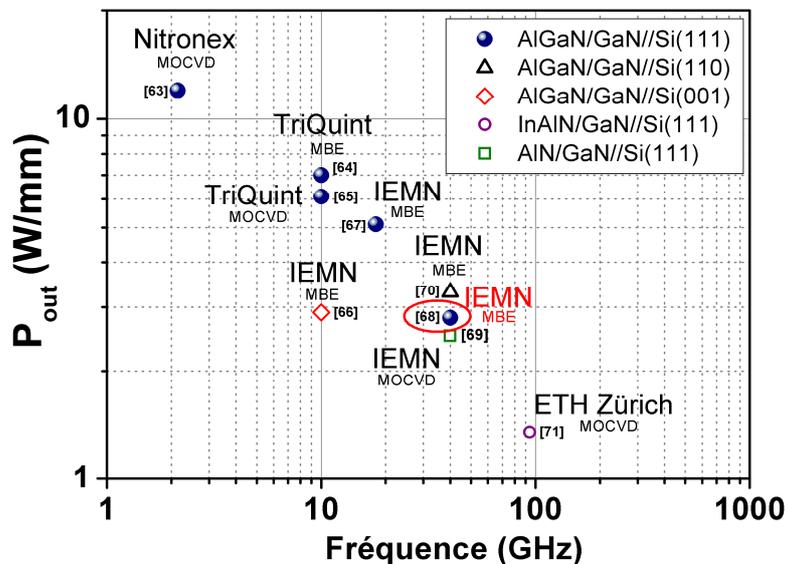
puissance ajoutée de l'ordre de 34% pour une longueur de grille de 160 nm. Les deux résultats précédemment cités ont été obtenus via une mesure de puissance en load-pull et en onde continue et une barrière en AlGaIn. Récemment, S. Piotrowicz *et al.* [56] ont démontré un résultat de puissance sur des transistors HEMT avec une barrière InAlN avec une densité de puissance en saturation de 12 W/mm à 18 GHz associée à un rendement en puissance ajoutée de l'ordre de 33% et un gain linéaire de 8.6 dB avec des fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance respectives de 45 GHz et 100 GHz. Ce résultat a été obtenu à une polarisation de drain de 50 V en mode pulsé. Néanmoins, il n'est pas judicieux de comparer cette performance avec celles citées précédemment sachant que le mode pulsé permet de s'affranchir des limitations thermiques. Enfin, on peut noter la première mesure de puissance en load-pull à 94 GHz réalisée par Bolognesi *et al.* [61] sur des transistors HEMT avec une barrière InAlN d'épaisseur 6 nm et une grille de longueur 100 nm. La densité de puissance à saturation associée à cette mesure est de 1.51 W/mm avec une PAE de 8.5 % et un gain linéaire de 4.5 dB. Les fréquences de coupure associées au gain en courant et au gain en puissance sont respectivement de 170 GHz et 250 GHz. Il est à noter que les transistors HEMTs mesurés bénéficient de la technologie de contacts ohmiques ré-épitaxiés permettant de réduire drastiquement les résistances d'accès et donc d'accroître les performances en puissance hyperfréquence.

### 5.5 État de l'art des composants HEMTs sur substrat Si

Les résultats précédemment cités montrent que le SiC est un substrat permettant des performances remarquables en termes de densité de puissance hyperfréquence. Néanmoins, son coût élevé présente un inconvénient majeur en vue de la production industrielle. En conséquence, depuis plus d'une dizaine d'années, les laboratoires de recherche travaillant sur la thématique du nitrure de gallium se sont orientés vers le substrat de silicium. Certes, ce dernier présente un désaccord de maille plus important avec le GaN et une conductivité thermique considérablement plus faible que le SiC. Néanmoins, il bénéficie d'un coût très compétitif comparé au SiC.

Le silicium d'orientation cristalline suivant le plan (111) présente une surface de symétrie triple hexagonale qui semble être appropriée pour la croissance épitaxiale de GaN avec la phase wurtzite. Ainsi, il est couramment utilisé comme substrat pour la croissance des hétérostructures dédiées aux transistors HEMTs et plusieurs laboratoires de recherche ont démontré des performances notables en termes de densité de puissance hyperfréquence. Par

ailleurs, on trouve aussi des résultats démontrés sur substrat Si(110) et Si(001). La densité de défauts des hétérostructures réalisées suivant ces orientations du silicium est, a priori, plus importante en comparaison au Si(111). Toutefois, l'avantage réside dans la cointégration avec la technologie CMOS. La figure 1.21 montre les résultats les plus marquants relatifs aux transistors HEMT sur substrat Si(111), Si(110) et Si(100) en termes de densité de puissance en fonction de la fréquence de mesure. À une fréquence de mesure de 2.14 GHz pour une structure AlGaIn/GaN sur substrat Si(111), J. W. Johnson *et al.* [63] ont démontré un record de densité de puissance hyperfréquence de 12 W/mm associée à un gain linéaire de 15.3 dB et un rendement en puissance ajoutée de 52.7 % pour une polarisation de drain de 50 V et une longueur de grille de 700 nm. Avec le même type d'hétérostructure, D.C. Dumka *et al.* [64] ont atteint une densité de puissance de 7 W/mm avec un rendement de 52 % et un gain linéaire de 11 dB à 10 GHz pour une grille de longueur 300 nm.



**Figure 1.21:** État de l'art de la technologie HEMT - GaN sur substrat Si (densité de puissance hyperfréquence en saturation en fonction de la fréquence de travail)  
{références : [63] à [71]}

Bolognesi *et al.* [61] ont réalisé la première mesure à une fréquence de 94 GHz sur une structure sur substrat Si(111) mais avec une hétérostructure disposant d'une barrière  $In_{0.17}Al_{0.83}N$ . Ils ont obtenu une densité de puissance de 1.35 W/mm associée à un gain linéaire et un rendement en puissance ajoutée de 12 % pour une polarisation de drain de 9 V et un transistor de longueur de grille de 50 nm et un développement de  $2 \times 50 \mu m$ . L'émergence des barrières binaires telle que AlN sur substrat Si(111) a permis à Medjdoub *et al.* [69] de réaliser une mesure de puissance à 40 GHz atteignant une densité de puissance de

2.5 W/mm associée à un gain linéaire de 9 dB et une PAE de 18 %, pour une polarisation de drain de 15 V et un transistor de longueur de grille de 100 nm avec un développement de  $2 \times 50 \mu\text{m}$ . Il existe, par ailleurs, d'autres résultats de mesure de puissance sur des hétérostructures utilisant un substrat de silicium orienté selon les directions (110) ou (001). La croissance du GaN sur ces types de substrat reste assez compliquée de par la symétrie non hexagonale de la surface de silicium suivant ces deux orientations. Néanmoins, Soltani *et al.* [70] ont démontré un record en densité de puissance à 40 GHz avec une hétérostructure AlGaN/GaN sur substrat Si(110) atteignant 3.3 W/mm avec un gain linéaire de 10.6 dB et un rendement en puissance ajoutée de 20.1 % pour une polarisation de drain de 15 V et un transistor de topologie  $2 \times 30 \times 0.060 \mu\text{m}^2$ . Ce résultat constitue l'état de l'art à 40 GHz sur substrat silicium toutes orientations cristallines confondues. Enfin, parmi les résultats sur substrat Si(111) avec une barrière  $Al_{0.29}Ga_{0.71}N$ , on peut noter celui obtenu dans le cadre de cette thèse. Bien évidemment, une attention particulière sera apportée à cette mesure dans la suite de ce manuscrit. Néanmoins, on peut dès à présent citer une densité de puissance de 2.7 W/mm avec un gain linéaire et un rendement en puissance ajoutée respectivement de 6.5 dB et 12.5 % obtenus à 40 GHz pour une polarisation de drain de 25 V sur un transistor de longueur de grille de 75 nm et un développement de  $2 \times 50 \mu\text{m}$  [68]. Les fréquences de coupure associées au gain en courant et au gain en puissance sont respectivement de 110 GHz et 150 GHz. De ce fait, ce résultat constitue l'état de l'art à 40 GHz en termes de puissance hyperfréquence pour une hétérostructure sur substrat Si(111).

## **6 Conclusion du Chapitre 1**

La description des propriétés des matériaux III-N montre clairement leur intérêt pour les applications de puissance hyperfréquences. L'étude des propriétés de transport a ainsi permis de mettre en évidence une mobilité et un champ de claquage élevés pour les matériaux III-N en comparaison avec les autres matériaux semiconducteurs conventionnels. Les mécanismes liés aux polarisations piézoélectriques et spontanées ont montré que l'ingénierie de structures de bandes de ces hétérostructures représente un point clé pour l'obtention d'un gaz d'électrons bidimensionnel. Par ailleurs, les différentes caractéristiques structurales des hétérojonctions à base de GaN ont été étudiées. Afin de préserver les performances des transistors en fonctionnement, une comparaison des propriétés des différents types de substrat a été réalisée. Ce premier chapitre s'est achevé par un état de l'art mondial des performances des composants HEMTs en termes de puissance sur différents types de substrat. Cette comparaison permettra de donner un aperçu de la contribution de ce travail de thèse dans la filière GaN, qui semble aujourd'hui se développer à une très grande vitesse.

## 7 Bibliographie du Chapitre 1

- [1] S. Strite and H. Morkoç, "GaN, AlN, and InN: A review," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 10, no. 4, pp. 1237–1266, Jul. 1992.
- [2] 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," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 14, no. 13, p. 3399, Apr. 2002.
- [3] A. F. Wright and J. S. Nelson, "Consistent structural properties for AlN, GaN, and InN," *Phys. Rev. B*, vol. 51, no. 12, pp. 7866–7869, Mar. 1995.
- [4] A. Zoroddu, F. Bernardini, P. Ruggerone, and V. Fiorentini, "First-principles prediction of structure, energetics, formation enthalpy, elastic constants, polarization, and piezoelectric constants of AlN, GaN, and InN: Comparison of local and gradient-corrected density-functional theory," *Phys. Rev. B*, vol. 64, no. 4, p. 045208, juillet 2001.
- [5] N. E. Christensen and I. Gorczyca, "Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure," *Phys. Rev. B*, vol. 50, no. 7, pp. 4397–4415, Aug. 1994.
- [6] M. Goano, E. Bellotti, E. Ghillino, G. Ghione, and K. F. Brennan, "Band structure nonlocal pseudopotential calculation of the III-nitride wurtzite phase materials system. Part I. Binary compounds GaN, AlN, and InN," *J. Appl. Phys.*, vol. 88, no. 11, pp. 6467–6475, Dec. 2000.
- [7] A. Janotti, J. L. Lyons, and C. G. Van de Walle, "Hybrid functional calculations of native point defects in InN," *Phys. Status Solidi A*, vol. 209, no. 1, pp. 65–70, Jan. 2012.
- [8] B. E. Foutz, S. K. O'Leary, M. S. Shur, and L. F. Eastman, "Transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 11, pp. 7727–7734, Jun. 1999.
- [9] P. Carrier and S.-H. Wei, "Theoretical study of the band-gap anomaly of InN," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 3, p. 033707, Feb. 2005.
- [10] S. Chen and G. Wang, "High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN: A Monte Carlo perspective," *J. Appl. Phys.*, vol. 103, no. 2, p. 023703, Jan. 2008.
- [11] S. K. O'Leary, B. E. Foutz, M. S. Shur, and L. F. 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," *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 21, no. 3, pp. 218–230, Apr. 2009.
- [12] S. Sakr, E. Warde, M. Tchernycheva, and F. H. Julien, "Ballistic transport in GaN/AlGaN resonant tunneling diodes," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 2, p. 023717, Jan. 2011.
- [13] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys. Rev. B*, vol. 56, no. 16, pp. R10024–R10027, Oct. 1997.
- [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," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 14, no. 13, p. 3399, Apr. 2002.

- [15] P. Tasli, S. B. Lisesivdin, A. Yildiz, M. Kasap, E. Arslan, S. Özcelik, and E. Ozbay, “Well parameters of two-dimensional electron gas in Al<sub>0.88</sub>In<sub>0.12</sub>N/AlN/GaN/AlN heterostructures grown by MOCVD,” *Cryst. Res. Technol.*, vol. 45, no. 2, pp. 133–139, février 2010.
- [16] Q. Rüdiger, *Gallium Nitride Electronics*, vol. Springer Series in Materials Science 96. 2008.
- [17] Q. Rüdiger, *Gallium Nitride Electronics*, vol. Springer Series in Materials Science 96. 2008.
- [18] Y. P. Varshni, “Temperature dependence of the energy gap in semiconductors,” *Physica*, vol. 34, no. 1, pp. 149–154, 1967.
- [19] “<http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/>.”
- [20] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, “Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys,” *J. Appl. Phys.*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, Jun. 2001.
- [21] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. Ager III, S. X. Li, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, “Universal bandgap bowing in group-III nitride alloys,” *Solid State Commun.*, vol. 127, no. 6, pp. 411–414, août 2003.
- [22] J. Wu, W. Walukiewicz, K. M. Yu, J. W. A. Iii, E. E. Haller, H. Lu, and W. J. Schaff, “Small band gap bowing in In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>N alloys,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, no. 25, pp. 4741–4743, Jun. 2002.
- [23] A. E. Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, R. J. Gorman, M. E. Twigg, M. Fatemi, J. A. F. Jr, and W. J. Moore, “The influence of OMVPE growth pressure on the morphology, compensation, and doping of GaN and related alloys,” *J. Electron. Mater.*, vol. 29, no. 1, pp. 21–26, Jan. 2000.
- [24] A. Y. Cho, “How molecular beam epitaxy (MBE) began and its projection into the future,” *J. Cryst. Growth*, vol. 201–202, pp. 1–7, mai 1999.
- [25] H. Amano, “Progress and Prospect of the Growth of Wide-Band-Gap Group III Nitrides: Development of the Growth Method for Single-Crystal Bulk GaN,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 5R, p. 050001, May 2013.
- [26] D. A. Deen, D. F. Storm, D. J. Meyer, R. Bass, S. C. Binari, T. Gougousi, and K. R. Evans, “Impact of barrier thickness on transistor performance in AlN/GaN high electron mobility transistors grown on free-standing GaN substrates,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 9, p. 093503, Sep. 2014.
- [27] Y. Ando, Y. Okamoto, H. Miyamoto, N. Hayama, T. Nakayama, K. Kasahara, and M. Kuzuhara, “A 110-W AlGaIn/GaN heterojunction FET on thinned sapphire substrate,” in *Electron Devices Meeting, 2001. IEDM '01. Technical Digest. International*, 2001, pp. 17.3.1–17.3.4.
- [28] D. S. Wu, W. K. Wang, W. C. Shih, R. H. Horng, C. E. Lee, W. Y. Lin, and J. S. Fang, “Enhanced output power of near-ultraviolet InGaIn-GaN LEDs grown on patterned sapphire substrates,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 288–290, février 2005.
- [29] H. S.J., “MOCVD Growth Technologies for Applications in AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors,” UNIVERSITY of CALIFORNIA, Santa Barbara, 2002.

- [30] Y. F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, and P. Parikh, “40-W/mm Double Field-plated GaN HEMTs,” in *Device Research Conference, 2006 64th*, 2006, pp. 151–152.
- [31] A. Watanabe, T. Takeuchi, K. Hirose, H. Amano, K. Hiramatsu, and I. Akasaki, “The growth of single crystalline GaN on a Si substrate using AlN as an intermediate layer,” *J. Cryst. Growth*, vol. 128, no. 1–4, pp. 391–396, Mar. 1993.
- [32] Z. Bougrioua, I. Moerman, L. Nistor, B. Van Daele, E. Monroy, T. Palacios, F. Calle, and M. Leroux, “Engineering of an insulating buffer and use of AlN interlayers: two optimisations for AlGaIn–GaN HEMT-like structures,” *Phys. Status Solidi A*, vol. 195, no. 1, pp. 93–100, Jan. 2003.
- [33] C. Kim, I. K. Robinson, J. Myoung, K. Shim, M.-C. Yoo, and K. Kim, “Critical thickness of GaN thin films on sapphire (0001),” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, no. 16, pp. 2358–2360, Oct. 1996.
- [34] 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 Electron.*, vol. 75, pp. 86–92, Sep. 2012.
- [35] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, “AlGaIn/GaN high electron mobility transistors with InGaIn back-barriers,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 27, no. 1, pp. 13–15, Jan. 2006.
- [36] F. Medjdoub, M. Zegaoui, B. Grimbart, N. Rolland, and P.-A. Rolland, “Effects of AlGaIn Back Barrier on AlN/GaN-on-Silicon High-Electron-Mobility Transistors,” *Appl. Phys. Express*, vol. 4, no. 12, p. 124101, Dec. 2011.
- [37] 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</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN modulation-doped field-effect transistors,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 8, pp. 3900–3904, Apr. 2000.
- [38] A. Teke, S. Gökden, R. Tölek, J. H. Leach, Q. Fan, J. Xie, H. Morkoç, S. B. Lisesivdin, and E. Özbay, “The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures,” *New J. Phys.*, vol. 11, no. 6, p. 063031, Jun. 2009.
- [39] S. Qu, X. Wang, H. Xiao, C. Wang, L. Jiang, C. Feng, H. Chen, H. Yin, J. Yan, E. Peng, H. Kang, Z. Wang, and X. Hou, “Analysis of GaN cap layer effecting on critical voltage for electrical degradation of AlGaIn/GaN HEMT,” *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 68, no. 1, p. 10105, Oct. 2014.
- [40] B. Heying, I. P. Smorchkova, R. Coffie, V. Gambin, Y. C. Chen, W. Sutton, T. Lam, M. S. Kahr, K. S. Sikorski, and M. Wojtowicz, “In situ SiN passivation of AlGaIn/GaN HEMTs by molecular beam epitaxy,” *Electron. Lett.*, vol. 43, no. 14, p. -, Jul. 2007.
- [41] 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 AlGaIn/GaN heterostructures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 1, pp. 334–344, Jan. 2000.
- [42] 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 AlGaIn/GaN

- heterostructure field effect transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 2, pp. 250–252, Jul. 2000.
- [43] J. Kuzmik, “Power electronics on InAlN/(In)GaN: Prospect for a record performance,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 22, no. 11, pp. 510–512, Nov. 2001.
- [44] L. Lugani, M. A. Py, J.-F. Carlin, and N. Grandjean, “Leakage mechanisms in InAlN based heterostructures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 115, no. 7, p. 074506, Feb. 2014.
- [45] M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, “High electron mobility transistor based on a GaN□AlxGa1-xN heterojunction,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 9, pp. 1214–1215, Aug. 1993.
- [46] M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, and M. S. Shur, “Microwave performance of a 0.25 μm gate AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 9, pp. 1121–1123, Aug. 1994.
- [47] Y.-F. Wu, B. P. Keller, S. Keller, D. Kopolnek, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, “Measured microwave power performance of AlGaIn/GaN MODFET,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 17, no. 9, pp. 455–457, Sep. 1996.
- [48] F. Lecourt, N. Ketteniss, H. Behmenburg, N. Defrance, V. Hoel, M. Eickelkamp, A. Vescan, C. Giesen, M. Heuken, and J.-C. De Jaeger, “InAlN/GaN HEMTs on Sapphire Substrate With 2.9-W/mm Output Power Density at 18 GHz,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 32, no. 11, pp. 1537–1539, Nov. 2011.
- [49] F. Lecourt, A. Agboton, N. Ketteniss, H. Behmenburg, N. Defrance, V. Hoel, H. Kalisch, A. Vescan, M. Heuken, and J.-C. De Jaeger, “Power Performance at 40 GHz on Quaternary Barrier InAlGaIn/GaN HEMT,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, no. 8, pp. 978–980, Aug. 2013.
- [50] K. K. Chu, P. C. Chao, M. T. Pizzella, R. Actis, D. E. Meharry, K. B. Nichols, R. P. Vaudo, X. Xu, J. S. Flynn, J. Dion, and G. R. Brandes, “9.4-W/mm power density AlGaIn-GaN HEMTs on free-standing GaN substrates,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, no. 9, pp. 596–598, Sep. 2004.
- [51] D. F. Storm, J. A. Roussos, D. S. Katzer, J. A. Mittereder, R. Bass, S. C. Binari, D. Hanser, E. A. Preble, and K. Evans, “Microwave power performance of MBE-grown AlGaIn/GaN HEMTs on HVPE GaN substrates,” *Electron. Lett.*, vol. 42, no. 11, pp. 663–665, May 2006.
- [52] S. W. Kaun, M. H. Wong, J. Lu, U. K. Mishra, and J. S. Speck, “Reduction of carbon proximity effects by including AlGaIn back barriers in HEMTs on free-standing GaN,” *Electron. Lett.*, vol. 49, no. 14, pp. 893–895, Jul. 2013.
- [53] Y. F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, and P. Parikh, “40-W/mm Double Field-plated GaN HEMTs,” in *Device Research Conference, 2006 64th*, 2006, pp. 151–152.
- [54] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra, and P. Parikh, “30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, no. 3, pp. 117–119, Mar. 2004.
- [55] E. Harvard, R. Brown, and J. R. Shealy, “Performance of AlGaIn/GaN High-Electron Mobility Transistors With AlSiN Passivation,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 58, no. 1, pp. 87–94, Jan. 2011.

- [56] S. Piotrowicz, O. Jardel, E. Chartier, R. Aubry, L. Baczkowski, M. Casbon, C. Dua, L. Escotte, P. Gamarra, J. C. Jacquet, N. Michel, S. D. Nsele, M. Oualli, O. Patard, C. Potier, M. A. Di-Forte Poisson, and S. L. Delage, “12W/mm with 0.15  $\mu\text{m}$  InAlN/GaN HEMTs on SiC technology for K and Ka-Bands applications,” in *Microwave Symposium (IMS), 2014 IEEE MTT-S International*, 2014, pp. 1–3.
- [57] C. Lee, J. Yang, M. Asif Khan, and P. Saunier, “Ka-band CW power performance by AlGaIn/GaN HEMTs on SiC,” in *Device Research Conference, 2003*, 2003, pp. 17–18.
- [58] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Rajan, C. Poblenz, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, “High-power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, no. 11, pp. 781–783, Nov. 2005.
- [59] S. Tirelli, L. Lugani, D. Marti, J.-F. Carlin, N. Grandjean, and C. R. Bolognesi, “AlInN-Based HEMTs for Large-Signal Operation at 40 GHz,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3091–3098, Oct. 2013.
- [60] M. Micovic, A. Kurdoghlian, P. Hashimoto, M. Hu, M. Antcliffe, P. J. Willadsen, W.-S. Wong, R. Bowen, I. Milosavljevic, A. Schmitz, M. Wetzel, and D. H. Chow, “GaN HFET for W-band Power Applications,” in *Electron Devices Meeting, 2006. IEDM '06. International*, 2006, pp. 1–3.
- [61] Stefano Tirelli, Diego Marti, Lorenzo Lugani, Marco Malinverni, Étienne Giraud, Jean-François and Carlin, Nicolas Grandjean and C. R. Bolognesi, “AlInN/GaN HEMTs on SiC and on Silicon with Regrown Ohmic Contacts by Selective Ammonia MBE,” *CS MANTECH Conf. May 18th - 21st 2015 Scottsdale Ariz. USA 261*.
- [62] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Rajan, C. Poblenz, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, “High-power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, no. 11, pp. 781–783, Nov. 2005.
- [63] J. W. Johnson, E. L. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J. C. Roberts, J. D. Brown, S. Singhal, and K. J. Linthicum, “12 W/mm AlGaIn-GaN HFETs on silicon substrates,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 25, no. 7, pp. 459–461, Jul. 2004.
- [64] D. C. Dumka, C. Lee, H. Q. Tserng, P. Saunier, and R. Kumar, “AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrate with 7 W/mm output power density at 10 GHz,” *Electron. Lett.*, vol. 40, no. 16, pp. 1023–1024, Aug. 2004.
- [65] D. C. Dumka and P. Saunier, “GaN on Si HEMT with 65% power added efficiency at 10 GHz,” *Electron. Lett.*, vol. 46, no. 13, pp. 946–947, Jun. 2010.
- [66] J.-C. Gerbedoen, A. Soltani, S. Joblot, J.-C. De Jaeger, C. Gaquiere, Y. Cordier, and F. Semond, “AlGaIn/GaN HEMTs on (001) Silicon Substrate With Power Density Performance of 2.9 W/mm at 10 GHz,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 57, no. 7, pp. 1497–1503, Jul. 2010.
- [67] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoel, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquiere, J. C. De Jaeger, and S. Delage, “Output power density of 5.1W/mm at 18 GHz with an AlGaIn/GaN HEMT on Si substrate,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 27, no. 1, pp. 7–9, Jan. 2006.
- [68] P. Altuntas, F. Lecourt, A. Cutivet, N. Defrance, E. Okada, M. Lesecq, S. Rennesson, A. Agboton, Y. Cordier, V. Hoel, and J.-C. De Jaeger, “Power Performance at 40 GHz of

AlGaIn/GaN High-Electron Mobility Transistors Grown by Molecular Beam Epitaxy on Si(111) Substrate,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 303–305, Apr. 2015.

[69] 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,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 33, no. 8, pp. 1168–1170, Aug. 2012.

[70] A. Soltani, J.-C. Gerbedoen, Y. Cordier, D. Ducatteau, M. Rousseau, M. Chmielowska, M. Ramdani, and J.-C. De Jaeger, “Power Performance of AlGaIn/GaN High-Electron-Mobility Transistors on (110) Silicon Substrate at 40 GHz,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, no. 4, pp. 490–492, Apr. 2013.

[71] D. Marti, S. Tirelli, V. Teppati, L. Lugani, J.-F. Carlin, M. Malinverni, N. Grandjean, and C. R. Bolognesi, “94-GHz Large-Signal Operation of AlInN/GaN High-Electron-Mobility Transistors on Silicon With Regrown Ohmic Contacts,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 1, pp. 17–19, Jan. 2015.

---

# **Chapitre 2 - Technologie des dispositifs HEMTs**

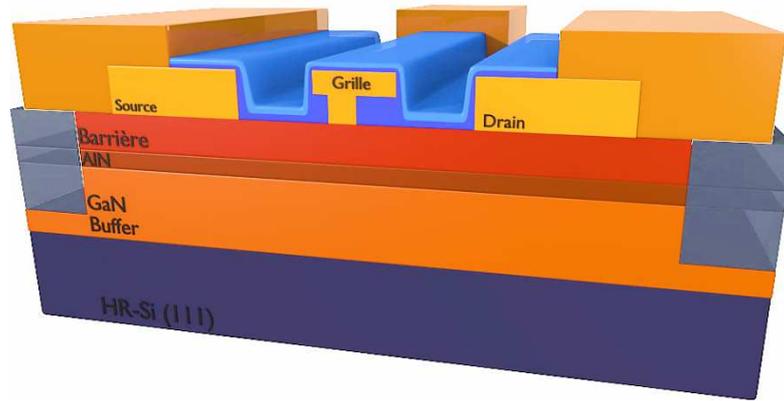


# Chapitre 2 - Technologie des dispositifs HEMTs

Ce chapitre porte sur les procédés technologiques de fabrication des HEMTs réalisés dans ce travail de thèse. Une attention particulière est portée sur l'optimisation des procédés technologiques afin de réaliser des transistors ayant des grilles submicrométriques. En effet, la réduction des dimensions caractéristiques des transistors s'accompagne d'une augmentation de la résistance de grille  $R_g$ . Il est donc nécessaire de réaliser des grilles submicrométriques en forme de « Té » ou «  $\Gamma$  : gamma » afin de combiner une faible longueur de pieds de grille avec une grande surface du chapeau en vue de minimiser la résistance associée. Outre la réduction de la longueur de grille, l'optimisation des performances des transistors passe en premier lieu par le perfectionnement des hétérostructures qui les constituent, que ce soit au niveau de la qualité cristalline aux interfaces, ou de la diminution de la densité de défauts. De plus, il est nécessaire de combiner une densité de porteurs élevée avec une fine épaisseur de barrière. Cela permet de remplir les conditions fixées par le ratio longueur de grille et épaisseur de barrière, aussi appelé rapport d'aspect, responsable des effets dits de canal court. Pour mettre en œuvre cette technologie, nous avons eu recours à un procédé de fabrication basé sur la lithographie électronique qui est un outil de pointe pour la conception de grilles submicrométriques. La lithographie électronique permet l'écriture de motifs avec une résolution allant jusqu'à la dizaine de nanomètres. Un masque électronique comprenant plusieurs niveaux d'écriture, correspondant aux différentes étapes de fabrication des HEMTs, a été utilisé.

En guise d'illustration, la figure 2.1 représente un composant HEMT en fin de procédé de fabrication. À ce titre, les principales étapes sont chronologiquement :

- Les marques d'alignement
- Les contacts ohmiques
- L'isolation des composants
- Les électrodes de grilles
- La passivation
- Les plots d'épaississements

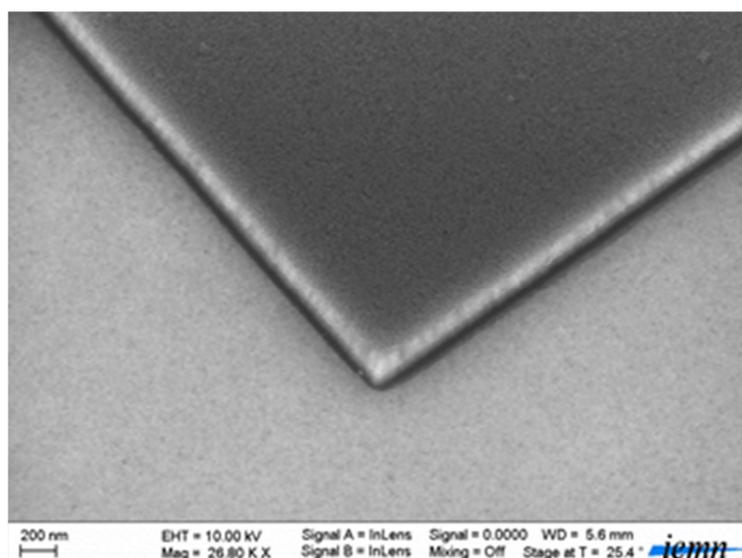


**Figure 2.1** : Vue d'ensemble d'un transistor HEMT après dépôt des contacts ohmiques et de l'électrode de grille.

Les transistors HEMTs étudiés dans le cadre de cette thèse ont une topologie standard à deux électrodes (ou doigts) de grille, deux contacts de source et un contact de drain. On notera  $W$  la largeur des contacts ohmiques et  $L_g$  la longueur de grille (figure 1.19). Cette topologie permet de maximiser l'efficacité de drainage en autorisant un accès du courant par les deux côtés.

## 1 Les marques d'alignement

Tout procédé de fabrication basé sur la lithographie électronique débute par la réalisation des marques d'alignement. Ces marques correspondent à des points de repère sur l'échantillon afin de positionner le faisceau d'électrons et par suite aligner et écrire les différents niveaux de masque avec une résolution théorique de 5 nm. Les motifs des marques d'alignement sont définis par lithographie électronique à l'aide d'un bicouche de résines électrosensibles permettant d'obtenir un profil casquette après développement simplifiant le lift-off. Dans notre cas, ces motifs correspondent à des marques positives et sont définis par des carrés de 8  $\mu\text{m}$  et de 20  $\mu\text{m}$  de côtés déposés par évaporation sous vide suivant le séquentiel de métal Molybdène/Nickel/Molybdène (20/40/70nm). Le choix de cet empilement de métaux est imposé par les différentes étapes du procédé de fabrication des HEMTs, notamment, le recuit à haute température ( $\sim 850^\circ\text{C}$ ) des contacts ohmiques que nous verrons plus loin. En sa qualité de matériau réfractaire (température de fusion de  $2617^\circ\text{C}$ ), le molybdène est capable de résister aux hautes températures. Néanmoins, il présente une contrainte importante lorsqu'il est déposé par évaporation sous vide. Pour compenser ce phénomène, il est nécessaire d'intercaler une fine couche de nickel (température de fusion de  $1450^\circ\text{C}$ ) entre deux dépôts de molybdène. Les épaisseurs du séquentiel métallique sont choisies afin obtenir un contraste suffisamment élevé entre la surface de l'échantillon et celle des marques d'alignement afin que le faisceau du masqueur électronique repère facilement la marque (figure 2.2).



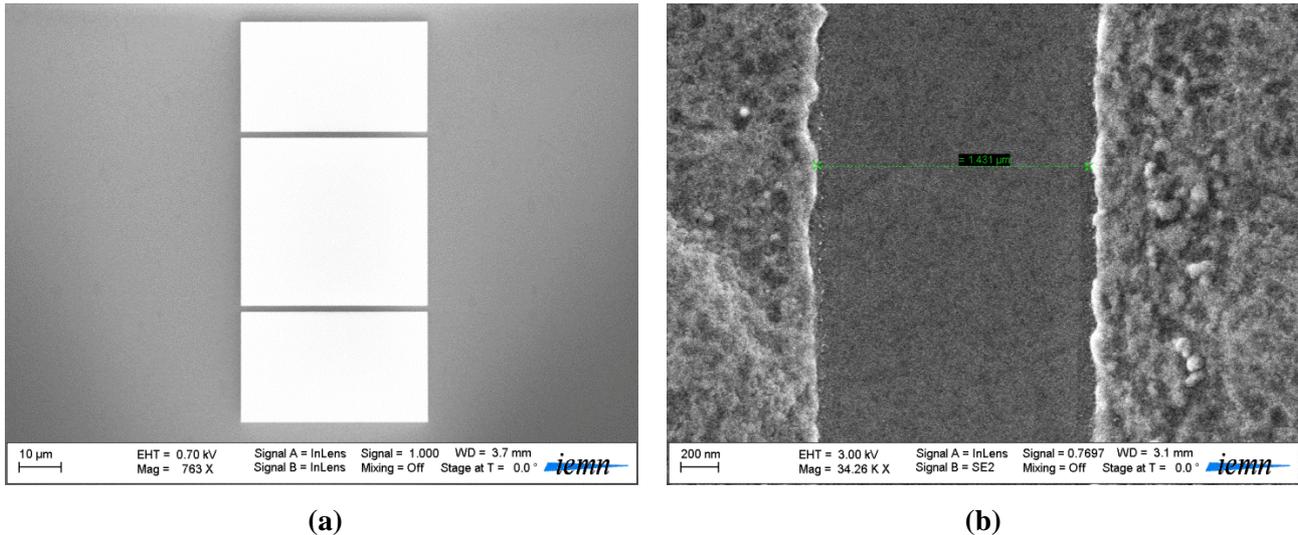
**Figure 2.2:** Image MEB des flancs d'une marque d'alignement après recuit à haute température

## 2 Les contacts ohmiques

Un contact ohmique est défini comme un contact métal / semi-conducteur présentant une caractéristique courant-tension linéaire et symétrique. Une bonne maîtrise de la fabrication des contacts ohmiques est une condition préliminaire au développement de la plupart des composants électroniques sur semi-conducteur. Il est indispensable de réduire la résistance de ces contacts afin de limiter la valeur des résistances d'accès qui pénalisent les performances en puissance hyperfréquence. Tous les contacts réels présentent une résistance qu'il importe de minimiser par un choix judicieux des conditions de réalisation. Ainsi, dans cette partie, après avoir décrit la formation des contacts ohmiques d'un point de vue structural, nous nous attacherons à présenter les différentes méthodes permettant leur caractérisation. Enfin, une étude sur l'optimisation des contacts ohmiques sur des hétérostructures de type HEMT avec une barrière InAlN sur substrat Si(111) HR sera abordée.

### 2.1 Fabrication et formation des contacts ohmiques

Les composants HEMTs dédiés aux applications de puissance hyperfréquence requièrent la réalisation de contacts ohmiques présentant une faible résistance de contact associée à une faible rugosité de surface et des flancs abrupts. Comme abordé dans le Chapitre 1, il est nécessaire de réduire l'espace entre les contacts de source et de drain afin de bénéficier du maximum de densité de courant tout en minimisant les temps de transit des porteurs. De plus, une amélioration des caractéristiques hyperfréquences en termes de fréquence de coupure est observée lors du rapprochement du contact ohmique de source avec le contact Schottky de grille (Cf. Chapitre 4). Dans cette perspective, nous avons eu recours à la lithographie électronique afin de définir les motifs de contacts ohmiques de source et de drain. Un bicouche de résines électrosensibles constitué de l'empilement des résines COPO EL 13% / PMMA 3%, permettant l'obtention d'un profil casquette après révélation, a été utilisé. L'optimisation des paramètres de doses au masqueur électronique ainsi que des corrections des effets de proximité a permis de réaliser des motifs de contacts ohmiques de source et de drain espacés de 1.4  $\mu\text{m}$  (figure 2.3).



**Figure 2.3** : Images MEB de la résine après développement (a) et des contacts ohmiques de source et de drain espacés de 1.4 μm après métallisation et recuit (b)

Après avoir défini les motifs au masqueur électronique et révélé la résine et avant la métallisation, il est nécessaire de réaliser une désoxydation de la surface à l'aide d'une solution d'acide chlorhydrique diluée dans de l'eau déminéralisée (EDI) (1:1) pendant 1min30s suivie d'un rinçage à l'EDI pendant 10s, afin de supprimer tout oxyde natif. L'échantillon est ensuite introduit dans la chambre de métallisation par évaporation sous vide par canon à électrons dans laquelle est intégré un équipement permettant de réaliser une gravure ionique IBE (*Ion Beam Etching*) à base d'ion Argon. Cette technique permet de réaliser un usinage *in situ* de la surface dans le système de métallisation, assurant le maintien de l'échantillon dans un environnement propre pendant toute la durée du procédé de métallisation. L'étape de gravure est nécessaire afin de rapprocher le séquentiel métallique au plus près du canal de conduction 2D sans pour autant dégrader la couche de GaN. Il a été démontré dans le cadre de la thèse de Jean-Claude Gerbedoen [1] qu'une résistance de contact optimale est obtenue lorsque 75% de la barrière est gravée.

Ulérieurement à cette préparation de surface, la métallisation des contacts ohmiques est réalisée par évaporation sous vide par canon à électrons. L'utilisation de cette technique est justifiée par le dépôt anisotrope du métal à déposer facilitant son retrait par lift-off grâce à la casquette formée par le bicouche de résine. Les contacts sont déposés suivant le séquentiel métallique Ti/Al/Ni/Au (12/200/40/100 nm). La formation du contact ohmique s'achève par un recuit à haute température afin de diffuser les métaux déposés au plus près du canal de conduction. Le mécanisme de formation des contacts basé sur ce séquentiel est maintenant

bien établi. Il est largement utilisé par une grande majorité des groupes de recherche [2],[3],[4].

Le titane, premier métal déposé, jouant en outre le rôle de couche d'accroche, est à l'origine de la formation de l'alliage TiN après recuit. En effet, lors d'un recuit à haute température, ce dernier réagit avec l'azote constituant la barrière pour former l'alliage TiN à l'interface métal/semi-conducteur. En effet, l'énergie fournie lors du recuit est suffisante pour que le titane se substitue aux atomes métalliques (Ga, In et Al) pour former des liaisons TiN. Cet alliage présente un travail de sortie inférieur à celui de la barrière en nitrure. La formation de TiN génère alors des lacunes d'azote dans la barrière qui se comportent comme des centres donneurs. Il apparaît alors un « pseudo-dopage » local de type N de la couche barrière. Or la concentration en donneurs est inversement proportionnelle à l'épaisseur de la barrière. Par conséquent, l'épaisseur de barrière diminuant sous l'effet du dopage, le passage des électrons est favorisé par effet tunnel, il en résulte ainsi une résistance de contact faible.

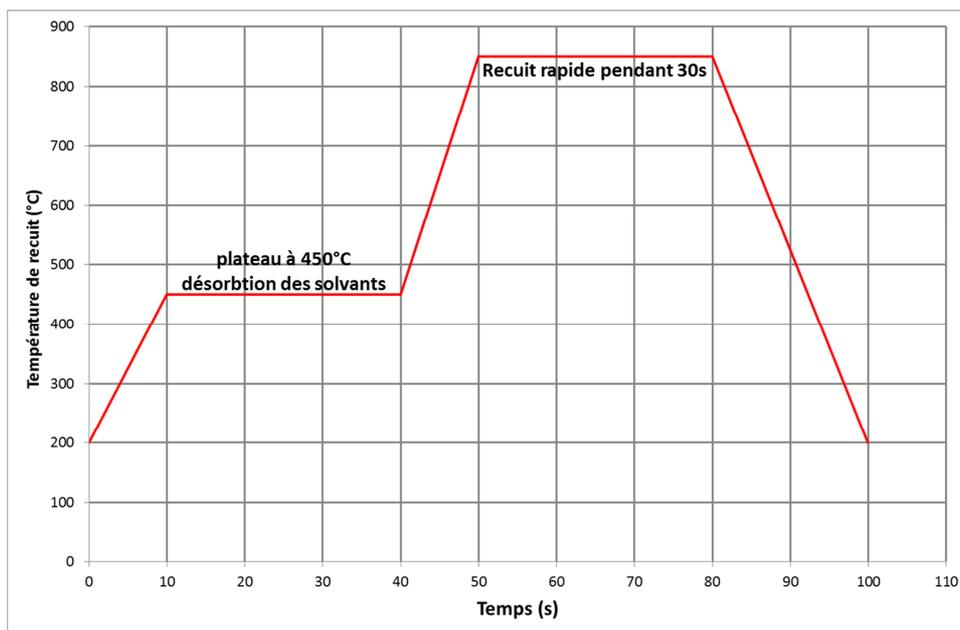
La couche d'aluminium permet de former un alliage Ti-Al à l'interface avec le titane. Cet alliage diminue la réactivité entre le titane et le GaN, et donc empêche la formation de volumes creux à l'interface dus à la migration du gallium. Ces volumes creux sont dommageables car ils augmentent la résistivité du contact ohmique. Le rapport entre les épaisseurs des couches Ti/Al est optimisé afin de réduire ces volumes creux tout en conservant la formation d'une couche de TiN nécessaire pour obtenir un comportement ohmique du contact.

Le nickel, quant à lui, permet d'éviter la formation de composés entre l'or et l'aluminium (peste pourpre). Ces composés peuvent rendre le contact extrêmement friable et engendrer des courts-circuits compte tenu de la topologie des composants. Le nickel constitue donc une barrière de diffusion entre l'or et l'aluminium, mais sa faible conductivité amène à faire un compromis sur le choix de son épaisseur.

La couche en surface est constituée d'or afin de répartir le courant de façon homogène sur toute la surface du contact et profiter de son excellente conduction électrique.

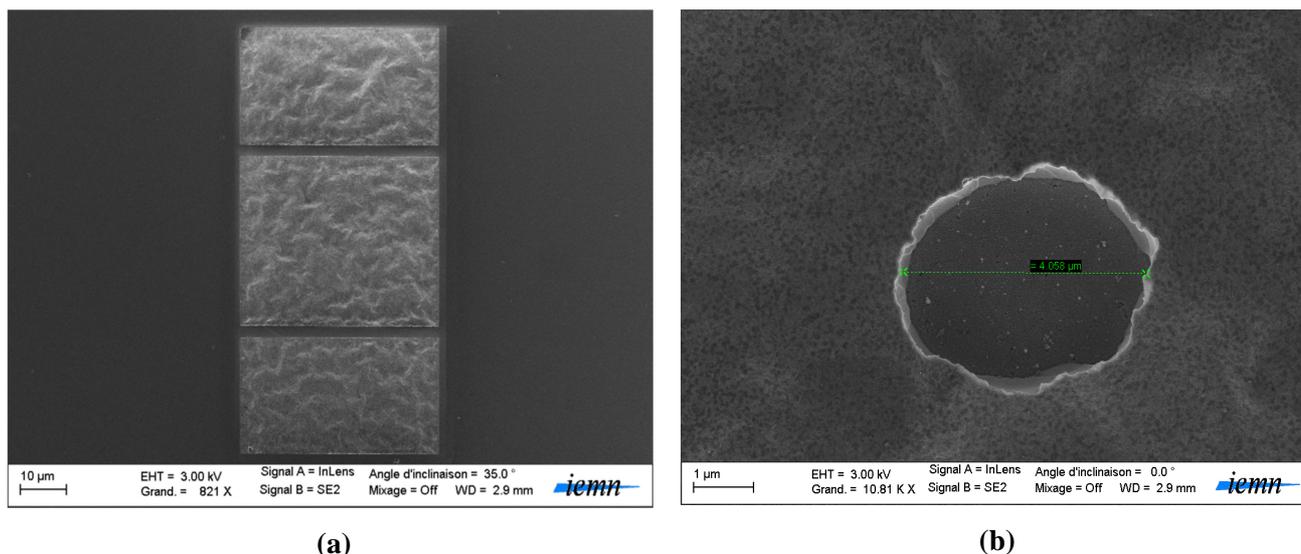
Le recuit rapide à haute température (*RTA : rapid thermal annealing*) entre 800°C et 900°C est ensuite réalisé afin de favoriser la diffusion des métaux dans la barrière et la formation des alliages permettant la formation du contact ohmique. Cette étape doit nécessairement survenir juste après le lift-off afin d'éviter l'oxydation et l'accumulation de diverses impuretés en surface. Plusieurs paramètres sont à prendre en considération au cours de cette étape, notamment la rampe de montée permettant d'atteindre la température de

consigne, le temps du recuit et la température de recuit. Au cours des travaux antérieurs au sein de notre équipe de recherche [1], ces paramètres ont été optimisés sur des structures MBE pour des barrières  $Al_xGa_{1-x}N$  sur substrat Si(111). La procédure de recuit de contact ohmique comporte quatre stades représentés sur la figure 2.4. Une première étape de montée en température jusque  $450^\circ C$  est suivie d'un plateau de 30s permettant d'éliminer les traces de solvants présents sur l'échantillon par déshydratation. Puis intervient une montée rapide en température durant laquelle se forme le contact ohmique. Les espèces métalliques acquièrent une énergie thermique suffisante afin de diffuser à travers la barrière. Une fois la température de recuit atteinte, un deuxième plateau de 30s permet la formation des différents agrégats. Enfin, il s'ensuit une période de refroidissement durant laquelle la structure métallique se stabilise.



**Figure 2.4 :** Évolution de la température durant le recuit des contacts ohmiques

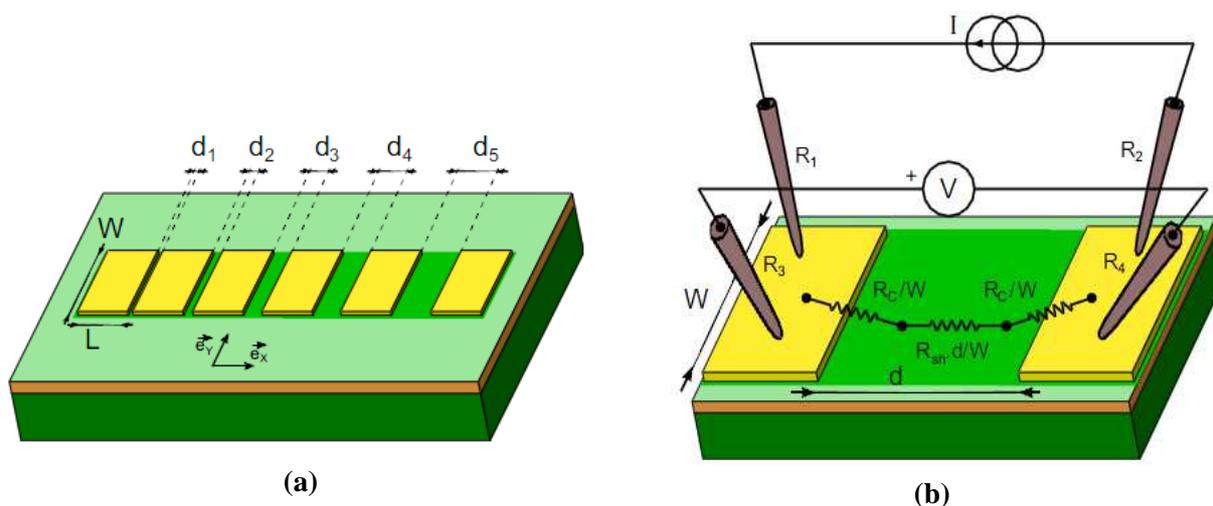
Le recuit à très haute température entraîne une augmentation considérable de la rugosité des contacts métalliques (figure 2.5). Cette rugosité de surface est attribuée au « démouillage » de la couche d'or en surface. Par ailleurs, il apparaît des dômes sur l'ensemble des contacts n'ayant pas d'impact à priori, sur la qualité des contacts en termes de résistivité. Ce phénomène s'explique par les traces éventuelles de résines avant la métallisation des contacts ohmiques. Le recuit à haute température engendrerait un dégazage des résidus de résines provoquant la formation de cratères à la surface des contacts.



**Figure 2.5:** Image MEB de contacts ohmiques après recuit (a), image MEB de la formation de dômes après recuit (b).

## 2.2 Caractérisation des contacts ohmiques

La qualité des contacts ohmiques est définie par plusieurs paramètres électriques tels que la résistance de contact  $R_C$  et la résistivité spécifique de contact  $\rho_C$ . La méthode la plus couramment utilisée consiste à déterminer expérimentalement la résistance de contact  $R_C$  par l'intermédiaire de motifs d'échelle TLM (*Transmission Line Method*). Cette procédure nécessite la réalisation de structures de test comportant des contacts ohmiques espacés de distances croissantes. Un schéma d'une échelle TLM est représenté sur la figure 2.6 (a).



**Figure 2.6:** Motif d'échelle TLM (a) et technique de mesure quatre points (b)

La résistance totale d'un contact ohmique de longueur  $L$  et de largeur  $W$  est donnée par l'équation 2.1[5].

$$R(L) = R_C \coth\left(\frac{L}{L_T}\right)/W \quad (2.1)$$

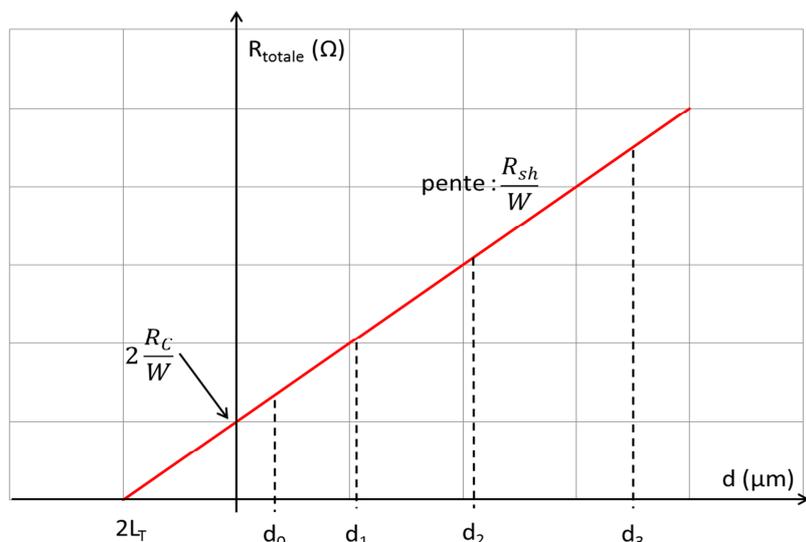
On montre que si la longueur de transfert  $L_T$ , correspondant à la distance sur laquelle les porteurs sont collectés au niveau du contact ohmique, est très petite devant la longueur du contact ohmique alors :

$$R_C = \sqrt{\rho_C R_\square} \quad (2.2)$$

Avec  $\rho_C$  ( $\Omega \cdot \text{mm}^2$ ) représentant la résistance spécifique de contact qui généralise le concept de résistivité à une surface dans le cas particulier où l'épaisseur de conduction n'est pas connue. D'autre part,  $R_\square$  ( $\Omega/\square$ ) la résistance carrée est définie par la résistance mesurée dans le canal 2DEG. Il apparait donc trois résistances en série, la contribution des résistances dues aux deux contacts ohmiques et celle liée à la résistance carrée. La résistance totale peut donc se mettre sous la forme suivante en supposant la résistance carrée de la couche identique en tout point avec  $d_i$  la distance entre les contacts ohmiques successifs (équation 2.3).

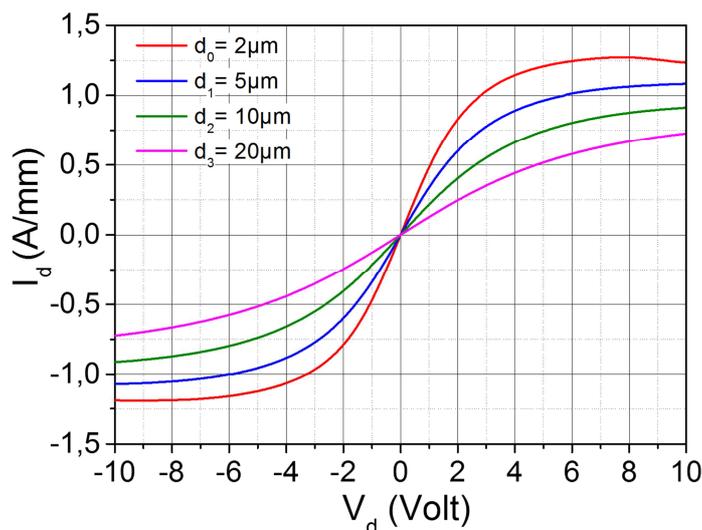
$$R_{totale} = 2 \frac{R_C}{W} + \frac{R_\square}{W} d_i \quad (2.3)$$

Les mesures de résistances sont réalisées à partir de la méthode dites des quatre pointes qui permet de s'affranchir des résistances des pointes de mesures. Deux pointes servent à l'injection du courant et deux autres à la mesure de la tension (figure 2.6 (b)). Lors de la mesure, une excursion à faible courant est réalisée afin de se placer dans la zone ohmique de la caractéristique  $I(V)$ . Après extrapolation linéaire des points de mesure, il s'ensuit la détermination des paramètres  $R_C$  et  $R_\square$  comme représentée sur la figure 2.7.



**Figure 2.7 :** Résistance totale mesurée en fonction de la distance entre les contacts ohmiques

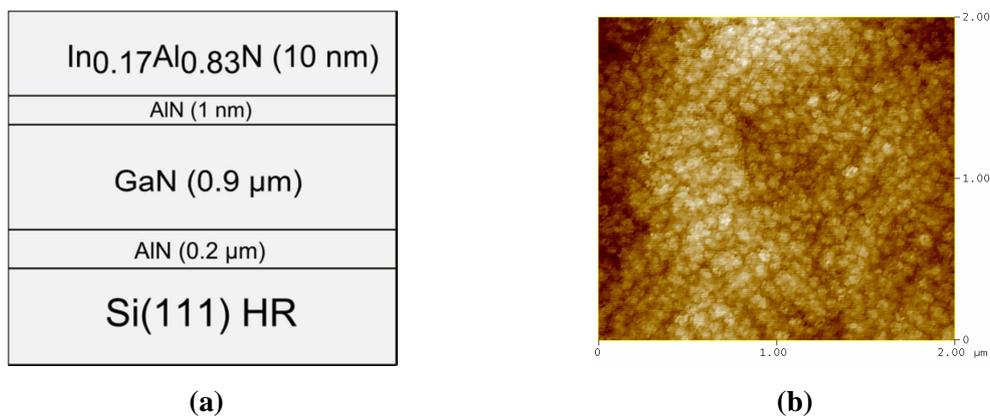
Outre l'extraction des résistances, il est possible de vérifier le comportement ohmique des contacts à travers la caractéristique  $I(V)$ . Celle-ci est réalisée en utilisant deux pointes de mesures dont une reliée à la masse et l'autre polarisée de façon à balayer une gamme de tension entre  $-V$  et  $+V$ . La mesure est reproduite sur plusieurs contacts ohmiques séparés par des distances croissantes (figure 2.8). Cette méthode de caractérisation préliminaire permet d'avoir un aperçu des performances ultérieures des composants. En particulier, il est intéressant de monitorer le courant de drain maximum en régime de saturation.



**Figure 2.8 :** Caractéristique I-V des contacts ohmiques séparés par une distance  $d_i$

### 2.3 Optimisation des contacts ohmiques des hétérostructures InAlN/GaN sur substrat Si(111)

Les premières hétérostructures étudiées dans le cadre ce travail ont été réalisées par croissance MOCVD au laboratoire CRHEA à Valbonne dans le cadre d'une collaboration à travers le contrat ANR SATELLITE. Les premiers contacts fabriqués sur des hétérostructures  $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$  sur substrat Si(111) ne présentant pas un caractère ohmique, il a été nécessaire de revoir les conditions de réalisation de ces contacts. Un nombre important de paramètres entre en jeu lors de la réalisation des contacts ohmiques : la nature et les épaisseurs des métaux déposés, la rampe de montée en température et la température de recuit, le temps de recuit, la gravure de la barrière avant métallisation, etc. Compte tenu du nombre important de variables à considérer, l'étude de l'optimisation s'est focalisée sur la rampe de montée en température et la température de recuit. Ce choix se justifie par les différentes études reportées dans la littérature. En effet, la nature et les épaisseurs des métaux déposés restent quasiment identiques que ce soit une barrière InAlN ou AlGaN [6], [7] et correspondent au séquentiel Ti/Al/Ni/Au (12/200/40/100 nm).



**Figure 2.9 :** Structure utilisée pour l'optimisation des contacts ohmiques avec une barrière  $In_{0.17}Al_{0.83}N$  sur substrat Si(111) HR (a), topologie de la surface par AFM (b)

La structure sur laquelle l'optimisation a été réalisée correspond à l'hétérostructure représentée sur la figure 2.9 (a). Cette structure, nommée T2494, a été obtenue par croissance MOCVD sur substrat Si(111) hautement résistif (HR). Celle-ci est composée d'une barrière de 10 nm d'  $In_{0.17}Al_{0.83}N$ , d'une couche d'exclusion de 1 nm et d'un buffer de GaN de 0.9 μm avec une couche de nucléation en AlN de 0.2 μm. Sur la figure 2.9 (b), une image AFM a permis de mettre en évidence une rugosité de surface de l'ordre de 0.32 nm.

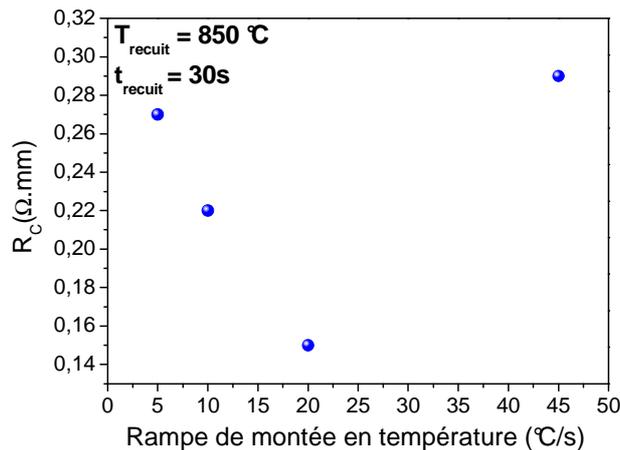
L'ensemble des essais a été réalisé avec une même métallisation des contacts ohmiques en utilisant le séquentiel Ti/Al/Ni/Au (12/200/40/100 nm).

Dans un premier temps, la température de recuit a été fixée à 850°C et les essais ont porté sur la variation de la rampe de montée en température : 5°C/s, 10°C/s, 20°C/s et 45°C/s. Des mesures quatre pointes sur des échelles TLM disposant de quatre espacements séparés de 5 µm, 10 µm, 15 µm et 20 µm ont ensuite permis d'extraire les paramètres caractérisant les contacts ohmiques à savoir :  $R_C$ ,  $\rho_C$ ,  $R_{\square}$  et  $L_T$ .

Rampe de montée en température	5 °C/s	10 °C/s	20 °C/s	45 °C/s
$R_C$ ( $\Omega \cdot mm$ )	0.27	0.22	0.15	0.29
$\rho_C$ ( $\Omega \cdot cm^2$ )	$3 \times 10^{-7}$	$5.9 \times 10^{-7}$	$3 \times 10^{-7}$	$1.2 \times 10^{-6}$
$R_{\square}$ ( $\Omega / \square$ )	657	834	707	657
$L_T$ ( $\mu m$ )	0.42	0.27	0.23	0.438

**Tableau 2.1** : Caractéristiques des contacts ohmiques pour différentes rampes de montée en température à une température de recuit de 850 °C.

Les valeurs des paramètres des contacts ohmiques sont indiquées dans le tableau 2.1. Elles ont été déduites en effectuant une moyenne sur plusieurs échelles TLM présentes sur les échantillons.



**Figure 2.10** : Résistance de contact en fonction de la rampe de montée en température à une température de recuit de 850 °C/s fixe

La figure 2.10 décrit l'évolution de la résistance de contact en fonction de la rampe de montée en température. Comme discuté précédemment, les alliages composant les contacts se forment au cours de la montée en température du recuit. En particulier, cela a un impact direct

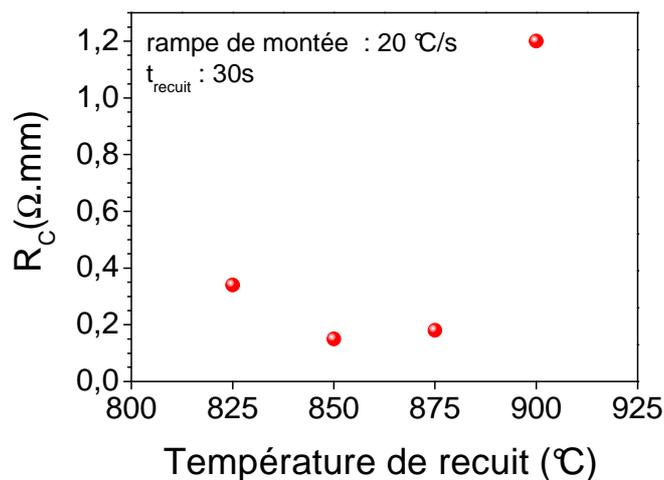
sur l'enthalpie de formation des espèces intermétalliques mises en jeu. Il apparait, en conséquence, une résistance de contact optimale de l'ordre de 0.15  $\Omega$ .mm obtenue pour une rampe de montée en température de 20  $^{\circ}\text{C/s}$ .

Dans un second temps, la rampe de montée en température a été fixée à la valeur optimale de 20  $^{\circ}\text{C/s}$ , et les essais ont porté sur la variation de la température de recuit : 825  $^{\circ}\text{C}$ , 850 $^{\circ}\text{C}$ , 875  $^{\circ}\text{C}$  et 900  $^{\circ}\text{C}$  pendant 30s (tableau 2.2).

Température de recuit	825 $^{\circ}\text{C}$	850 $^{\circ}\text{C}$	875 $^{\circ}\text{C}$	900 $^{\circ}\text{C}$
$R_C$ ( $\Omega$ .mm)	0.34	0.15	0.18	1.2
$\rho_C$ ( $\Omega$ .cm <sup>2</sup> )	$1.6 \times 10^{-6}$	$3 \times 10^{-7}$	$4 \times 10^{-7}$	$1.8 \times 10^{-5}$
$R_{\square}$ ( $\Omega$ ./ $\square$ )	741	707	742	708
$L_T$ ( $\mu\text{m}$ )	0.47	0.23	0.23	0.34

**Tableau 2.2 :** Caractéristiques des contacts ohmiques pour différentes températures de recuit pour une rampe de montée en température de 20  $^{\circ}\text{C/s}$ .

La figure 2.11 décrit la variation de la résistance de contact en fonction de la température de recuit. Dans la gamme de températures [825 $^{\circ}\text{C}$  ; 875  $^{\circ}\text{C}$ ], les contacts ohmiques présentent des résistances de contacts raisonnables avec un minimum observé pour une température de 850  $^{\circ}\text{C}$ . On peut noter qu'à la température de 900  $^{\circ}\text{C}$ , il apparait une valeur relativement élevée de la résistance de contact traduisant la dégradation de celle-ci.



**Figure 2.11:** Résistance de contact en fonction de la température de recuit pour une rampe de montée en température fixée à 20  $^{\circ}\text{C/s}$

Par ailleurs, on observe que l'évolution de la résistance carrée ne semble pas suivre celle de la résistance de contact. Intuitivement, on s'attendrait à obtenir de meilleurs résultats en termes de résistance en augmentant la température de recuit sachant que la croissance de l'hétérostructure a été réalisée autour de 1000 °C par MOCVD. La montée en température devrait engendrer une meilleure diffusion des métaux dans la barrière et ainsi permettre la minimisation de la résistance de contact et de la résistance carrée. Dans notre cas, cette hypothèse n'est pas vérifiée car ces paramètres se dégradent sensiblement à haute température.

À travers cette optimisation, nous avons mis en exergue les principaux paramètres nécessaires à l'obtention de bons contacts ohmiques sur des structures disposant d'une barrière  $In_{0.17}Al_{0.83}N$  sur substrat Si(111) HR. Ainsi, il a été montré que pour une rampe de montée en température de 20 °C/s et une température de recuit de 850°C, il est possible d'obtenir une résistance de contact moyenne de l'ordre de 0.15  $\Omega$ .mm associée à une faible résistivité spécifique de contact. Néanmoins, les contacts ohmiques fabriqués au cours de ce travail sur d'autres structures avec des barrières  $In_{0.17}Al_{0.83}N$ , n'ont pas donné des résultats similaires. Une moyenne globale de 0.26  $\Omega$ .mm des résistances de contacts sur l'ensemble des hétérostructures avec des barrières  $In_{0.17}Al_{0.83}N$  a été ainsi calculée.

#### 2.4 Caractérisations des contacts ohmiques en fonction de la température

Nous proposons dans cette partie de réaliser une étude du comportement des contacts ohmiques en fonction de la température de mesure, le but étant d'identifier expérimentalement le mode de conduction dominant au travers des contacts.

Un contact ohmique est défini comme un contact métal / semi-conducteur qui présente une caractéristique courant-tension linéaire et symétrique. Parmi tous les mécanismes de conduction possibles, seul l'effet tunnel est à priori compatible avec un comportement ohmique, i.e. caractéristique I-V linéaire et symétrique. Les mécanismes thermoïonique (TE) et thermoïonique assisté par effet de champ (TFE) ne sont pas symétriques au regard de la tension de polarisation externe appliquée au contact. Pour assurer le passage des porteurs par effet tunnel, il faut réduire l'épaisseur de la barrière de potentiel. Cette dernière est inversement proportionnelle à la concentration en donneurs, soit au dopage. Pour cela, on introduit le paramètre  $E_{00}$  caractérisant le niveau d'énergie au travers duquel un courant est susceptible de se développer. Pour assurer une conduction par effet tunnel, la condition *sine qua non* suivante doit être respectée :  $E_{00} \gg kT$ , soit l'énergie du niveau  $E_{00}$  doit être très

grande devant l'énergie thermique considérée. Padovani et Stratton [8] modélisent la résistance spécifique de contact  $\rho_c$  dans le cas de l'effet tunnel (FE) pour une hauteur de barrière  $\phi_b$ , à travers l'équation 2.4 :

✓ **Conduction FE**

$$\rho_c = \frac{k \sin(\pi ckT)}{A^* \pi q T} e^{\frac{q\phi_b}{E_{00}}} \quad (2.4)$$

Où  $k$ ,  $T$  et  $q$  représentent respectivement la constante de Boltzmann, la température et la charge élémentaire de l'électron. Par ailleurs,  $A^*$  représente la constante de Richardson définie par :  $A^* = 4\pi q m_e^* m_0 k^2 h^{-3}$  soit dans le cas du GaN  $A^* = 2.8 \times 10^5 \text{ Am}^{-2} \text{ K}^{-2}$ .

De plus,

$$E_{00} = \left(\frac{\hbar}{2}\right) \left(\frac{N_D}{m^* \varepsilon_{SC}}\right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Où  $\varepsilon_{SC} (= \varepsilon_0 \varepsilon_r)$  est la permittivité du semiconducteur,  $N_D$  la valeur de dopage impliquant directement la position du niveau  $E_{00}$ ,  $m^*$  la masse effective et  $\hbar$  la constante de Planck réduite.

Même si les modes de conduction TE et TFE ne permettent pas en théorie d'obtenir un comportement ohmique, la résistance spécifique de contact pour ces modes de conduction peut être exprimée de la manière suivante [5]:

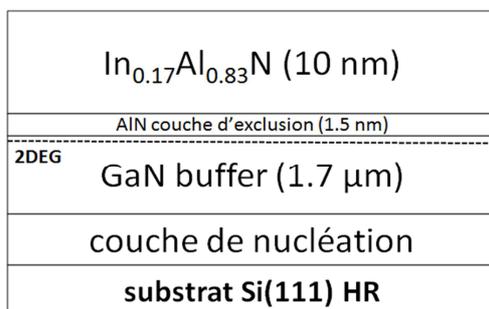
✓ **Conduction TE :**

$$\rho_c = \frac{k}{q A^* T} e^{\frac{q\phi_b}{kT}} \quad (2.6)$$

✓ **Conduction TFE :**

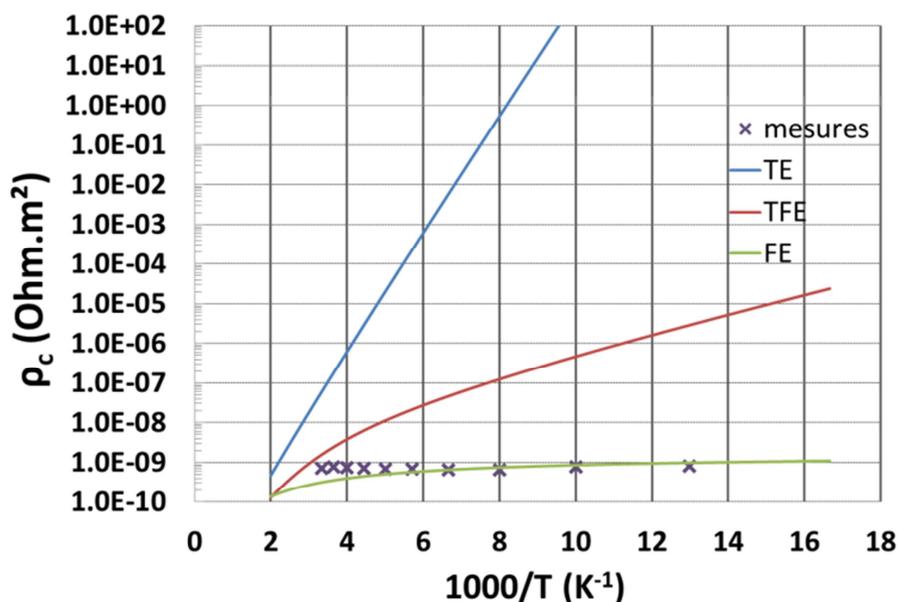
$$\rho_c = \frac{k\sqrt{E_{00}} \cosh(E_{00}/kT) \coth(E_{00}/kT)}{A^* T q \sqrt{\pi q (\phi_b - V)}} \exp\left(\frac{q(\phi_b - V)}{E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)} + \frac{qV}{kT}\right) \quad (2.7)$$

Cette analyse a été menée sur une épitaxie  $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$  sur substrat Si(111) HR. Une description détaillée de la structure épitaxiale est donnée sur la figure 2.12.



**Figure 2.12** : Hétérostructure utilisée pour l'étude des contacts ohmiques en température

Les contacts ohmiques ont été fabriqués en utilisant les paramètres optimisés décrits dans la partie 1.2.3. Un échantillon comportant une échelle TLM avec des espacements entre contacts ohmiques de 2  $\mu m$ , 5  $\mu m$ , 15  $\mu m$  et 20  $\mu m$  a été utilisé. Celui-ci a été placé dans une enceinte sous vide permettant de descendre jusqu'à une température de 77 K. Pour chaque palier de température entre 300K et 77K par pas de 25K, la résistance de contact ainsi que la résistance spécifique de contact associée ont été mesurées.



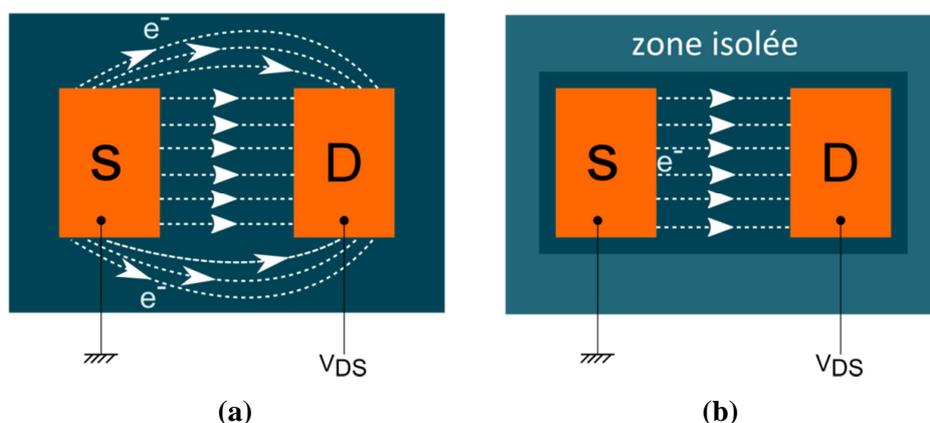
**Figure 2.13** : Résistances spécifiques de contact expérimentale (croix) et théorique (trait) en fonction de  $1000/T$  dans le cas des modèles FE, TE et TFE

Ainsi, la figure 2.13, représente les résistances spécifiques de contact expérimentales (croix) et théorique (trait) en fonction de  $1000/T$  dans le cas des modèles FE, TE et TFE. La résistance spécifique de contact est déterminée de façon théorique dans les trois mécanismes de conduction cités précédemment. Les grandeurs physiques modulables en fonction des points de mesure expérimentaux sont le niveau de dopage  $N_D$  et la hauteur de barrière  $\phi_b$ .

L'ajustement idéal est basé sur une concentration de dopage de l'ordre de  $N_D = 1.02 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et une hauteur de barrière  $\phi_b = 0.28 \text{ eV}$ . Il apparaît que les points de mesure épousent, en partie, la courbe théorique relative à la conduction par effet tunnel. En effet, les points de mesures s'écartent des valeurs théoriques du modèle FE pour les hautes températures. Cette différence peut être attribuée à une augmentation de l'auto-compensation entre les défauts donneurs et accepteurs [1]. Ainsi, il a été de mise d'établir une hauteur de barrière moyenne et un dopage moyen prenant en compte l'ensemble des points expérimentaux. De fait, il vient une hauteur de barrière moyenne et un dopage moyen respectivement de  $N_D = 1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $\phi_b = 0.30 \text{ eV}$ . Par conséquent, cette étude a permis de vérifier que la conduction à travers les contacts ohmiques est bien assurée par effet tunnel, confirmant ainsi l'hypothèse définie au préalable.

### 3 L'isolation des composants

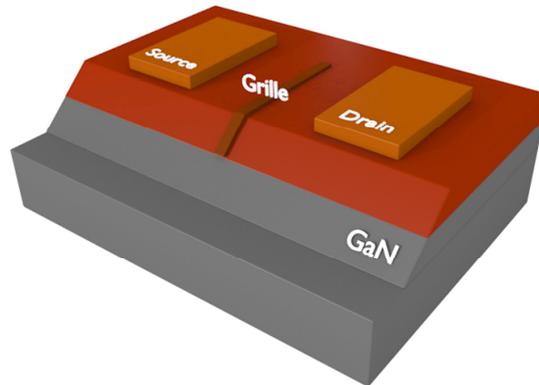
L'isolation des composants permet de délimiter la zone active, en l'occurrence, le chemin optimal emprunté par les électrons circulant de l'électrode de source jusqu'à l'électrode de drain. Elle permet, par ailleurs, d'isoler les transistors entre eux. La figure 2.14 représente deux contacts ohmiques avant et après isolation. Dans le cas d'une structure non isolée, des courants de fuites latérales sont impliqués dans la conduction. Afin de s'affranchir de cette contribution, il est nécessaire de réduire la zone active entre les contacts de source et de drain permettant ainsi une conduction unidirectionnelle. Dans le cas d'un composant non isolé (figure 2.14 (a)), il apparaît également au pincement du canal des courants parasites circulant de la source vers le drain, appelés aussi courants de fuite.



**Figure 2.14** : Chemin emprunté par les électrons dans le cas d'un composant non isolé (a) et isolé (b)

Il existe deux principaux procédés d'isolation des composants : l'isolation par *mésa* et l'isolation par implantation. Le premier consiste à réaliser des tranchées autour des composants afin de supprimer le gaz bidimensionnel et ainsi définir la zone active entre les contacts. L'isolation par *mésa* est généralement réalisée par gravure sèche à l'aide d'un plasma couplé ICP-RIE (*Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching*) constitué d'un mélange de gaz chloré et argon ( $\text{Ar}/\text{Cl}_2$ ) [1]. Ces espèces vont réagir avec les atomes constituant l'hétérostructure jusqu'à en supprimer une partie afin de créer des tranchées autour de la zone active. Néanmoins, cette technique met en jeu des vitesses de gravure assez lentes de l'ordre de 30 nm/min provoquant la polymérisation de la résine. Ceci induit des résidus qui peuvent se déposer à la surface du semiconducteur entraînant des coupures importantes au cours des métallisations suivantes. Par ailleurs, un autre inconvénient de cette technique apparaît lorsque la métallisation de grille recouvre les flancs du *mésa* comme le

montre la figure 2.15. La descente de l'extrémité du doigt de grille provoque un contact entre la métallisation de grille et le gaz d'électrons 2D. Ce phénomène peut avoir pour conséquence des courants de fuite de grille élevés (notamment en hyperfréquences via un couplage capacitif important) en canal pincé détériorant ainsi les performances du transistor [9].

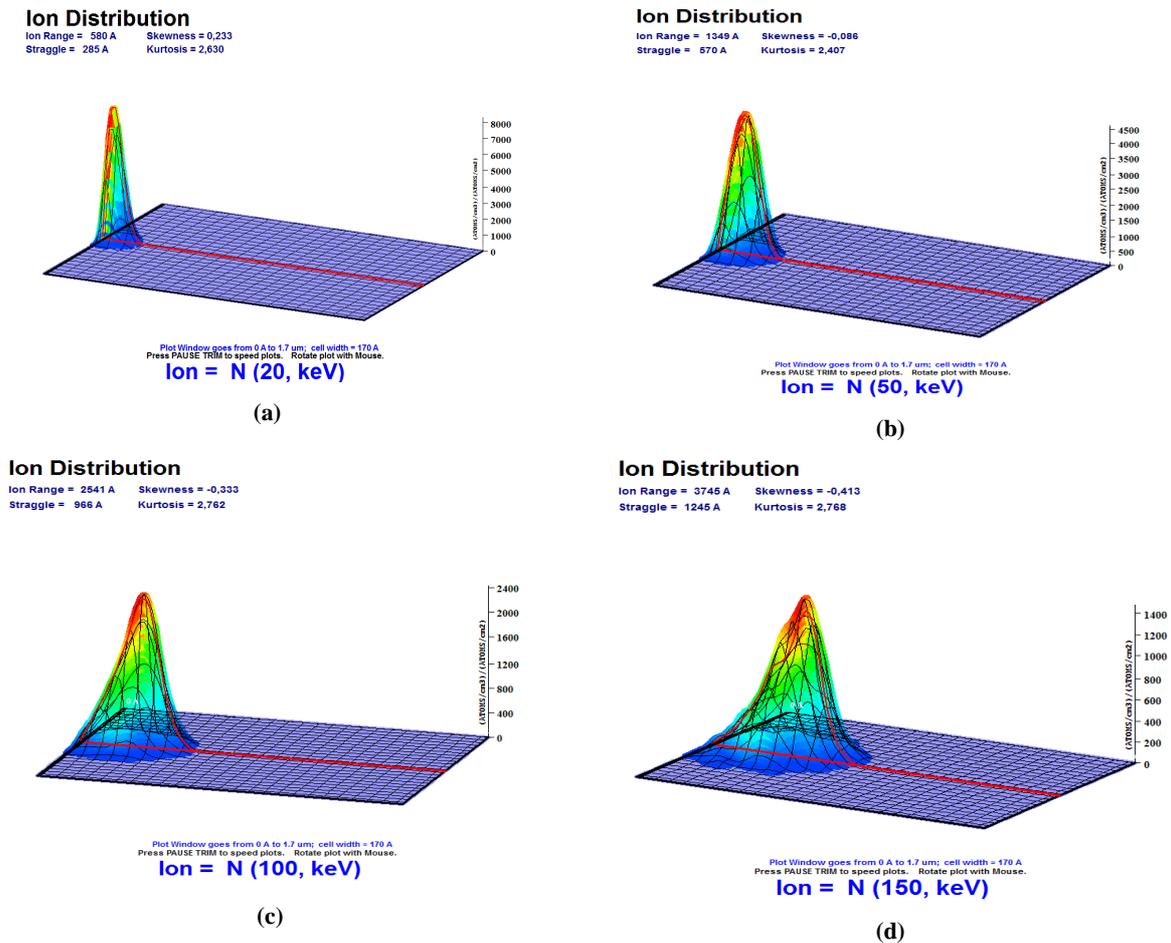


**Figure 2.15** : Contact entre l'extrémité de la grille et le mesa d'isolation conduisant à des courants de fuites

La deuxième technique d'isolation des composants consiste à réaliser une implantation ionique modifiant les propriétés du semiconducteur par l'insertion d'ions dans le volume. Contrairement à l'isolation par méso, l'implantation ionique permet la conservation de la planéité des composants. D'autre part, une étude comparative montre que les performances hyperfréquences sont sensiblement meilleures dans le cas de l'isolation par implantation [10].

Plusieurs espèces ioniques sont utilisables pour implanter les hétérostructures de type HEMT. Le choix des ions à implanter est fonction de la nature du matériau. Dans le cas des hétérostructures AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> et InAl<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, les éléments majoritairement utilisés sont l'argon, l'hélium, l'azote ou l'oxygène [11], [12], [13]. Le principe de l'implantation ionique consiste à accélérer des ions par des tensions de quelques kV à quelques centaines de kV et à les faire interagir avec l'échantillon à implanter. Les ions pénétrant dans le matériau perdent leur énergie cinétique lors des collisions avec les atomes constituant l'hétérostructure. Ceci a pour effet de mettre en mouvement les atomes du semiconducteur, entraînant potentiellement des collisions en chaîne qui désorganisent localement la structure cristalline. Par conséquent, ce processus permet de briser la continuité cristalline du matériau implanté et de rendre le semiconducteur amorphe afin de supprimer toutes conceptions parasites. Le principe réside sur des implantations multiples d'ions caractérisées par une énergie et une dose surfacique de façon à briser la structure cristalline bien au-delà du gaz d'électrons 2D. Le choix des implantations multiples permet d'isoler l'hétérostructure depuis la surface jusqu'au volume de

façon homogène. La profondeur de pénétration maximale est simulée au moyen du logiciel SRIM permettant d'obtenir le profil de pénétration des ions implantés. Au début de ce travail, les implantations ioniques étaient réalisées par implantation d'ions He puis afin de réduire les coûts, l'implantation hélium a été remplacée par de l'azote. L'optimisation des énergies et des doses d'implantation a été développée en interne à l'IEMN. Pour avoir un aperçu des profondeurs de pénétration des espèces implantées, nous avons représenté sur la figure 2.16 les simulations SRIM pour des implantations multiples à l'azote avec différentes doses.



**Figure 2.16** : Répartition spatiale des ions  $N^+$  implantés avec des énergies de 20 keV (a), 50 keV (b), 100 keV (c) et 150 keV (d)

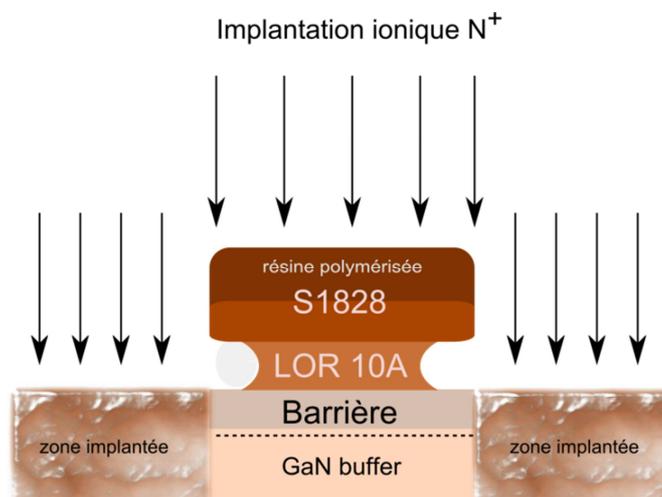
La simulation a été réalisée sur une structure « standard » avec une barrière en  $Al_{0.28}Ga_{0.72}N$  de 10 nm d'épaisseur, une couche d'exclusion en AlN de 1 nm puis un buffer en GaN d'épaisseur 1.7  $\mu m$ . La procédure d'isolation nécessite plusieurs implantations avec des énergies et doses différentes. Pour de faibles énergies, les espèces implantées seront susceptibles d'isoler la surface de l'hétérostructure. L'accroissement de l'énergie des ions implantés permet d'isoler de proche en proche l'hétérostructure en volume. Les énergies et

doses des implantations à l'azote utilisées dans le cadre de ce travail sont données dans le tableau ci-dessous :

	Énergie (keV)	Dose ( $at/cm^2$ )
<b>1<sup>ière</sup> implantation</b>	20	$0.25 \times 10^{14}$
<b>2<sup>ième</sup> implantation</b>	50	$1 \times 10^{14}$
<b>3<sup>ième</sup> implantation</b>	100	$1.5 \times 10^{14}$
<b>4<sup>ième</sup> implantation</b>	150	$2.5 \times 10^{14}$

**Tableau 2.3** : Énergies et doses utilisées pour l'implantation ionique à l'azote

L'isolation par implantation nécessite au préalable une étape de protection de la zone active. Un bicouche de résine photosensible constitué de S1828/LOR10A est utilisé. Après exposition à l'aligneur optique et développement, le bicouche de résine adopte ainsi un profil casquette. L'étape suivante consiste à implanter la structure avec des énergies et doses différentes ce qui aura pour conséquence de polymériser une partie de la résine supérieure (S1828). La résine inférieure (LOR10A), quant à elle, ne sera pas impactée par le bombardement ionique permettant ainsi de faciliter le retrait des résines après implantation (figure 2.17).



**Figure 2.17** : Schéma du bicouche de résine après implantation ionique

Suite à l'implantation, les échantillons subissent un traitement dans un bain de « remover PG » chaud pour effectuer le retrait des résines. La figure 2.18 représente un trèfle de Hall après implantation et lift-off. La zone active et la zone implantée sont discernables au microscope optique en utilisant une lumière polarisée. La distinction entre ces deux zones est ainsi bien mise en évidence par une différence de contraste.

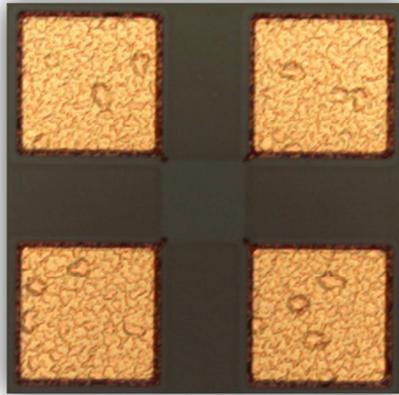


Figure 2.18 : Trèfle de Hall après implantation ionique à l'azote

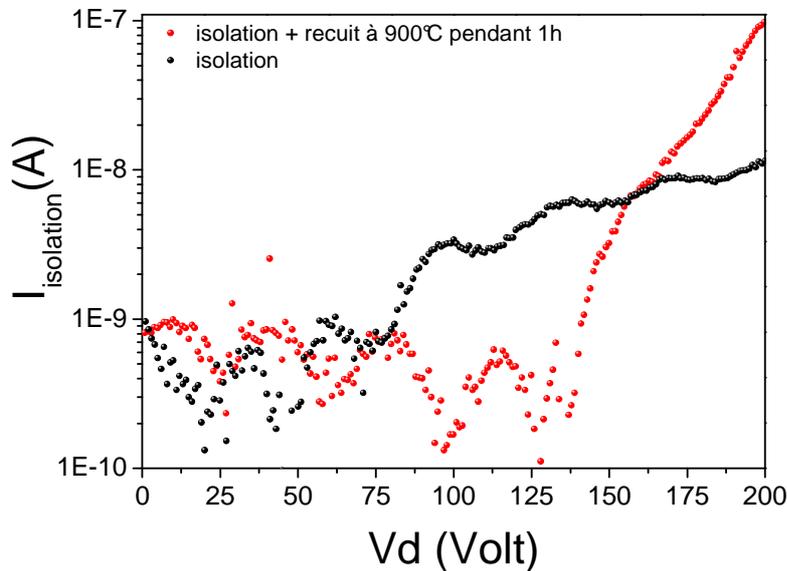


Figure 2.19 : Mesure du courant d'isolation entre deux contacts ohmiques espacés de 5  $\mu\text{m}$  avec un développement de 100  $\mu\text{m}$  avant et après recuit à 900°C pendant 1h

Nous avons validé l'implantation multiple à l'azote en réalisant des mesures de courant entre deux contacts ohmiques séparés par une distance de 5  $\mu\text{m}$ . La figure 2.19 montre que le courant d'isolation atteint 10 nA à 200 V avec une variation quasi constante jusqu'à 150 V. La même mesure a été reproduite après un recuit thermique sous azote à 900°C pendant 120 minutes afin d'évaluer la fiabilité de l'isolation. Il apparaît un courant d'isolation de l'ordre de 100 nA à 200 V ce qui est amplement acceptable compte tenu de la gamme de température usuelle de fonctionnement des transistors. De plus, on constate que le recuit longue durée augmente légèrement le courant d'isolation ce qui est essentiellement dû au réarrangement partiel du réseau cristallin à haute température.

#### 4 La technologie de grille

Cette partie du manuscrit porte sur la fabrication des électrodes de grille du transistor HEMT. L'évolution de la micro-nanoélectronique implique la réduction des dimensions caractéristiques des composants, dans le but d'améliorer leurs performances en régime hyperfréquence. La longueur de grille  $L_G$  des transistors HEMTs a ainsi évolué grâce aux progrès de la lithographie électronique passant de quelques centaines de nanomètres il y a 10 ans à environ 20 nm aujourd'hui [14]. Dans le cas des transistors HEMTs, l'électrode de grille correspond à un contact Schottky, en l'occurrence, un contact métal sur semiconducteur. Son rôle est de commander le flux de charges sous la grille et ainsi moduler le courant circulant du contact de source jusqu'à celui de drain. Le caractère Schottky du contact de grille est assuré par l'utilisation de métaux à fort travail de sortie tels que le molybdène, le nickel ou le platine. Dans notre cas, la couche en surface est constituée soit d'AlGaN soit d'InAlN non intentionnellement dopé (de type n). Il est donc nécessaire que le métal constituant le contact Schottky possède un travail de sortie supérieur à l'affinité électronique du semiconducteur en surface.

La diminution de la longueur de grille entraîne une augmentation des fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance, respectivement  $F_t$  et  $F_{MAX}$ . Néanmoins, la diminution de la longueur de grille induit une augmentation importante de la résistance de grille  $R_g$  sachant que cette dernière est inversement proportionnelle à la section de la grille. Pour juguler cette dégradation de la résistance, il est nécessaire d'augmenter la surface de la section de l'électrode de grille. Ainsi, il est de mise de recourir à des contacts de grille ayant une section en forme de « Té » ou de «  $\Gamma$  ». Pour une même épaisseur de métal, la surface de la section est, par conséquent, maximisée et permet de réduire fortement la résistance de grille jusqu'à des valeurs avoisinant  $5 \Omega$  tout en conservant une faible longueur du pied de grille. Ainsi, la réalisation de grilles en Té ou en  $\Gamma$  est une solution permettant de diminuer la longueur du pied de grille tout en lui conférant une faible résistance. Il est possible, par ailleurs, en modifiant la forme de la grille d'obtenir plusieurs configurations permettant de minimiser la résistance de la grille.

Le développement actuel des technologies de grille dédiées aux composants HEMTs s'oriente de plus en plus vers une technologie de grille auto-alignée. Celle-ci présente l'avantage de pouvoir réduire considérablement la distance des contacts de source et de drain et a fortiori la distance source-grille en vue d'accroître les performances hyperfréquences des composants. Cette technologie consiste à réaliser premièrement les électrodes de grille puis

dans un deuxième temps à aligner les contacts de source et de drain avec ceux de la grille. Ce processus de fabrication associé à la réalisation de contact ohmiques ré-épitaxiés, permettant de diminuer drastiquement les résistances de contact ainsi que leur rugosité de surface, a été démontré par plusieurs groupe de recherche de renommée mondiale [15][16]. Avec cette technologie, des distances source-grille de l'ordre de 50 nm sont par conséquent réalisables associées à des longueurs de grilles de 20 nm permettant d'atteindre des fréquences de coupures extrêmement élevées ( $F_T/F_{MAX}$  : 454/444 GHz) [14]. Une réflexion approfondie au sein de notre groupe de recherche est amorcée sur le transfert vers une technologie auto-alignée avec des contacts ohmiques ré-épitaxiés qui reste sans nul doute la solution phare pour la réalisation de composants HEMTs très performants.

#### 4.1 Fabrication des grilles en « Té » - travaux antérieurs

Les premiers travaux sur la technologie de grille en Té au laboratoire ont été menés par Pascal Tilmant, ingénieur d'études au sein de la centrale de technologie de l'IEMN. Il a développé les premières grilles en Té avec des longueurs de grilles de 150 nm sur des hétérostructures AlGaAs/GaAs, avec l'aide des ingénieurs travaillant sur le masqueur électronique. Par ailleurs, nous nous sommes fortement appuyés sur les travaux du Dr François Lecourt ayant effectué sa thèse récemment au sein de notre groupe. Ses études ont été reprises, en partie, dans le cadre de ce travail, en particulier pour l'optimisation de la technologie de grille avec un nouveau jeu de masques. En effet, une adaptation a été réalisée dans le but d'assurer des performances intéressantes jusqu'en gamme millimétrique (les précédents jeux de masques disposaient de plots d'accès trop grands diminuant fortement les performances hyperfréquences des composants HEMTs).

Un bicouche de résines électrosensibles était classiquement utilisé pour la définition de la grille en Té. Néanmoins, cette technologie ne permet pas d'obtenir un rendement de grille satisfaisant car l'adhérence du métal sur le semiconducteur est dégradée après lift-off. En particulier, des lichettes apparaissent sur le chapeau de grille car le profil de résine ne présente qu'une très légère casquette induisant leur formation. Ces dernières sont sources de courts-circuits avec les contacts ohmiques lors du rapprochement de la grille vers la source pour la montée en fréquence.

Dans le cadre de ce travail de thèse, une optimisation du procédé de fabrication des contacts de grille a été effectuée sur des hétérostructures obtenues par croissance MBE et MOCVD sur substrat silicium (111) hautement résistif et sur substrat SiC semi-isolant. Le

procédé choisi repose sur le développement sélectif d'un tricouche de résines électrosensibles après exposition à un faisceau d'électrons au masqueur électronique. Une optimisation du procédé de lithographie électronique a été réalisée en ajustant les paramètres d'écriture ainsi que les paramètres de développement des résines.

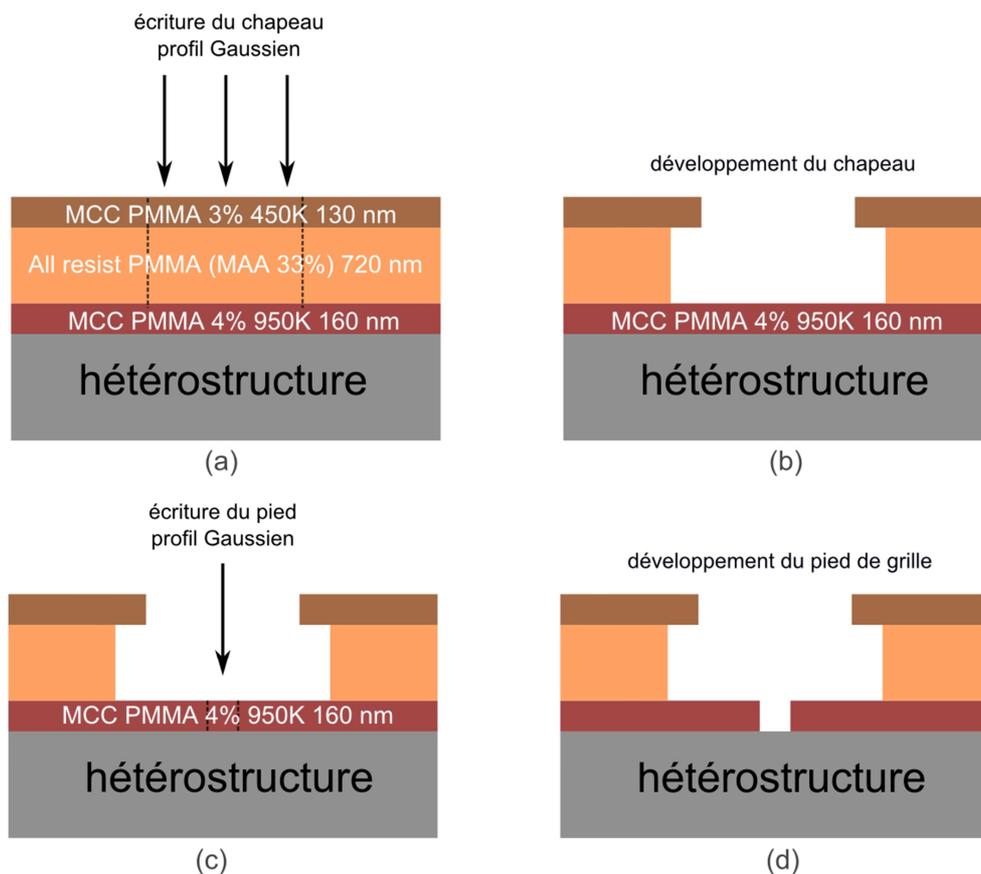
Le choix de la technologie tricouche est justifié par son haut rendement de fabrication et sa fiabilité au regard de la technologie bicouche dont les inconvénients ont été évoqués plus haut.

#### **4.2 Optimisation du procédé de fabrication des grilles en « Té »**

Dans un premier temps, il a été nécessaire de réaliser un nouveau jeu de masques en réduisant les dimensions des plots d'accès en vue de réaliser des mesures de puissance hyperfréquence en bandes Ka, V et W. Ce masque est composé de transistors caractérisés par des contacts ohmiques de développements de  $2 \times 25 \mu\text{m}$  et  $2 \times 50 \mu\text{m}$  avec différents espacements source-drain allant de  $1.5 \mu\text{m}$  à  $5.5 \mu\text{m}$ . Les longueurs de grilles associées varient de 50 nm à 250 nm.

Dans un second temps, l'optimisation a porté sur l'utilisation d'un tricouche de résines électrosensibles pour la définition de la grille, ce procédé offrant un meilleur rendement de fabrication. Les paramètres d'écriture électronique et les paramètres de développement des résines ont été ajustés. Les hétérostructures étudiées dans le cadre de ce travail étant obtenues soit par croissance MBE soit par croissance MOCVD sur des substrats de Si(111) hautement résistif et sur substrat SiC semi-isolant, le procédé a été adapté pour chaque type d'hétérostructure. En effet, le procédé de fabrication des grilles est quasiment identique entre les deux substrats. Néanmoins, des modifications au niveau des paramètres d'exposition et de développement sont nécessaires pour assurer une définition optimale de l'ouverture du chapeau et du pied de grille.

La figure 2.20 correspond à la technologie de grille en Té. Le tricouche de résines choisi pour réaliser la grille en Té est composé d'une couche de PMMA 3% 495K pour définir la casquette de la grille, d'une couche de résine intermédiaire de PMMA (MAA 33%) pour la définition du Té de la grille et enfin de la résine PMMA 4% 950K pour la réalisation du pied de grille.

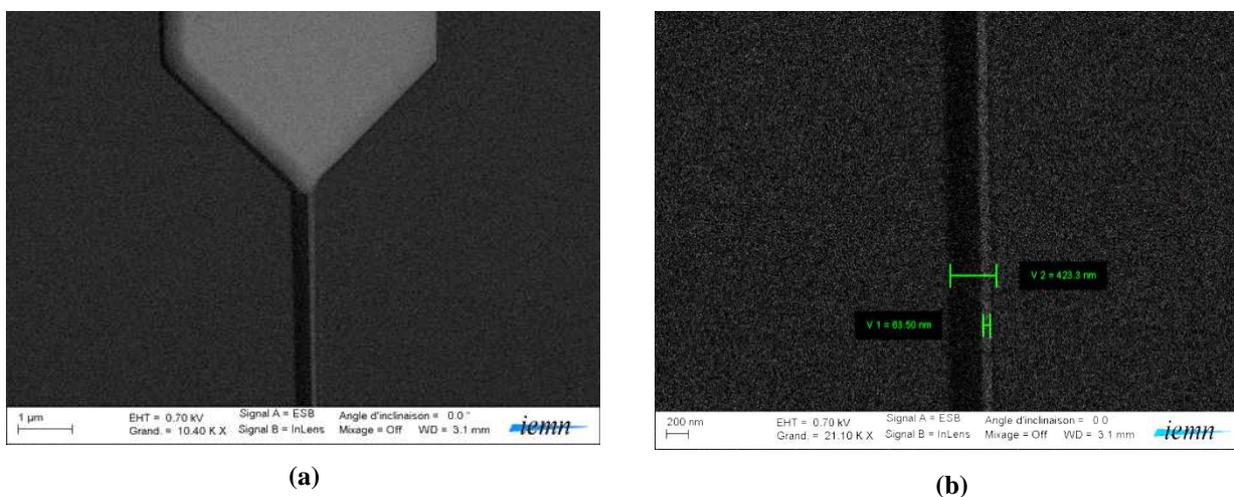


**Figure 2.20** : Descriptif de la technologie de grille en Té, avec la première exposition pour la définition du chapeau (a), le développement sélectif de la résine (b), puis la deuxième exposition pour la définition du pied de grille (c) suivi de son développement (d)

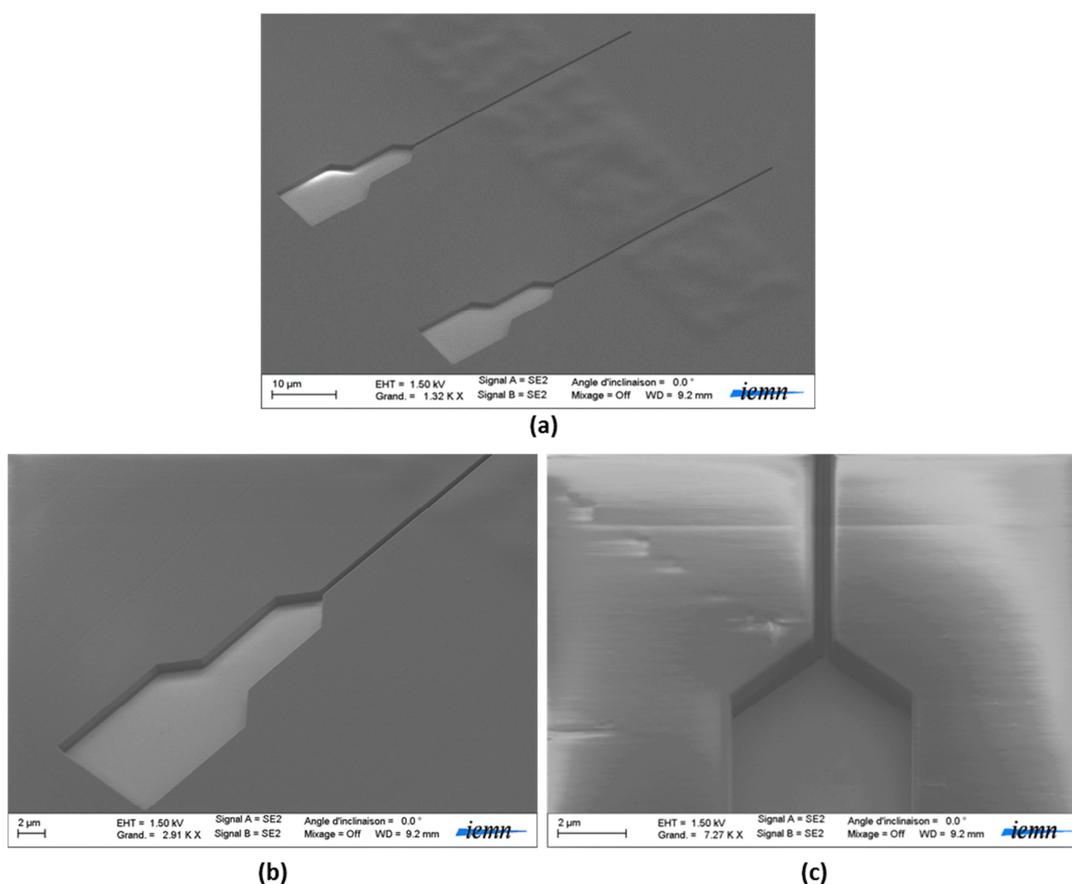
L'obtention de longueurs inférieures à 100 nm a nécessité une optimisation du procédé de fabrication. Ce dernier a été fractionné en deux étapes : la première consiste à écrire au masqueur électronique le chapeau de la grille suivi d'un double développement des résines PMMA 3% 450 K et PMMA (MAA 33%). La seconde étape, quant à elle, fait intervenir une deuxième écriture afin de définir le pied de grille suivie d'un dernier développement permettant l'ouverture du pied. Les résines utilisées ayant des sensibilités électroniques différentes, il a donc été nécessaire de réaliser une variation de doses permettant d'obtenir les paramètres optimaux pour l'écriture du chapeau et du pied. Ces écritures successives permettent de minimiser les effets de proximité dus à la diffusion et à la rétrodiffusion des électrons avec la résine.

Cette optimisation du procédé de fabrication a permis d'atteindre des longueurs de grilles d'environ 60 nm sur substrat Si(111) comme le montrent les figures 2.21 (a) et 2.21 (b). Le masque utilisé dispense également des grilles en  $\Gamma$  équivalentes aux grilles en Té avec une extension côté drain. L'avantage est de permettre l'étalement du champ électrique élevé

(présent en sortie de grille côté drain) le long de l'espace situé entre la grille et le drain ce qui permet d'augmenter la tension de claquage.



**Figure 2.21** : Image MEB du plot d'accès de grille (a) et de l'ouverture du chapeau et du pied de grille (b) après développement du tricouche de résine pour une hétérostructure sur substrat Si(111)



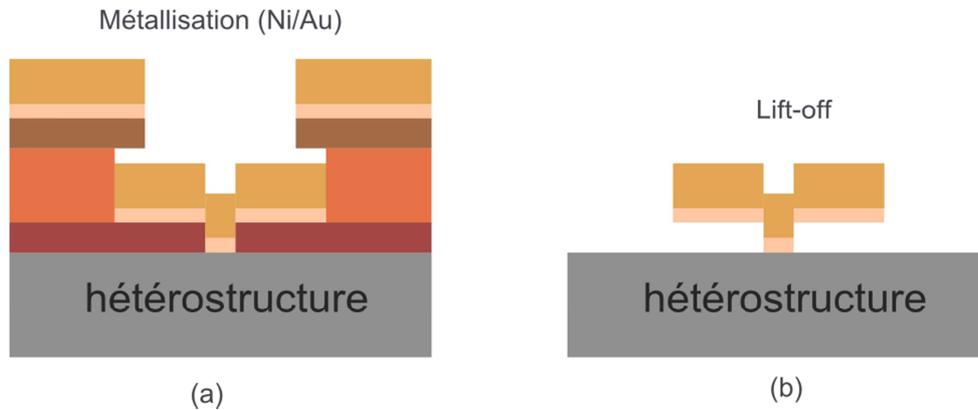
**Figure 2.22** : Image MEB du tricouche de résines après le second développement pour un transistor à deux doigts de grille et un développement total de 50 µm (a), (b) et grossissement sur le plot d'accès de grille (b)

Un détecteur intégré au MEB permet de différencier la résine et la surface du semiconducteur traduisant ainsi l'optimisation du procédé de fabrication, en particulier, l'absence de résidus de résines après développement. D'autre part, la figure 2.22 montre une vue d'ensemble de la topologie du transistor avec une définition correcte du plot d'accès de grille ainsi que de l'ouverture du chapeau et du pied de grille.

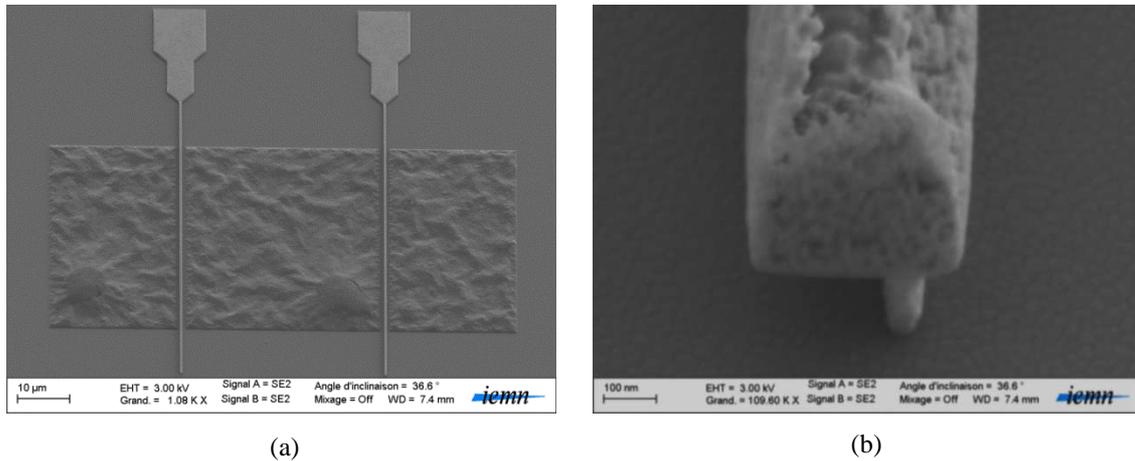
Le problème principal lié à la réalisation de grilles inférieures à 100 nm concerne le réaligement du masqueur électronique lors de la seconde écriture. Afin de bien positionner l'écriture du pied de grille dans l'ouverture de la résine correspondant au chapeau, il est nécessaire d'obtenir le même alignement que lors de la première écriture. Pour un transistor à deux doigts de grilles, le débordement du chapeau sera pour un doigt de grille vers le drain, faisant effet de field-plate (plaque de champ) permettant l'étalement du champ électrique entre la grille et le drain mais ajoutant une capacité supplémentaire. Par contre, pour l'autre doigt de grille, le débordement sera côté source et aura pour effet l'adjonction d'une capacité parasite dans l'espace source-grille. Pour pallier ce problème, une solution consiste à utiliser les mêmes marques d'alignement au cours de l'écriture du chapeau et celle du pied de grille. Ceci a pour effet de diminuer ainsi l'erreur sur le positionnement des motifs. Un autre point à prendre en considération est la distance source-grille  $L_{SG}$ . La grille doit être suffisamment proche du contact de source tout en évitant les courts-circuits dus à la rugosité des contacts ohmiques. En outre, ce rapprochement permet, comme nous le verrons dans le chapitre 4, d'augmenter les fréquences de coupure extrinsèques du gain en courant et du gain en puissance.

Après l'ouverture du pied de grille, il est nécessaire de réaliser une désoxydation de la surface à l'aide d'une solution d'acide chlorhydrique diluée dans de l'EDI (1:1) pendant 1min30s suivi d'un rinçage à l'EDI pendant 10s, afin de supprimer toutes sortes d'oxyde natif. L'étape suivante de métallisation du contact de grille est une étape cruciale du procédé de fabrication des HEMTs. Elle doit combiner une hauteur de barrière élevée avec un courant de fuite en inverse le plus faible possible associés à une faible résistance. Dans la plupart de nos structures HEMTs, nous avons utilisé le séquentiel Ni/Au (40 nm / 300 nm). Le nickel est utilisé en tant que contact Schottky avec un travail de sortie de l'ordre de 5.15 eV [17] assurant une hauteur de barrière Schottky raisonnable et l'or, quant à lui, est déposé pour assurer un bon contact électrique et diminuer la résistance de grille. Une étude plus approfondie des caractéristiques du contact Schottky sera présentée ultérieurement. La figure 2.23 décrit le procédé de métallisation de la grille et la figure 2.24 montre une vue d'ensemble

du transistor après la métallisation de grille et le lift-off ainsi qu'un grossissement au niveau du contact de grille.



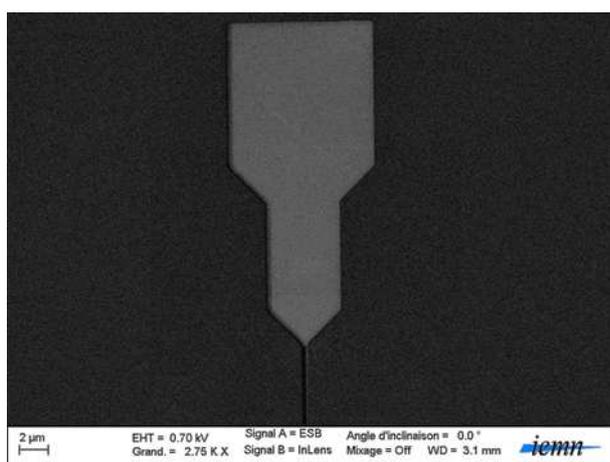
**Figure 2.23** : Métallisation de la grille en Té (a) suivit du lift-off (b) pour éliminer les résines



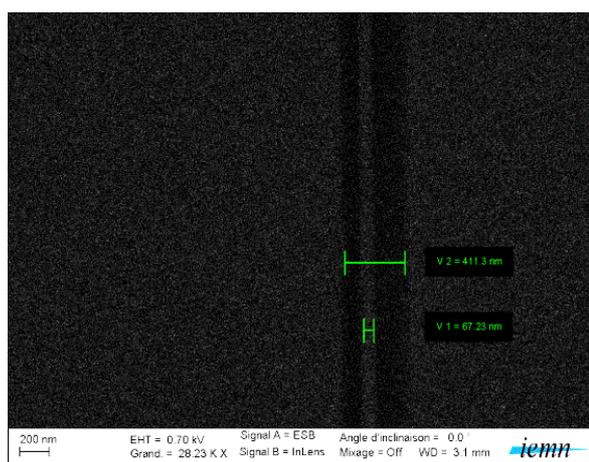
**Figure 2.24** : Vue d'ensemble du transistor après métallisation de grille et lift-off (a) et grossissement sur le contact de grille sur substrat Si(111) (b)

Dans un second temps, le même travail d'optimisation a été réalisé sur les hétérostructures AlGaIn/GaN et InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant. Le procédé de fabrication est quasiment identique à celui explicité précédemment mais des ajustements au niveau des paramètres d'exposition et de développement sont nécessaires pour assurer une définition optimale de l'ouverture du chapeau et du pied de grille. Des contraintes sont donc à prendre en compte lors de l'écriture au masqueur électronique. Au cours des tests réalisés, des problèmes apparaissent lors de la recherche des marques d'alignement. Celles-ci se chargent fortement lors de leur détection par le faisceau d'électrons du masqueur électronique dues au caractère hautement résistif du SiC. Les charges s'accumulant en surface empêchent la reconnaissance des marques d'alignements par le masqueur. Une solution consiste à ajouter

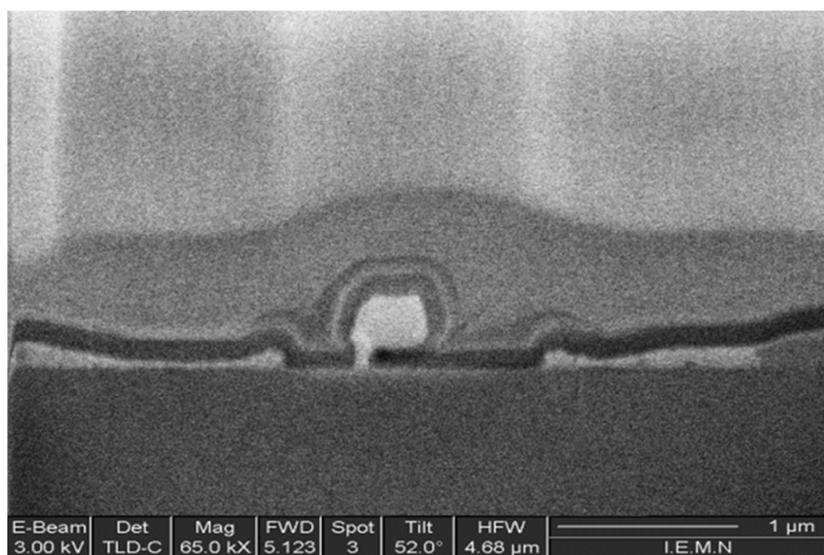
une fine couche de germanium en surface de 5 nm d'épaisseur afin d'assurer la fuite des charges et améliorer la détection des marques. Ensuite, une variation de dose a permis d'adapter à nouveau les paramètres optimaux pour la réalisation de grilles en Té sur substrat SiC. Toutefois, il est nécessaire, avant développement du tricouche, de dissoudre la fine couche de germanium de la surface de l'échantillon par l'intermédiaire d'une solution de peroxyde d'hydrogène ( $H_2O_2$ ) diluée dans de l'EDI. Par suite, il est possible de réaliser le développement du tricouche.



(a)



(b)



(c)

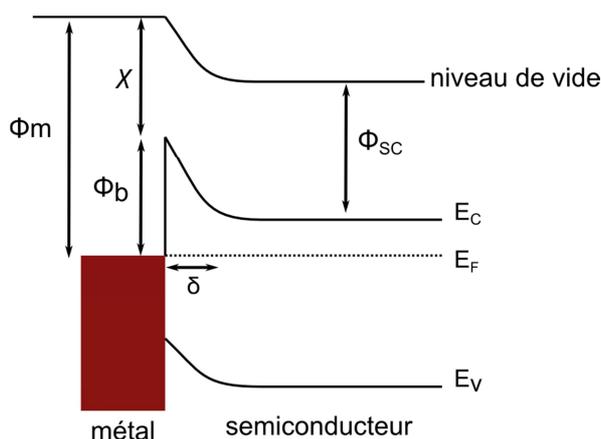
**Figure 2.25** : Image MEB du plot d'accès de grille (a) et de l'ouverture du chapeau et du pied de grille (b) après développement du tricouche de résine pour une hétérostructure sur substrat SiC. Coupe FIB d'une grille en  $\Gamma$  de longueur 65 nm pour des distances source-drain de 1.4  $\mu$ m et source-grille de 500 nm (c)

La figure 2.25 (a) et 2.25 (b) montre respectivement les images MEB du plot d'accès de grille et un grossissement au centre d'une grille de longueur 65 nm traduisant ainsi l'optimisation du procédé de fabrication, en particulier, l'absence de résidus de résines après développement. Par ailleurs, la figure 2.25 (c) montre une coupe FIB (*Focus Ion Beam*) d'un transistor de longueur de grille de 65 nm. Cette technique permet de réaliser un micro-usinage localisé du doigt de grille par l'intermédiaire d'un bombardement d'ion gallium permettant ainsi d'obtenir une vue en coupe du transistor.

### 4.3 Caractérisation du contact Schottky

#### 4.3.1 Généralités sur le contact Schottky

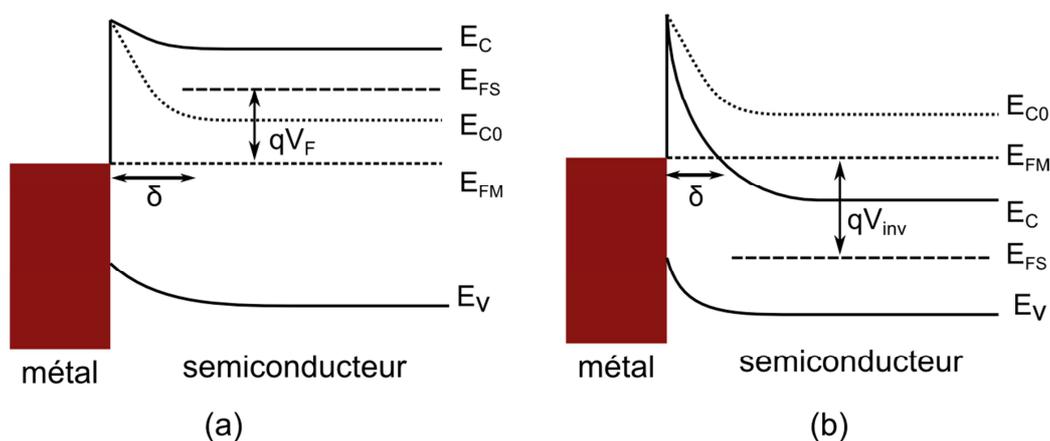
L'électrode de grille permet la modulation de la densité d'électrons dans le canal lorsqu'une polarisation positive ou négative est appliquée. Comme nous l'avons déjà évoqué précédemment, l'électrode de grille est un contact métal-semiconducteur de type Schottky, en d'autres termes un contact redresseur. Dans notre cas, la barrière, sur laquelle est déposé le métal servant de contact Schottky est naturellement (bien que non intentionnellement) dopée N. Il est donc nécessaire d'utiliser un métal avec un travail de sortie  $\phi_m$  supérieur à l'affinité électronique du semiconducteur  $\chi_{sc}$ . Le diagramme énergétique de bande d'un contact métal-semiconducteur de type n (contact Schottky) à l'équilibre thermodynamique est représenté sur la figure 2.26.



**Figure 2.26** : Diagramme de bandes d'énergie à l'équilibre thermodynamique d'un contact Schottky

Lors du contact entre les deux matériaux, les électrons présents dans le semiconducteur migrent vers le métal car le travail de sortie est inférieur à celui du métal. Les donneurs ionisés n'étant plus compensés par les électrons, il apparaît dans le semiconducteur

des charges positives donnant naissance à une zone de déplétion. Cette zone est entièrement dépourvue de porteurs majoritaires. À l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi du métal et du semiconducteur s'alignent. On définit alors la hauteur de barrière Schottky, notée  $\phi_b$  comme étant la différence entre le travail de sortie du métal  $\phi_m$  et l'affinité électronique du semiconducteur  $\chi$ , i.e  $\phi_b = \phi_m - \chi$  en l'absence d'états d'interfaces. Si on applique un potentiel  $V_F$  positif entre le métal et le semi-conducteur, les bandes de conduction et de valence du semiconducteur remontent, diminuant ainsi la courbure à l'interface d'une valeur  $qV_F$  (figure 2.27 (a)). En revanche, si on applique un potentiel négatif, la courbure de bande va s'accroître et les bandes vont s'abaisser d'une valeur  $qV_{inv}$ . Dans ce cas l'augmentation de la hauteur de barrière côté semi-conducteur provoque une diminution du nombre d'électrons diffusant vers le métal (figure 2.27 (b)).



**Figure 2.27** : Diagramme énergétique d'un contact Schottky soumis à une polarisation en direct ( $V > 0$ ) (a) et à une polarisation inverse ( $V < 0$ ) (b)

### 4.3.2 Mécanismes de conduction à travers un contact Schottky

Il existe plusieurs techniques permettant de déterminer la hauteur de barrière Schottky d'une interface métal-semiconducteur. Les mesures I-V, les mesures de capacités et la spectroscopie de photoémission de surface sont les techniques les plus couramment utilisées [5]. Dans l'étude qui suit, nous nous sommes basés sur des mesures de caractéristiques courant-tension en direct du contact Schottky.

L'évolution du courant de grille total  $I_g$  vis-à-vis de la tension de grille  $V_{GS}$  peut se formuler de la façon suivante (équation 2.8) [18]:

$$I_g(V) = I_s \left( e^{\frac{qV_{GS}}{\eta kT}} - 1 \right) \quad (2.8)$$

Le facteur d'idéalité  $\eta$  est un paramètre représentatif de la qualité du contact Schottky et/ou de l'existence de modes de conduction autres que thermoïonique pur. En effet, une multitude de composantes peuvent être prises en considération ; il s'agit en particulier des mécanismes de conduction par effet tunnel pur ou assisté par effet de champ et aussi des phénomènes de génération de paires électron-trou. En d'autres termes, si seul l'effet thermoïonique est pris en considération alors le facteur d'idéalité est égal à 1. Le courant de saturation  $I_s$  peut, quant à lui, s'exprimer via la théorie de l'émission thermoïonique au travers de :

$$I_s = A^* AT^2 e^{\frac{-q\phi_{b0}}{kT}} \quad (2.9)$$

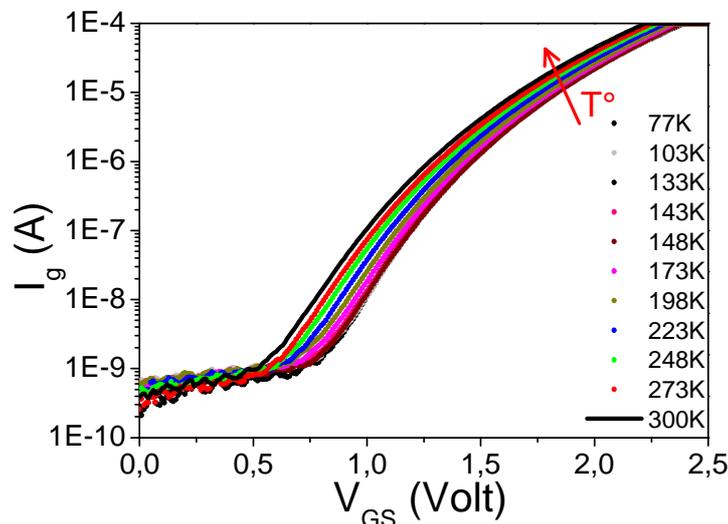
Où  $k$ ,  $T$ ,  $q$  et  $A$  représentent respectivement la constante de Boltzmann, la température, la charge élémentaire de l'électron et la surface de la diode. Par ailleurs,  $A^*$  représente la constante de Richardson définie par :  $A^* = 4\pi q m_e^* m_0 k^2 h^{-3}$  soit dans le cas du GaN  $A^* = 2.8 \times 10^5 \text{ Am}^{-2} \text{K}^{-2}$  [5]. Le terme  $\phi_{b0}$  est interprété comme la hauteur de barrière du contact Schottky pour une polarisation de grille nulle. À partir de l'allure du courant de grille en fonction de la tension de commande en régime direct, il est donc possible d'extraire les quantités  $\eta$  et  $\phi_{b0}$ . Une représentation logarithmique de la caractéristique  $I_g(V_{GS})$  est de mise afin de réaliser une extrapolation linéaire du coefficient directeur  $\alpha$  et de l'ordonnée à l'origine  $\beta$  dont découlent les paramètres  $\eta$  et  $\phi_{b0}$  énoncés ci-dessous :

$$\eta = \frac{1}{\ln(10) \alpha \frac{kT}{q}} \quad (2.10)$$

$$\phi_{b0} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^* AT^2}{\beta}\right) \quad (2.11)$$

L'étude suivante relative à la caractérisation du contact Schottky a été menée sur une structure ayant une épitaxie  $In_{0.17}Al_{0.83}N$  (10 nm)/GaN sur substrat Si(111) hautement résistif et d'une topologie de transistor de deux doigts de grille ayant un développement de  $2 \times 25 \mu\text{m}$ , une longueur de grille de 150 nm et une métallisation de grille à base de Ni/Au.

Des mesures de courant de grille en régime direct ont été réalisées en fonction de la température afin d'extraire les paramètres mentionnés précédemment. La figure 2.28 présente ainsi la variation du courant de grille en fonction de la tension de commande pour différentes températures.



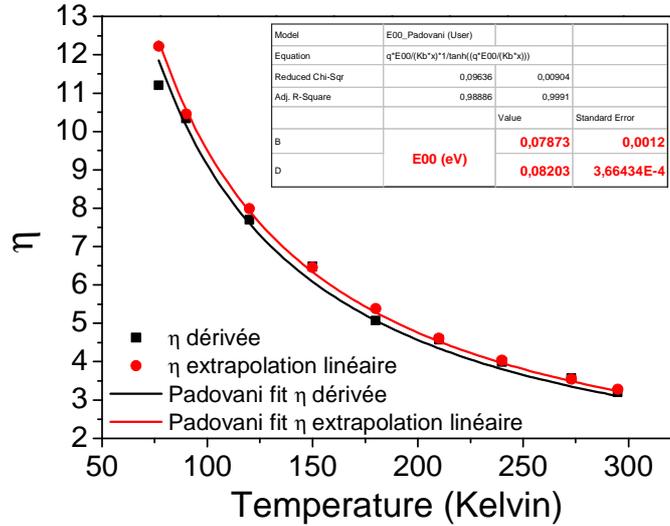
**Figure 2.28** : Variation du courant de grille en direct en fonction de la tension  $V_{GS}$  pour différentes températures

On observe une diminution notable du courant de grille lorsque la température de l'enceinte diminue ; ceci s'explique intuitivement par l'inhibition du mécanisme de conduction par effet thermoïonique. En utilisant, l'équation 2.10, il s'ensuit l'extraction du coefficient d'idéalité en fonction de la température. Outre l'extrapolation de la partie linéaire de la caractéristique du courant de grille en régime direct, il est possible d'utiliser un calcul analytique faisant intervenir la dérivée de la tension par rapport au logarithme du courant de grille (dite méthode de la dérivée) comme explicité dans l'équation 2.12. L'extraction de  $\eta$  par ces deux méthodes est représentée sur la figure 2.28.

$$\eta = \frac{q}{kT} \left( \frac{dV}{d \ln(I)} \right) \quad (2.12)$$

L'extraction de  $\eta$  en utilisant une extrapolation linéaire s'avère dépendante de la portion de points de mesure utilisée. En d'autres termes, des erreurs d'appréciation sont susceptibles de modifier les valeurs des pentes calculées. Par ailleurs, la méthode de la dérivée étant une démarche purement analytique, elle permet de déterminer sans ambiguïté la valeur du coefficient d'idéalité. À travers la comparaison des deux procédures de mesure, on

constate une très bonne adéquation entre les résultats obtenus par chacune de ces méthodes comme indiqué sur la figure 2.29.



**Figure 2.29** : Estimation de  $\eta$  par la méthode de la dérivée et de l'extrapolation linéaire

Il apparaît clairement que les valeurs du coefficient d'idéalité extraites diffèrent largement de la valeur idéale. Ce désaccord peut s'interpréter au travers de deux hypothèses différentes : la première fait intervenir, comme évoqué précédemment, des mécanismes de conduction de type « tunnel » ou « tunnel assisté par champ » ; la seconde met en jeu des effets dits « d'inhomogénéité de barrière » et traduit l'impact des fluctuations locales de la barrière Schottky sur les courants mesurés. Les calculs relatifs à l'extraction des différents paramètres mis en jeu pour chacune de ces hypothèses sont conduits ci-après. Une discussion quant à l'origine probable de l'évolution observée du coefficient d'idéalité sera proposée.

Compte tenu des valeurs du coefficient d'idéalité différentes de 1, l'effet thermoionique ne peut plus être considéré comme étant le mode de conduction privilégié. Afin d'identifier le phénomène de conduction mis en jeu dans le courant de grille, il est nécessaire de calculer le paramètre tunnel  $E_{00}$  (ou énergie caractéristique) défini par l'équation 2.13 [18]:

$$E_{00} = \left(\frac{\hbar}{2}\right) \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_{SC}}\right)^{1/2} \quad (2.13)$$

Ce paramètre est représentatif du niveau d'énergie au travers duquel un courant est susceptible de se développer. Avec  $\hbar$  la constante de Planck réduite,  $m^*$  ( $= 0.22 m_{e-}$ ) la

masse effective,  $\varepsilon_{SC}(= \varepsilon_0\varepsilon_r)$  la permittivité du semiconducteur et  $N_D$  la valeur de dopage impliquant directement la position du niveau  $E_{00}$ . Lorsque  $E_{00} \gg kT/q$ , la conduction est assurée par effet tunnel, si  $E_{00} \sim kT/q$  l'effet thermoïonique assisté par effet de champ prédomine et quand  $E_{00} \ll kT/q$  l'effet thermoïonique pur prime sur les autres modes de conduction. Le coefficient d'idéalité  $\eta$  est relié au paramètre  $E_{00}$  par la relation 2.14 [19] :

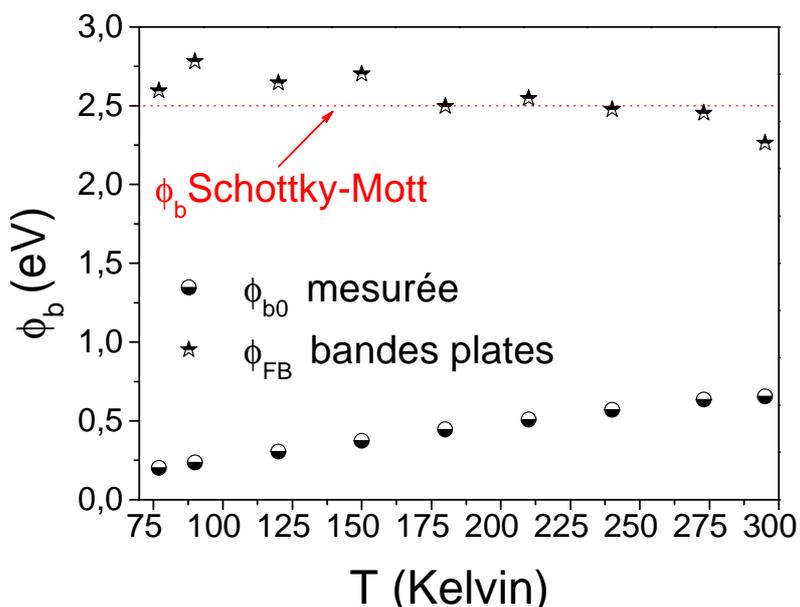
$$\eta = \left( \frac{qE_{00}}{kT} \right) \coth \left( \frac{qE_{00}}{kT} \right) \quad (2.14)$$

En ajustant les points de mesure sur un modèle à un paramètre, en l'occurrence  $\eta$ , par l'équation 2.14, il est possible d'obtenir la valeur de  $E_{00}$ . Il s'ensuit les valeurs suivantes pour le paramètre tunnel :  $E_{00} = 78 \text{ meV}$  et  $E_{00} = 82 \text{ meV}$  obtenus respectivement avec l'extrapolation des points du coefficient d'idéalité extraits par la méthode « classique » et par la méthode de la dérivée, soit une valeur moyenne de  $E_{00} = 80 \text{ meV} \sim kT/q = 25 \text{ meV}$  ce qui traduit une conduction probable par effets tunnel et thermoïonique assisté par effet de champ associés à température ambiante [18]. Par conséquent, en utilisant l'équation 2.13, on en déduit une valeur de dopage  $N_D = 4.2 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$  associée au paramètre tunnel  $E_{00}$  à température ambiante.

Plusieurs mécanismes induisent la diminution de la hauteur de barrière par rapport à celle en bandes plates, en particulier, l'abaissement de la barrière dû à la force image. En effet, lorsque l'électron s'approche de la barrière, la neutralité électrostatique conduit à l'association, pour chaque électron présent dans l'électrode de grille, d'une charge positive compensatoire dans le semiconducteur. Il apparaît alors une force électrostatique attractive entre les deux particules, responsable d'un abaissement notable de la hauteur de barrière théorique : c'est le phénomène de « force image ». Par ailleurs, un autre mécanisme d'abaissement de la hauteur de barrière est lié à l'effet tunnel qui affecte les électrons dont l'énergie est proche de celle du sommet de la barrière et qui en facilite le franchissement. C'est ce mécanisme que l'on désigne généralement par l'abaissement dû à l'effet de champ. Ainsi, Wagner et al [20], ont proposé en 1983 un modèle impliquant un facteur correctif  $\delta\phi$  et permettant de déduire la hauteur de barrière en bandes plates  $\phi_{FB}$ , via celle directement mesurée par la caractéristique I-V en direct :  $\phi_{FB} = \phi_{b0} + \delta\phi$ . Une analyse mathématique simple conduit à une relation linéaire entre  $\phi_{FB}$ ,  $\phi_{b0}$  et  $\eta$  (équation 2.15).

$$\phi_{FB} = \eta\phi_{b0} - (\eta - 1) \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_C}{N_D}\right) \quad (2.15)$$

Les termes de cette équation ont été définis précédemment hormis  $N_C$  qui correspond à la densité d'états effective dans la bande de conduction. Dans le cas du GaN ce dernier est  $N_C = 4.3 \times 10^{14} \times T^{3/2} (cm^{-3})$  [21]. Quant à la valeur du dopage  $N_D$ , elle a été déterminée en utilisant l'équation 2.23 précédemment évoquée par l'intermédiaire de l'énergie du niveau  $E_{00}$ . Nous avons représenté sur la figure 2.30, les variations de hauteurs de barrières mesurées et corrigées en fonction de la température, ainsi que la hauteur de barrière théorique dans le cas d'un contact métal semiconducteur  $Ni/In_{0.17}Al_{0.83}N$  selon le modèle Schottky-Mott :  $\phi_b = \phi_m - \chi = 5.15 - 2.7 = 2.45 eV$  [22] avec ( $\chi_{In_{0.17}Al_{0.83}N} = 0.17 \cdot \chi_{InN} + 0.83 \cdot \chi_{AlN}$ ) Les variations du travail de sortie du métal ainsi que de l'affinité électronique de la barrière suivent une variation marginale en fonction de la température. Ainsi, ces derniers sont supposés relativement constants en fonction de la température.



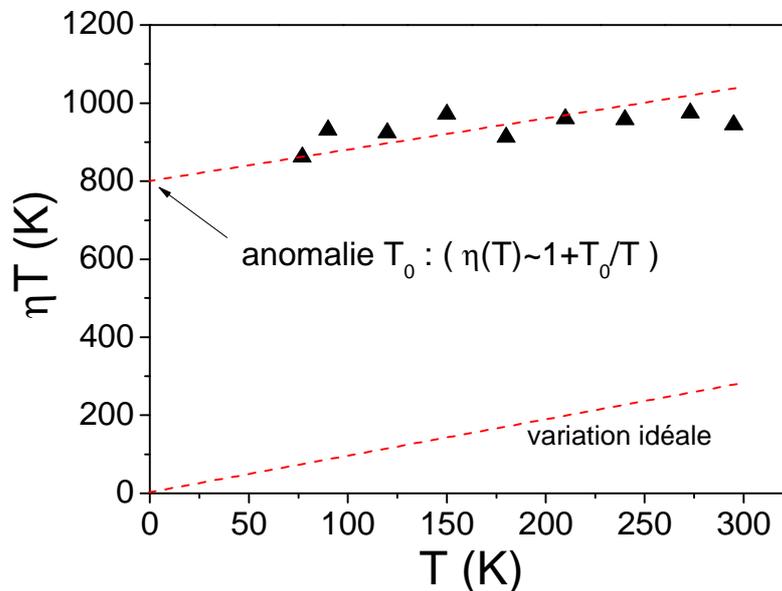
**Figure 2.30** : Variations de  $\phi_b$  et  $\phi_{FB}$  en fonction de la température dans le cas d'un contact métal-semiconducteur  $Ni/In_{0.17}Al_{0.83}N$

La hauteur de barrière Schottky en bandes plates  $\phi_{FB}$  fluctue en fonction de la température autour d'une valeur moyenne située à  $\sim 2.5 eV$ . En effet, l'augmentation de la hauteur de barrière mesurée et la diminution du coefficient d'idéalité en fonction de la température étant deux variations qui se compensent, cela explique l'allure de  $\phi_{FB}$ . Par

ailleurs, ces données demeurent cohérentes avec la hauteur de barrière théorique donnée par le modèle Schottky-Mott traduisant l'exactitude des résultats.

### 4.3.3 Modélisation du contact Schottky au travers des inhomogénéités de barrières

Une autre approche permettant d'exploiter la caractéristique I-V d'un contact Schottky est de décrire les variations du coefficient d'idéalité apparent et de la hauteur de barrière apparente avec la température. La base de ce modèle consiste à supposer que les variations de hauteur de barrière et du coefficient d'idéalité avec la température peuvent s'expliquer par des variations locales de hauteur de barrière autour d'une valeur médiane. En effet, la rugosité de l'interface Métal / Semiconducteur, la présence de défauts cristallins, de gradients de compositions de phase métallique sont autant de paramètres capables de générer des variations locales de hauteur de barrière. L'une des méthodes utilisées pour tester la validité de cette approche consiste à tracer la caractéristique  $\eta T$  en fonction de  $T$  [23]. Cette caractéristique doit être une droite de pente l'unité et, idéalement d'ordonnée à l'origine nulle. Dans le cas présent, l'ordonnée à l'origine  $T_0$  de cette caractéristique met en évidence l'effet typique d'anomalie  $T_0$  et confirme la présence d'inhomogénéités de barrière (figure 2.31).



**Figure 2.31** :  $\eta T$  en fonction de  $T$  montrant l'anomalie  $T_0$  du contact Schottky  $Ni/In_{0.17}Al_{0.83}N$

En règle générale, la dépendance en température du facteur d'idéalité est de la forme  $\eta(T) = 1 + T_0/T$ , où  $T_0$  est une constante indépendante de la température. À travers

l'extrapolation linéaire des points de mesure, il s'ensuit une valeur de  $\eta T_0 \sim 800K$  indiquant la présence de l'anomalie dite  $T_0$  dans le contact Schottky. Cette dépendance est typique pour un contact Schottky avec une distribution d'inhomogénéités de barrière. Par ailleurs, cette allure est attribuée au mécanisme de conduction par effet thermoïonique assisté par effet de champ TFE qui se rapproche le plus de ce que nous observons sur nos échantillons.

Werner et Güttler modélisent la fonction de probabilité de la hauteur de barrière par une distribution gaussienne autour d'une valeur de hauteur de barrière moyenne notée  $\langle \phi_b \rangle$  et de variance  $\sigma^2$ . Cette distribution s'écrit alors :

$$P(\phi_b) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\langle \phi_b \rangle - \phi_b)^2}{2\sigma^2}} \quad (2.16)$$

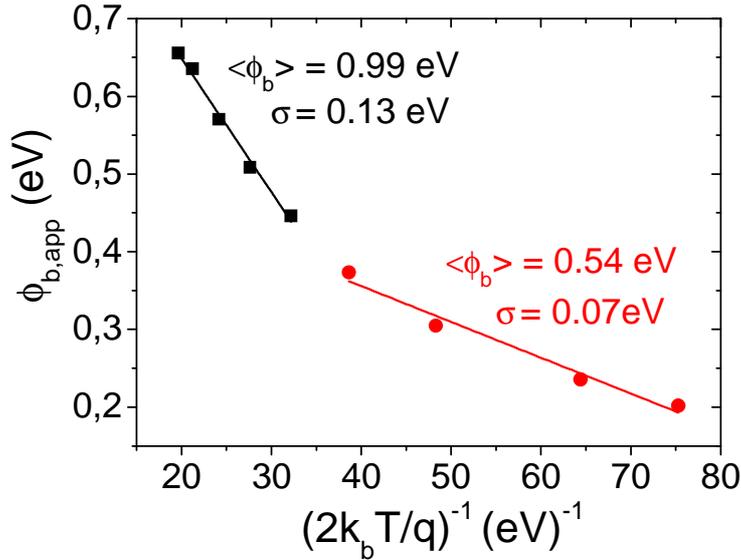
Le courant qui traverse la barrière inhomogène s'exprime alors de la façon suivante où  $i(V_{GS}, \phi_b)$  est le courant correspondant à un potentiel et une hauteur de barrière donnée.

$$i(V_{GS}) = \int i(V_{GS}, \phi_b) P(\phi_b) d\phi_b \quad (2.17)$$

Si on intègre l'expression du courant total, nous pouvons exprimer l'évolution de la hauteur de barrière apparente avec la température en fonction de  $\phi_b$  et  $\sigma^2$  à travers l'équation 2.18 :

$$\phi_{b,app}(T) = \langle \phi_b \rangle - \frac{q\sigma^2}{2kT} \quad (2.18)$$

Cette relation permet donc de tenir compte des fluctuations de la hauteur de barrière apparente avec les variations de température. Ainsi, nous avons représenté ce comportement sur la figure 2.32. Ainsi, il apparait deux tronçons de droites mettant en évidence la présence d'inhomogénéités de barrière, dont les caractéristiques diffèrent en fonction de la température. En effet, entre 290K et 165K, il apparait une hauteur de barrière moyenne de l'ordre de 0.99 eV avec une déviation standard de 0.13 eV. D'autre part, pour des températures situées entre 77K et 140K, la hauteur de barrière moyenne atteint 0.54 eV associée à une déviation standard de 0.07 eV. Ainsi, la dispersion calculée de la hauteur de barrière conduit à supposer qu'il existe bien une dispersion locale de cette dernière.



**Figure 2.32** : Fluctuations de la hauteur de barrière en fonction de la température

On peut supposer que la formation de joints de grains ou la présence de dislocations traversantes présentes dans l'hétérostructure sont responsables de ces inhomogénéités. Par ailleurs, en effectuant une moyenne entre les deux valeurs de hauteurs de barrière calculées précédemment, on trouve 0.76 eV, valeur qui est a fortiori, aux erreurs expérimentales près, proche de la hauteur de barrière calculée par I-V.

Pour valider *in fine* cette étude, il peut être intéressant de déterminer la constante de Richardson expérimentale afin de tenir compte de l'évolution des paramètres physiques du contact avec la température. Nous avons reporté le graphique de Richardson « modifié » sur la figure 2.33. Cette approche a été proposée par Hackam and Harrop [24] pour tenir compte des inhomogénéités de barrière et est décrite au travers de la relation suivante :

$$\ln\left(\frac{I_s}{T_0}\right) - \left(\frac{q\sigma}{2kT}\right)^2 = \ln(AA^*) - \frac{q\phi_{b0}}{\eta kT} \quad (2.19)$$

En traçant  $\ln\left(\frac{I_s}{T_0}\right) - \left(\frac{q\sigma}{2kT}\right)^2$  en fonction de  $\frac{q}{kT}$ , l'ordonnée à l'origine ( $=\ln(AA^*)$ ) permet d'extraire la valeur de la constante de Richardson  $A^*$  expérimentale.

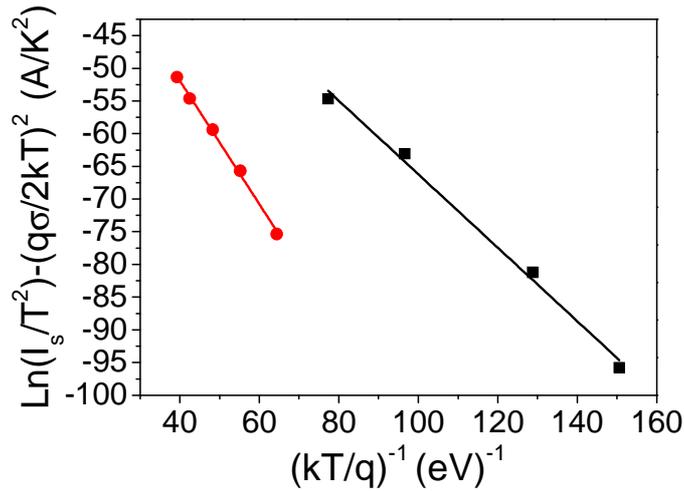


Figure 2.33 : Tracé de Richardson « modifié » en fonction de la température

La figure 2.33 montre le tracé de Richardson pour chacune des distributions gaussiennes obtenues précédemment. Les valeurs des constantes de Richardson issues des ordonnées à l'origine des tracés précédents sont dans une plage de  $A^* = 2.2 \times 10^5 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$  à  $A^* = 1.7 \times 10^7 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$  ce qui est proche de la valeur théorique, en l'occurrence dans le cas du GaN (i.e.  $A^* = 2.8 \times 10^5 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ ). Ainsi, la correspondance de ces valeurs indique bien la validité du modèle de Werner et Güttler afin de décrire les inhomogénéités de barrière de nos contacts Schottky.

#### 4.3.4 Conclusion de l'étude sur la caractérisation des contacts Schottky

Dans cette partie, nous avons traité la caractérisation du contact Schottky composé de nickel sur une structure HEMT de type  $In_{0.17}Al_{0.83}N (10 \text{ nm})/GaN$  sur substrat Si(111) hautement résistif. Une première démarche a consisté à caractériser en fonction de la température la hauteur de barrière ainsi que le coefficient d'idéalité du contact Schottky. Ce dernier apparaît comme dépendant de la température et est différent de l'unité. Par conséquent, il est nécessaire de prendre en considération d'autres phénomènes de conduction telles que l'effet thermoïonique assisté par effet de champ et la conduction par effet tunnel. Outre l'obtention d'une hauteur de barrière  $\phi_{b0}$  de l'ordre de 0.7 eV à 300K, l'ajustement des points de mesure des coefficients d'idéalité au travers du model de Padovani-Straton a permis de mettre en évidence une conduction par effet tunnel et par effet thermoïonique assisté par effet de champ comme l'indique la valeur de l'énergie caractéristique relative à la probabilité de transmission par effet tunnel  $E_{00}$ , celle-ci étant équivalente à l'énergie thermique dans notre cas.

La hauteur de la barrière peut dépendre de plusieurs paramètres tels que la rugosité de l'interface métal/semiconducteur, les procédés de préparation de l'interface ou encore de l'existence de multiples phases aux interfaces après les multiples étapes de recuit. Ces imperfections peuvent introduire des inhomogénéités par la génération de défauts à l'interface. Ainsi une autre approche a consisté à modéliser le contact Schottky au travers des inhomogénéités de barrière. Celles-ci sont caractérisées par la présence de deux phases à l'interface qui induisent deux hauteurs de barrières moyennes différentes de l'ordre de 0.99 eV et 0.54 eV associées à des déviations standards respectives de 0.13 eV et 0.07 eV. La bonne adéquation avec les hauteurs de barrières calculées en utilisant l'équation 2.11 indique que le choix d'une distribution gaussienne de la hauteur de barrière avec la température est utilisable dans notre cas pour décrire les inhomogénéités. Enfin, les constantes de Richardson extraites expérimentalement sont assez proches des valeurs théoriques et permettent de vérifier la pertinence du modèle utilisé.

## 5 La passivation des composants

### 5.1 Généralités

La passivation des composants est une étape critique du procédé de fabrication des composants HEMTs. Son rôle est principalement de limiter l'impact des pièges de surface sur la variation du courant de drain [25]. En l'absence de passivation, une chute importante du courant de drain est observée lors du fonctionnement des transistors diminuant ainsi leurs performances. Comme évoqué dans le chapitre 1, les alliages III-N sont des matériaux à fort caractères polaires qui sont extrêmement sensibles à l'environnement extérieur. La croissance de ces espèces provoque en surface une rupture de la continuité cristalline engendrant ainsi la formation de liaisons pendantes. À mesure que la polarisation de drain augmente, les électrons peuvent migrer depuis la grille vers la surface de la barrière et agir comme une extension de la grille, à l'origine d'une limitation sévère des performances. Un moyen d'inhiber ce phénomène consiste à passiver la surface pour la rendre électriquement inactive. La couche de passivation doit impérativement présenter les propriétés suivantes :

- Une résistivité et un champ de claquage élevés dont découlent les performances en puissance hyperfréquence
- Une faible densité d'états d'interface actifs afin de limiter les fuites de courant en surface
- Dans la mesure du possible, la meilleure conductivité thermique

Un autre avantage de la passivation est d'agir comme une barrière de protection du composant contre les agressions extérieures. Il existe une large variété de diélectriques utilisés en tant que couche de passivation. On peut par exemple citer les différents oxydes :  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [25],  $\text{HfO}_2$  [26],  $\text{ZrO}_2$  [26]  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  [27], ,  $\text{TiO}_2$  [28] et, en particulier, le bicouche de diélectriques  $\text{SiN/SiO}_2$  utilisé dans le cadre de ce travail . Ces matériaux sont déposés par PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Néanmoins, on trouve dans la littérature d'autres procédés de dépôts comme l'ALD (*Atomic Layer Deposition*). Cette technique représente une voie très intéressante permettant d'avoir des films ultrafins, très uniformes assurant un bon contact avec le semiconducteur en raison de la conformabilité des dépôts.

## 5.2 Le prétraitement des états de surface

Un prétraitement de surface est nécessaire avant le dépôt des couches de passivation. Celui-ci permet de combler en partie les lacunes d'azote et a fortiori d'éliminer les espèces étrangères telles que le carbone ou l'oxyde de gallium [29],[30]. Dans le cadre de nos travaux, nous avons utilisé un prétraitement basé sur le protoxyde d'azote ( $N_2O$ ) ayant fait l'objet d'un développement technologique dans le cadre de la thèse de François Lecourt [31]. Le plasma  $N_2$  réagit avec le carbone et les halogènes [32], et le plasma oxygène réagit avec le carbone [33]. La combinaison de ces deux plasmas en un plasma à base de protoxyde d'azote ( $N_2O$ ) permet de passiver les lacunes d'azote grâce au diazote et de réduire le courant de fuite [34]. Il a été montré qu'en régime pulsé associé aux conditions de *gate lag* et de *drain lag* (Chapitre 4) que le prétraitement  $N_2O$  permet de réduire drastiquement la chute du courant de drain. Outre la réduction des effets de pièges qui a été mise en évidence par les mesures en régime pulsé, de plus faibles courants de fuite au pincement sont observés en régime statique avec le prétraitement  $N_2O$ .

## 5.3 La passivation $Si_3N_4/SiO_2$

Le bicouche de nitrure de silicium ( $Si_3N_4$ ) et d'oxyde de silicium ( $SiO_2$ ) demeure le plus fréquemment utilisé pour la passivation des composants HEMTs à base de GaN. L'intégralité des échantillons fabriqués dans le cadre de ce travail a subi une passivation à base du bicouche  $Si_3N_4/SiO_2$  (50nm/100nm) déposé par PECVD à 340 °C avec un prétraitement au plasma  $N_2O$ . Le rôle de ces deux matériaux est de réduire l'impact des pièges de surface sur le transistor en fonctionnement en contrecarrant de manière conséquente la diminution du courant de drain due aux états de surface. Le  $Si_3N_4$  et le  $SiO_2$  déposés en couche mince sont connus pour être naturellement contraints, respectivement en tension et en compression. Le rôle du premier diélectrique est de passiver la surface du semiconducteur en venant réduire essentiellement les lacunes d'azote. Quant au  $SiO_2$ , il intervient afin de réduire la contrainte en tension engendrée par le  $Si_3N_4$ . Les paramètres des diélectriques déposés à l'IEMN ont été caractérisés dans le cadre des travaux de thèse de Jean-Claude Gerbedoen [1], lequel a démontré des permittivités diélectriques respectivement de 7.4 et de 3.9 pour le  $Si_3N_4$  et le  $SiO_2$  proches de celles reportées dans la littérature. En guise d'exemple, nous avons reporté dans le tableau 2.4, les résultats des mesures de transport par effet Hall au regard de l'échantillon avec une hétérostructure InAlN/GaN sur substrat Si(111) HR. Ces résultats témoignent du rôle de la passivation pour l'amélioration des performances des composants.

En effet, on constate l'amélioration de la résistance carrée ainsi que de la densité de porteurs. Toutefois, il apparaît une légère diminution de la mobilité due essentiellement à l'augmentation de la concentration en porteurs. L'évolution des différents paramètres reste quasiment identique dans le cas des autres échantillons étudiés dans le cadre de ce travail.

échantillon	Passivation (Si <sub>3</sub> N <sub>4</sub> /SiO <sub>2</sub> ) PECVD	paramètres matériaux		
		densité surfacique d'électrons $n_s$ ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	mobilité électronique $\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	résistance du canal $R_{\square}$ ( $\Omega/\square$ )
InAlN/GaN sur substrat Si(111) HR	<i>avant</i>	0.91	1390	464
	<i>après</i>	1.3	1370	360
<b>évolution</b>		+ 30%	- 1.5 %	- 28 %

**Tableau 2.4** : Paramètres matériaux et leurs évolution avant et après passivation

Un autre moyen de stabiliser les états de surface est de réaliser une passivation dite *in situ*. Le diélectrique majoritairement utilisé en tant que passivation *in situ* correspond au SiN [35]. La passivation consiste à faire croître le diélectrique dans la continuité de la croissance de l'hétérostructure. L'avantage de ce procédé est de conserver une interface entre barrière et passivation avec un minimum de contamination sachant que l'intégralité de la croissance est réalisée dans un seul et même bâti de croissance. Les diélectriques obtenus par croissance permettent de garantir une continuité cristalline entre la barrière et la passivation, améliorant ainsi les performances des composants. Au contraire, la passivation par PECVD présente une qualité amoindrie de par le caractère amorphe des diélectriques déposés générant ainsi des porosités dans la matière favorisant la pénétration d'impuretés.

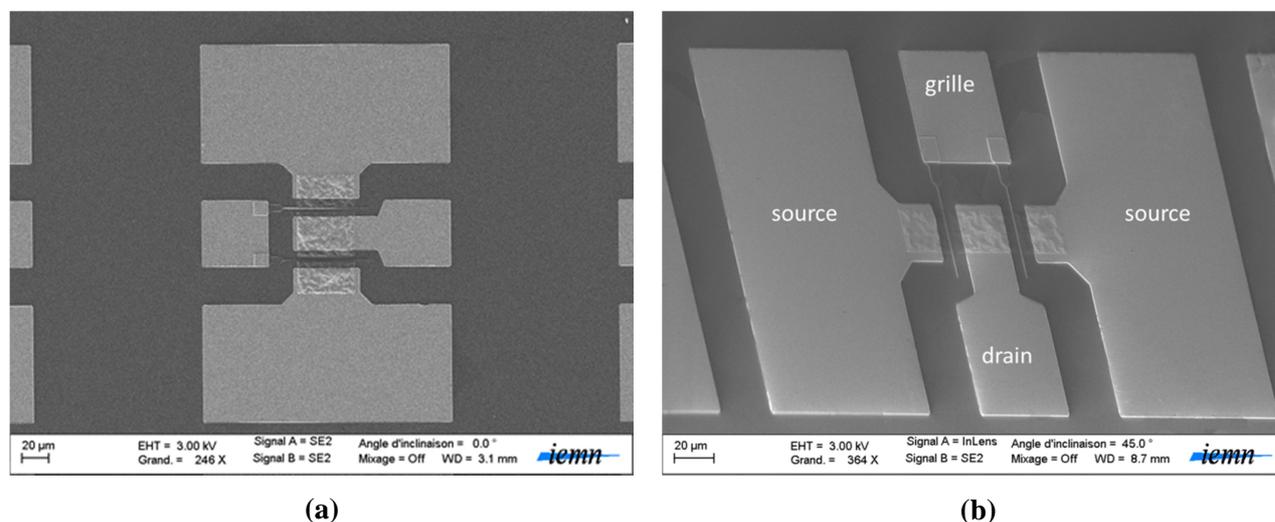
Un autre intérêt est d'utiliser la passivation en tant qu'isolant ou oxyde de grille. La combinaison d'une fine couche de diélectrique (2-3 nm) associée à une grande permittivité diélectrique permet d'augmenter considérablement les performances des transistors, en particulier, en termes de tension de claquage.

## 6 Les plots d'épaississements

La réalisation des plots d'épaississements est la dernière étape de fabrication des composants HEMTs. Les plots d'accès sont utilisés, essentiellement, pour la caractérisation électrique du transistor sous pointes coplanaires et sous aiguilles et ne sont pas présents lorsque le composant est inclus au sein d'un circuit de type MMIC. La topologie des plots d'accès est optimisée afin de présenter une impédance optimale de  $50 \Omega$  et de minimiser les capacités parasites dégradant le fonctionnement du transistor.

Une première étape de lithographie optique permet de délimiter les zones de passivation à graver au-dessus des contacts et de définir l'emplacement des plots d'accès. La gravure est réalisée à l'aide d'un plasma RIE composé d'un mélange gazeux à base de  $\text{CHF}_3/\text{CF}_4$ .

Ensuite, une deuxième étape de lithographie optique permet de définir un profil casquette au niveau des emplacements dédiés aux plots d'accès définis par les zones gravées. Les plots d'épaississement sont ensuite déposés par évaporation sous vide à l'aide d'un séquentiel métallique Ti/Au (100/400 nm). La figure 2.34 représente une vue d'ensemble du transistor HEMT en fin de procédé de fabrication avec les plots d'accès.



**Figure 2.34** : Image MEB d'une vue d'ensemble du composant HEMT en fin de procédé de fabrication (a) et image MEB avec une vue inclinée (b)

## 7 Conclusion du Chapitre 2

Dans ce chapitre, une description des différentes étapes de fabrication du transistor de type HEMT pour des applications à haute fréquence a été menée. L'optimisation des contacts ohmiques sur les épitaxies InAlN/GaN a permis d'obtenir des résistances de contact pratiquement aussi faibles que celles obtenues sur le matériau AlGaIn/GaN. La majeure partie du travail technologique a été consacrée à la fabrication de grilles en Té. La première étape permet, après exposition au masqueur et développement, l'ouverture du chapeau avec un profil casquette. La seconde étape consiste à définir le pied de grille. Grâce à cette optimisation, des longueurs de grilles allant jusqu'à 65 nm ont été réalisées.

Ces optimisations ont été accompagnées par différentes études physiques. La première a permis de mettre en évidence le mode de conduction favorisé au travers des contacts ohmiques. Compte tenu des ajustements opérés, il apparaît finalement un mode de conduction de type effet tunnel associés à une hauteur de barrière de 0.3 eV au travers des contacts ohmiques sur des structures InAlN/GaN sur substrat Si(111) HR. Concernant les contacts Schottky, une première démarche a consisté à caractériser en fonction de la température la hauteur de barrière ainsi que le coefficient d'idéalité du contact. Ce dernier apparaissant comme dépendant de la température et différent de l'unité. L'ajustement des points de mesure des coefficients d'idéalité au travers du model de Padovani-Straton a permis de mettre en évidence une conduction par effet thermoionique assisté par effet de champ. Une autre approche a consisté à modéliser le contact Schottky au travers des inhomogénéités de barrière. Celles-ci sont caractérisées par la présence de deux phases à l'interface qui induisent deux hauteurs de barrière moyennes différentes de l'ordre de 0.99 eV et 0.54 eV.

## 8 Bibliographie du Chapitre 2

- [1] J.-C. Gerbedoen, “Conception et réalisation technologique de transistors de la filière HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur substrat silicium pour l’amplification de puissance hyperfréquence,” Université de Lille 1.
- [2] J.-C. Gerbedoen, A. Soltani, M. Mattalah, A. Telia, D. Troadec, B. Abdallah, E. Gautron, and J. C. De Jaeger, “Study of ohmic contact formation on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT with AlN spacer on silicon substrate,” in *Microwave Integrated Circuits Conference, 2009. EuMIC 2009. European*, 2009, pp. 136–139.
- [3] N. A. Papanicolaou, M. V. Rao, J. Mittereder, and W. T. Anderson, “Reliable Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to n-type Ga<sub>N</sub> formed by vacuum annealing,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 19, no. 1, pp. 261–267, Jan. 2001.
- [4] L. Zhou, M. R. Johnson, D. J. Smith, D. J. Meyer, D. F. Storm, D. S. Katzer, and B. P. Downey, “Microstructure of Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts for N-polar Ga<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub> high electron mobility transistor devices,” *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 32, no. 1, p. 011201, Jan. 2014.
- [5] S. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, Third Edition. JOHN WILEY & SONS, JNC, 2007.
- [6] K. Čičo, D. Gregušová, Š. Gaži, J. Šoltýs, J. Kuzmík, J.-F. Carlin, N. Grandjean, D. Pogany, and K. Fröhlich, “Optimization of the ohmic contact processing in InAlN//Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors for lower temperature of annealing,” *Phys. Status Solidi C*, vol. 7, no. 1, pp. 108–111, Jan. 2010.
- [7] H. M. Zhou, B. Shen, D. J. Chen, N. Tang, T. S. Chen, G. Jiao, L. Ru, R. Zhang, Y. Shi, and Y. D. Zheng, “Ti/Al/Ni/Au and Ti/Al/Pt/Au multi-layer ohmic contacts on Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/Ga<sub>N</sub> heterostructures,” in *The Fourth International Workshop on Junction Technology, 2004. IWJT '04*, 2004, pp. 179–182.
- [8] F. A. Padovani and R. Stratton, “Field and thermionic-field emission in Schottky barriers,” *Solid State Electron.*, vol. 9, pp. 695–707, Jul. 1966.
- [9] C. Xu, J. Wang, H. Chen, F. Xu, Z. Dong, Y. Hao, and C. P. Wen, “The Leakage Current of the Schottky Contact on the Mesa Edge of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Heterostructure,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 28, no. 11, pp. 942–944, Nov. 2007.
- [10] H. Sun, A. R. Alt, S. Tirelli, D. Marti, H. Benedickter, E. Piner, and C. R. Bolognesi, “Nanometric AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT Performance with Implant or Mesa Isolation,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 32, no. 8, pp. 1056–1058, Aug. 2011.
- [11] T. S. K. C. F. Lo, “Isolation blocking voltage of nitrogen ion-implanted AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistor structure,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 26, pp. 262116–262116–3, 2010.
- [12] M. Werquin, N. Vellas, Y. Guhel, D. Ducatteau, B. Boudart, J. C. Pesant, Z. Bougrioua, M. Germain, J. C. De Jaeger, and C. Gaquiere, “First results of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs on sapphire substrate using an argon-ion implant-isolation technology,” *Microw. Opt. Technol. Lett.*, vol. 46, no. 4, pp. 311–315, Aug. 2005.
- [13] J.-Y. Shiu, J.-C. Huang, V. Desmaris, C.-T. Chang, C.-Y. Lu, K. Kumakura, T. Makimoto, H. Zirath, N. Rorsman, and E. Y. Chang, “Oxygen Ion Implantation Isolation Planar Process for AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 28, no. 6, pp. 476–478, Jun. 2007.
- [14] Y. Tang, K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, J. Wong, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, and M. Micovic, “Ultrahigh-Speed Ga<sub>N</sub> High-Electron-Mobility Transistors With of 454/444 GHz,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 549–551, Jun. 2015.

- [15] K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, Y. Tang, J. Wong, G. Candia, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, and M. Micovic, "Self-aligned-gate GaN-HEMTs with heavily-doped n-GaN ohmic contacts to 2DEG," in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International*, 2012, pp. 27.2.1–27.2.4.
- [16] K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, S. Burnham, P. J. Willadsen, I. Alvarado-Rodriguez, M. Cunningham, C. Butler, A. Schmitz, S. Kim, B. Holden, D. Chang, V. Lee, A. Ohoka, P. M. Asbeck, and M. Micovic, "Deeply-scaled self-aligned-gate GaN DH-HEMTs with ultrahigh cutoff frequency," in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2011 IEEE International*, 2011, pp. 19.1.1–19.1.4.
- [17] S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, M. Umeno, and T. Jimbo, "Effects of annealing on Ti, Pd, and Ni/n-Al<sub>0.11</sub>Ga<sub>0.89</sub>N Schottky diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 573–580, Mar. 2001.
- [18] M. K. Hudait and S. B. Krupanidhi, "Doping dependence of the barrier height and ideality factor of Au/n-GaAs Schottky diodes at low temperatures," *Phys. B Condens. Matter*, vol. 307, no. 1–4, pp. 125–137, Dec. 2001.
- [19] E.H. Rhoderick, R.H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*. Clarendon, Oxford, 1988.
- [20] L. F. Wagner, R. W. Young, and A. Sugeran, "A note on the correlation between the Schottky-diode barrier height and the ideality factor as determined from I-V measurements," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 4, no. 9, pp. 320–322, Sep. 1983.
- [21] "<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/bandstr.html>."
- [22] "<http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/>."
- [23] H.-D. Y. I. Jyothi, "Temperature Dependency of Schottky Barrier Parameters of Ti Schottky Contacts to Si-on-Insulator," *Mater. Trans.*, vol. 54, no. 9, pp. 1655–1660, 2013.
- [24] R. Hackam and P. Harrop, "Electrical properties of nickel-low-doped n-type gallium arsenide Schottky-barrier diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 19, no. 12, pp. 1231–1238, Dec. 1972.
- [25] 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 AlGaIn/GaN HEMTs," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 21, no. 6, pp. 268–270, Jun. 2000.
- [26] J. Kuzmik, G. Pozzovivo, S. Abermann, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltn, N. Grandjean, E. Bertagnolli, G. Strasser, and D. Pogany, "Technology and Performance of InAlN/AlN/GaN HEMTs With Gate Insulation and Current Collapse Suppression Using Zr or Hf," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 55, no. 3, pp. 937–941, Mar. 2008.
- [27] D. A. Deen, D. F. Storm, R. Bass, D. J. Meyer, D. S. Katzer, S. C. Binari, J. W. Lacin, and T. Gougousi, "Atomic layer deposited Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> gate insulation for enhancing breakdown voltage of AlN/GaN high electron mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 2, p. 023506, Jan. 2011.
- [28] S. Yagi, M. Shimizu, M. Inada, Y. Yamamoto, G. Piao, H. Okumura, Y. Yano, N. Akutsu, and H. Ohashi, "High breakdown voltage AlGaIn/GaN MIS-HEMT with SiN and TiO<sub>2</sub> gate insulator," *Solid-State Electron.*, vol. 50, no. 6, pp. 1057–1061, Jun. 2006.
- [29] D. J. Meyer, J. R. Flemish, and J. M. Redwing, "SF<sub>6</sub>/O<sub>2</sub> plasma effects on silicon nitride passivation of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 22, p. 223523, Nov. 2006.
- [30] A. P. Edwards, J. A. Mittereder, S. C. Binari, D. S. Katzer, D. F. Storm, and J. A. Roussos, "Improved reliability of AlGaIn-GaN HEMTs using an NH<sub>3</sub> plasma treatment prior to SiN passivation," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, no. 4, pp. 225–227, Apr. 2005.

- [31] F. Lecourt, “Hétérostructures AlGaN/GaN et InAlN/GaN pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka,” Université de Lille 1, Lille, 2012.
- [32] 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,” *J. Appl. Phys.*, vol. 84, no. 9, pp. 5248–5260, Nov. 1998.
- [33] 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 Electron.*, vol. 49, no. 10, pp. 1589–1594, Oct. 2005.
- [34] B. S. Eller, J. Yang, and R. J. Nemanich, “Electronic surface and dielectric interface states on GaN and AlGaN,” *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 31, no. 5, p. 050807, Sep. 2013.
- [35] M.-A. di Forte Poisson, N. Sarazin, M. Magis, M. Tordjman, E. Morvan, R. Aubry, J. di Persio, and B. Grimbert, “In situ epitaxial surface passivation of GaAlN/GaN HEMT heterostructures grown by LP-MOCVD,” *J. Cryst. Growth*, vol. 298, pp. 826–830, Jan. 2007.

# **Chapitre 3 - Étude des effets limitatifs des composants HEMTs**



# **Chapitre 3 - Étude des effets limitatifs des composants HEMTs**

Les transistors HEMTs en technologie GaN possèdent des propriétés remarquables leurs permettant d'être des candidats de choix pour les applications de puissance hyperfréquence. Cela est dû principalement à la grande largeur de bande interdite du nitrure de gallium permettant de polariser les composants à des tensions élevées et impliquant de fortes densités de courant associées à une vitesse de saturation élevée des porteurs. Cependant, les composants à base de GaN sont sujets à divers effets inhérents à l'hétérostructure ainsi qu'aux substrats utilisés qui sont susceptibles de dégrader leurs performances électriques en régimes statique et dynamique ainsi qu'en hyperfréquence. Dans ce chapitre, nous traiterons de la caractérisation de ces phénomènes limitatifs. L'accent sera mis sur la compréhension des effets associés aux défauts présents dans les hétérostructures III-N dédiées aux composants HEMTs. Ces défauts sont à l'origine des effets de pièges dus en particulier à la présence de lacunes ou d'impuretés dans le réseau cristallin et à la présence de densités élevées de dislocations. Un autre point à prendre en considération est l'auto-échauffement des composants HEMTs en régime de fonctionnement, celui-ci ayant un impact substantiel sur les paramètres physiques, les performances électriques des transistors et a fortiori sur leur fiabilité. Du point de vue de la représentation électrique du composant, ces effets se traduisent par une variation de certains paramètres en fonction de la température, et donc de la puissance dissipée dans le composant. Il existe différents moyens pour évaluer l'impact de l'autoéchauffement d'un composant avec plus ou moins de précision, en particulier par l'intermédiaire de l'extraction de la résistance thermique. De fait, nous proposons dans ce chapitre une étude sur la caractérisation thermique des composants HEMTs par l'intermédiaire de deux méthodes qui sont la caractérisation à l'aide d'une caméra infrarouge et la méthode de coïncidences.

## Partie 1 : Caractérisation électrique des couches tampons GaN sur substrat Si(111)

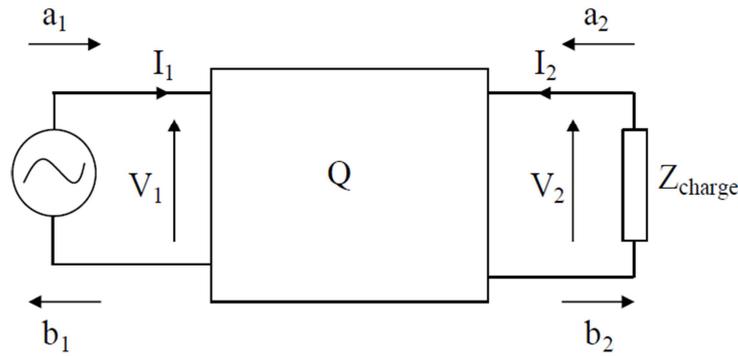
Les transistors HEMT GaN sont à l'heure actuelle les éléments actifs de base dans les circuits d'amplification de puissance jusqu'en gamme millimétrique. Dans le cas des circuits intégrés monolithiques micro-ondes, appelés aussi circuits MMICs (*Monolithic Microwave Integrated Circuits*) pour lesquels plusieurs étages et/ou fonctions sont nécessaires, des éléments passifs sont introduits pour assurer l'adaptation et l'aiguillage du signal hyperfréquence au travers du circuit complet. Afin de bénéficier de toutes les potentialités offertes par les briques actives, les lignes de transmission doivent présenter des comportements quasi-idéaux et véhiculer les signaux avec un minimum de pertes (que ce soit dans les chemins principaux ou les stubs). De fait, le choix de la structure de transmission et du type de substrat est critique en raison de leur impact sur les performances des circuits actifs (impact substantiel sur la PAE et la puissance de sortie). Dans cette partie, nous allons donc détailler le principe de fabrication ainsi que celui de modélisation des structures CPW (*coplanar waveguide*) dédiées à la caractérisation et à la validation des substrats ou couches tampons utilisés en technologie GaN. On s'attachera en particulier à la caractérisation des couches tampons GaN et AlN réalisées sur substrat Si(111) HR via la mesure des pertes hyperfréquences par l'intermédiaire de lignes coplanaires.

Dans le cadre de ce travail de thèse, des pertes importantes en régime hyperfréquence ont été observées dans certaines hétérostructures HEMTs obtenues par croissance MOCVD. Il s'est donc avéré nécessaire de réaliser un travail de caractérisation afin d'identifier et quantifier leurs origines. Après avoir décrit la fabrication des structures électriques servant à la caractérisation des pertes, on s'attachera à détailler le principe des mesures basées sur l'exploitation des paramètres  $S_{ij}$ . Enfin, une discussion sera menée sur les différentes sources possibles de l'atténuation importante du signal hyperfréquence rencontrée dans certaines de nos structures.

## 1 Généralités sur la notion de pertes hyperfréquences

### 1.1 Description des paramètres $S_{ij}$

En hyperfréquence, les dimensions caractéristiques des circuits deviennent de l'ordre de la longueur d'onde électromagnétique. À ces fréquences de travail, les notions de tension et courant mesurées dans le domaine temporel deviennent difficilement accessibles. Soit un quadripôle linéaire  $Q$ .



**Figure 3.1 :** Représentation des ondes disponibles aux bornes d'un quadripôle

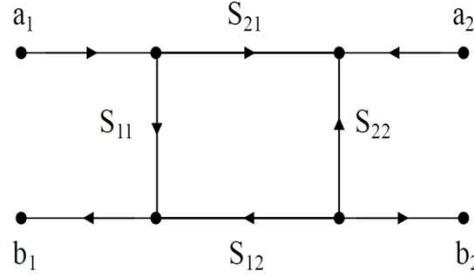
Les relations d'onde entre courants et tensions sont définies par les équations suivantes :

$$a_1 = \frac{V_1 + Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \text{ et } b_1 = \frac{V_1 - Z_c I_1}{2\sqrt{Z_c}} \quad (3.1)$$

$$a_2 = \frac{V_2 + Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \text{ et } b_2 = \frac{V_2 - Z_c I_2}{2\sqrt{Z_c}} \quad (3.2)$$

Avec  $a_1$  et  $b_1$  respectivement les amplitudes des ondes incidentes et réfléchies à l'entrée du dispositif sous test (DUT : *Device Under Test*) et  $a_2$  et  $b_2$  respectivement les ondes incidentes et réfléchies à la sortie du DUT (équations 3.1 et 3.2). Quant au paramètre  $Z_c$ , il représente l'impédance caractéristique du dispositif.

Le quadripôle  $Q$  est modélisé par une matrice de paramètres  $S_{ij}$  (équation 3.4), elle-même décrite par un graphe de fluence (figure 3.2) reliant des ondes de puissance en entrée et en sortie par la relation matricielle (équation 3.3) :



**Figure 3.2:** Graphe de fluence d'un quadripôle.

$$\begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = [S_{ij}] \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (3.3)$$

$$S = \begin{pmatrix} \left. \frac{b_1}{a_1} \right|_{a_2=0} & \left. \frac{b_2}{a_1} \right|_{a_2=0} \\ \left. \frac{b_1}{a_2} \right|_{a_1=0} & \left. \frac{b_2}{a_2} \right|_{a_1=0} \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

Avec :

$S_{11}$  : Coefficient de réflexion en l'entrée

$S_{12}$  : Coefficient de transmission depuis la sortie vers l'entrée

$S_{21}$  : Coefficient de transmission de l'entrée vers l'entrée

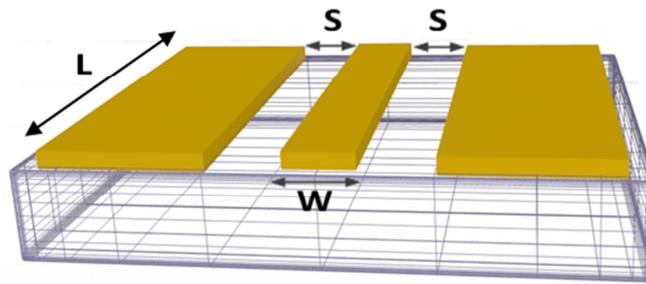
$S_{22}$  : Coefficient de réflexion en sortie

Les paramètres  $S_{ij}$  qui sont des grandeurs complexes sont analysés par l'intermédiaire d'un analyseur de réseau vectoriel qui mesure les ondes incidentes et réfléchies en entrée et en sortie du quadripôle.

## 1.2 Le cas des guides d'ondes coplanaires

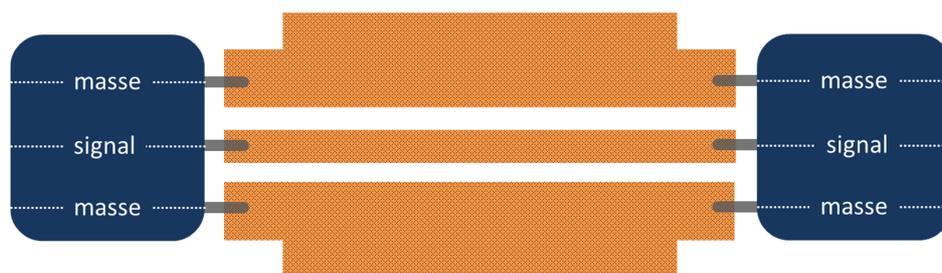
Les lignes de transmissions utilisées pour la caractérisation des pertes hyperfréquences dans nos structures correspondent à des guides d'ondes coplanaires CPW. Ces derniers ont été introduits pour la première fois en 1969 par C.P. Wen [1]. On souhaite que le dispositif sous test soit adapté en impédance avec l'appareil de mesure, cela implique un certain nombre de contraintes sur les dessins de conception du CPW en termes d'espacements et largeur de ruban central  $W$ . En l'occurrence, la ligne CPW (figure 3.3) est typiquement composée de

trois rubans métalliques implémentés sur le même niveau (face avant), dont un ruban central de largeur  $W = 80 \mu\text{m}$  et deux rubans métalliques latéraux utilisés comme plans de masse espacés d'une distance  $S = 50 \mu\text{m}$  du conducteur central, optimisés entre autres pour avoir une impédance caractéristique idéale de  $50 \Omega$ . Le jeu de masques utilisé pour la réalisation des lignes CPW est constitué de deux lignes coplanaires de même géométrie avec des longueurs  $L$  de 1 et 2 mm. L'ensemble des structures CPW obtenues repose sur un même procédé de fabrication basé sur une lithographie optique. Après insolation et développement de la résine optique, les échantillons sont introduits dans le bâti de métallisation par évaporation à canon à électrons. Au préalable, un décapage in situ est effectué afin d'éliminer les résidus de résine à la surface de l'échantillon. La métallisation des lignes suit le séquentiel métallique Ti/Au (100 nm/400 nm). Toutefois, dans le cas de structures constitués de couches HEMT (i.e. barrière/canal), il est nécessaire de réaliser au préalable une implantation ionique afin d'éliminer le gaz d'électrons 2D.



**Figure 3.3** : Topologie d'une ligne de transmission CPW

Les lignes sont ensuite mesurées au moyen d'un dispositif sous pointes coplanaires (figure 3.4) constitué d'un analyseur de réseau vectoriel Keysight (E8361A) permettant de réaliser des mesures de paramètres  $S_{ij}$  dans la bande de fréquence [20 MHz ; 67 GHz]. Ce dernier est couplé avec une unité de source et mesure (*SMU : source measure unit*) permettant d'appliquer une polarisation entre les deux plans de masse et le conducteur central.



**Figure 3.4** : Configuration des pointes permettant de mesurer les lignes CPW en transmission

La mesure du coefficient de transmission  $S_{21}$  (de même que  $S_{12}$  car les lignes sont symétriques) permet d'extraire l'information relative aux pertes induites dans les hétérostructures étudiées. Plusieurs paramètres électriques sont en théorie exploitables pour la caractérisation des lignes CPW : en effet, via un processus de modélisation des paramètres  $S_{ij}$  mesurés, il est possible de dé-corréler les phénomènes de désadaptation, de pertes dans le ruban métallique, de pertes par rayonnement et/ou par le substrat. Un travail spécifique portant sur la modélisation analytique des phénomènes de propagation (i.e. de pertes) dans des structures CPW a été mené dans le groupe au travers des études entreprises par A. Cutivet [2]. Il a notamment été démontré que les résultats de mesures reposant sur la méthode « multilignes » demeurent les plus précis en ce sens que l'éventuelle désadaptation du DUT est implicitement prise en compte. Cependant, l'explicitation de la permittivité complexe, de l'angle de perte et/ou de l'effet de peau ne représente pas le cœur de l'étude exposée ci-après ; en effet, étant donnée l'ampleur des phénomènes parasites qui seront caractérisés, il n'a pas été jugé nécessaire d'accéder à un haut degré de précision pour l'analyse qualitative qui en découle. En conséquence, il sera fait abstraction de la modélisation électrique/analytique des phénomènes d'ondes lentes et une simple prise en compte des paramètres de transmission sera considérée. En ce sens, les pertes de propagation seront directement explicitées au travers du module des coefficients de transmission via :  $20 \text{Log}(|S_{21}|)/L$  exprimée en dB/mm, avec  $L$  la longueur de la ligne permettant de normaliser les valeurs par rapport à une longueur de ligne de 1 mm.

## 2 Caractérisation des pertes hyperfréquences dans les guides d'onde coplanaires

Dans le cadre de ce travail, il a été nécessaire de réaliser une étude qualitative approfondie des pertes hyperfréquences dans les hétérostructures dédiées aux composants HEMTs, en particulier sur les épitaxies obtenues par croissance MOCVD. Les premières mesures réalisées à ce titre ont permis de détecter la présence de pertes significatives dans les structures de propagation passives (CPW). En effet, une mesure directe du paramètre de transmission  $S_{21}$  a révélé des pertes à hauteur de 10 dB/mm à 40 GHz, soit plus de dix fois supérieures aux spécifications et aux valeurs attendues. Ainsi, en collaboration avec le laboratoire CRHEA pour l'épitanie, nous avons conduit des caractérisations supplémentaires afin de détecter les causes de ce phénomène.

## 2.1 Pertes dans le substrat de Si(111) HR

Dans une optique constructive, la première investigation conduite a consisté à caractériser le substrat de silicium hautement résistif d'orientation cristalline (111) utilisé pour la croissance des hétérostructures, celui-ci étant la brique de base des épitaxies. Les spécifications du fournisseur de substrat indiquent une résistivité de l'ordre de 3 kΩ.cm afin d'assurer une bonne isolation. Des structures CPW ont été fabriquées avec le procédé technologique décrit auparavant afin d'extraire les pertes dans le substrat de silicium.

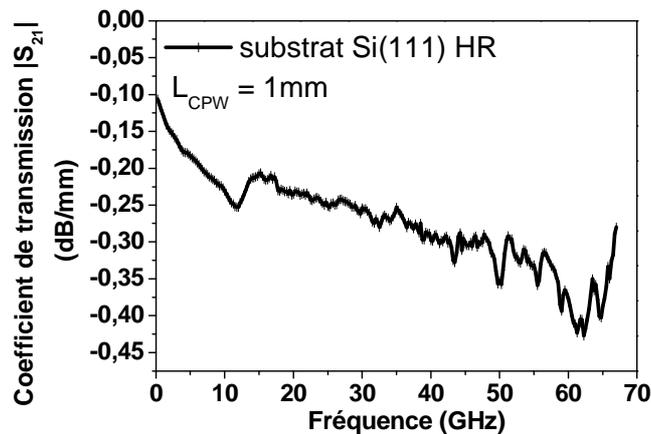


Figure 3.5: Mesure des lignes en transmission sur un substrat Si(111) HR

La figure 3.5 décrit l'allure du coefficient de transmission  $|S_{21}|$  en fonction de la fréquence. Nous noterons, au passage, que le coefficient de réflexion en entrée  $S_{11}$  demeure en deçà de -30 dB. Il apparaît que le substrat de Si(111) HR présente de faibles pertes avec une valeur de -0.3 dB/mm à 40 GHz : ce résultat semble cohérent en regard de la valeur de l'angle de perte associé au silicium hautement-résistif. Ainsi, cette caractérisation amène à écarter l'hypothèse selon laquelle les pertes proviendraient essentiellement du substrat. Suite à cette vérification, l'investigation de l'origine des pertes s'est orientée vers la caractérisation des couches tampons (*buffers*) utilisées pour la réalisation de structures HEMTs.

## 2.2 Pertes sur des templates GaN et AlN obtenus par croissance MBE

Une partie des échantillons étudiés dans le cadre de ce travail est issue d'une croissance par épitaxie sous jets moléculaires (MBE). Les résultats suivants sont donc relatifs à des mesures de pertes sur des structures de propagation fabriquées sur un échantillon sans couche active avec une succession de couches de nucléation et un buffer en GaN obtenus par croissance MBE sur un substrat de Si(111) HR ( $\rho > 3\text{k}\Omega\cdot\text{cm}$ ). Les couches de nucléation sont nécessaires compte tenu du désaccord de maille entre le substrat de silicium et le buffer GaN.

La structure décrite sur la figure 3.6 est une couche tampon standard réalisée en MBE au laboratoire CRHEA (PTC 795). Cette structure est optimisée de manière à obtenir un buffer de bonne qualité structurale avec un minimum de dislocations ainsi qu'une bonne qualité électrique avec un minimum d'impuretés ionisées.

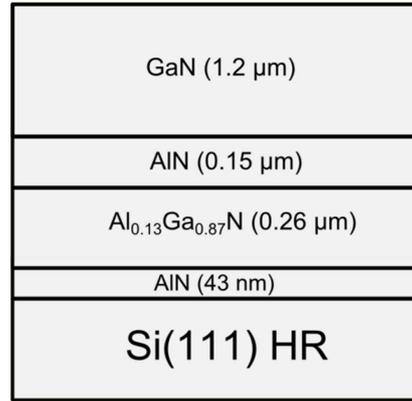


Figure 3.6 : Descriptif structural de l'échantillon PTC795

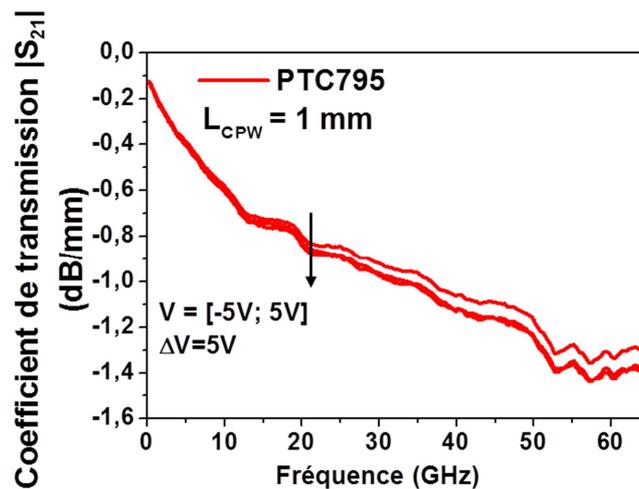


Figure 3.7 : Mesure des lignes en transmission sur l'échantillon PTC795

Les mesures du coefficient de transmission présentées sur la figure 3.7 ont permis de juger de la qualité des différentes interfaces ainsi que du buffer MBE dédié aux structures HEMTs. Les mesures ont été réalisées sur une ligne de longueur 1 mm avec la géométrie décrite précédemment. La dépendance en tension du coefficient de transmission a également été étudiée en appliquant une différence de potentiel allant de -5 V à +5V avec un pas  $\Delta V$  de 5V entre les deux plans de masse et le conducteur central. Il apparaît ainsi une variation, bien que non significative, des pertes en fonction de la tension. À 40 GHz les valeurs s'échelonnent de -1.05 dB/mm à -1.14 dB/mm pour des tensions allant respectivement de -5V

à 5V. L'application d'une tension négative ayant tendance à réduire les pertes observées, l'hypothèse d'un dopage résiduel (en volume) ou un plan de dopage (à l'interface AlN/Si) de type N a été émise. La formation de ce plan de dopage peut être générée lors de la croissance via la diffusion des espèces au travers des différentes couches épitaxiales ou la présence d'impuretés incorporées lors de la croissance telles que le silicium ou l'oxygène. Le silicium étant un donneur dans le GaN ou l'AlN, comme l'oxygène, cela peut expliquer le caractère N du dopage observé via les mesures de pertes. Néanmoins, les valeurs acceptables du coefficient de transmission justifient l'utilisation de ce type de buffer dans les structures épitaxiales dédiées aux composants HEMTs.

### 2.3 Caractérisation des pertes liées aux couches tampons GaN et AlN obtenues par croissance MOCVD

#### 2.3.1 Mesure des lignes en transmission

La croissance MOCVD est très majoritairement utilisée aujourd'hui dans l'industrie des semi-conducteurs pour la fabrication de composants. Elle permet des croissances rapides sur des substrats de grande dimension (supérieure à 4 pouces), avec l'obtention de couches de qualité cristalline correcte. Elle présente, par ailleurs, l'intérêt d'une mise en œuvre très souple à un coût raisonnable.

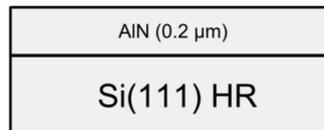


Figure 3.8 : Descriptif structural de l'échantillon T2651B

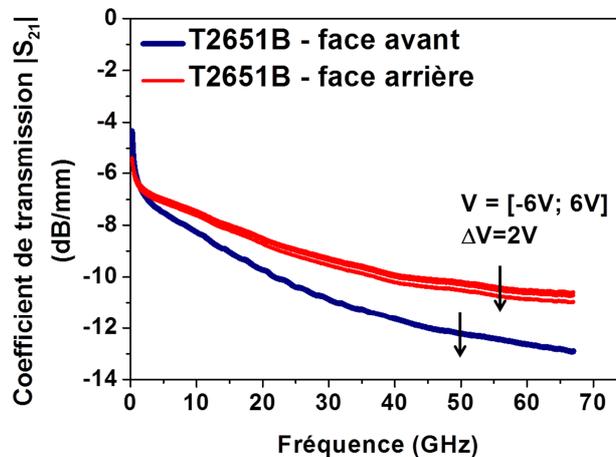


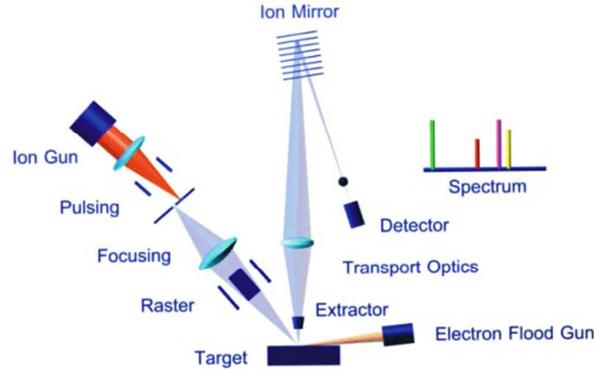
Figure 3.9: Mesure des lignes en transmission sur l'échantillon T2651B

Des lignes de propagation ont été fabriquées sur une structure obtenue par croissance MOCVD (T2651B) constituée d'un substrat de silicium (111) hautement résistif d'épaisseur 500  $\mu\text{m}$  et d'une couche de nucléation en AlN d'épaisseur 200 nm (figure 3.8). Le substrat de silicium étant poli double-face, les mêmes structures CPW ont été fabriquées en face arrière de l'échantillon afin de caractériser les propriétés RF du substrat indépendamment des couches III-N déposées.

Les mesures du coefficient de transmission conduites sur cet échantillon (figure 3.9) mettent en évidence des pertes importantes allant jusque -10 dB/mm à 40 GHz, ce qui est loin d'être acceptable pour la conception de circuits basés sur les composants en technologie GaN. Sur la face avant, la dépendance en tension du coefficient de transmission n'affecte que très peu les pertes. Néanmoins, concernant la face arrière, il apparaît une légère augmentation des pertes lorsqu'une tension positive est appliquée, ce qui comme dans le cas précédent (partie 1.2.2) démontre une conduction parasite aux travers des défauts actifs de type N. Plusieurs causes permettraient d'expliquer la présence de pertes substantielles dans les structures réalisées par MOCVD. Contrairement à l'épitaxie sous jets moléculaires, la croissance MOCVD met en jeu des températures élevées allant jusqu'à 1100 °C. Dans cette gamme de température, le contrôle des interfaces, en particulier AlN/Si, devient beaucoup plus compliqué à maîtriser [3]. La diffusion des espèces est favorisée par l'apport d'une énergie thermique considérable. Outre ce phénomène, l'incorporation dans la structure épitaxiale d'impuretés telles que le silicium ou l'oxygène semble contribuer fortement à l'augmentation des pertes. Cette assertion est a priori vérifiée via les pertes anormalement élevées sur les lignes réalisées en face arrière sur le substrat de silicium qui sont à hauteur de -10 dB/mm. Compte tenu du caractère hautement résistif du substrat, on s'attendrait à observer beaucoup moins de pertes. Cela n'étant pas le cas, ces constatations tendent à confirmer que ces caractéristiques sont imputables à l'interface AlN/Si.

### 2.3.2 Analyse ToF-SIMS

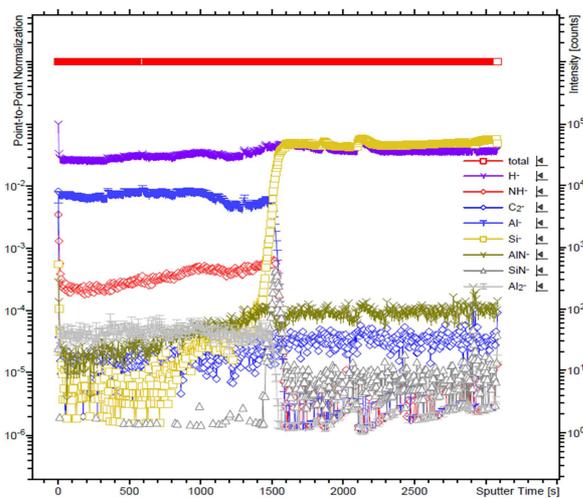
Afin d'étayer le diagnostic relatif aux pertes présentes dans la structure T2651B, des analyses par spectrométrie de masse à ionisation secondaire - temps de vol (TOF-SIMS : *Time-of-Flight Secondary Ion Mass Spectrometry*) ont été réalisées.



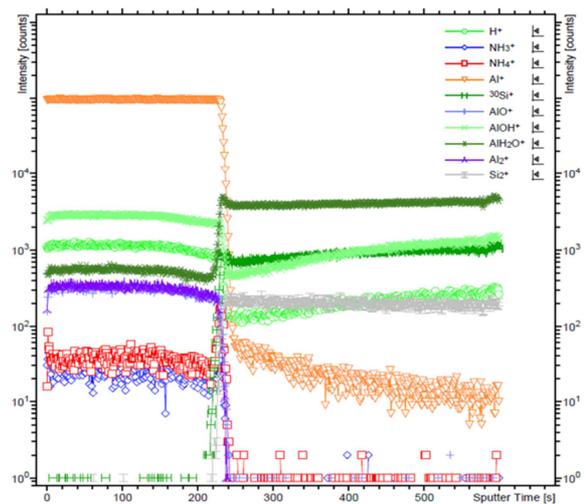
**Figure 3.10** : Plan synoptique de l'appareil d'analyse ToF-SIMS

En pratique la méthode consiste à bombarder la surface de l'échantillon avec un faisceau d'ions primaires et à analyser les ions secondaires éjectés par pulvérisation (figure 3.10). En mesurant le rapport masse sur charge des ions secondaires et leur temps de vol entre l'échantillon et le détecteur, il est possible de déterminer la composition élémentaire et la structure chimique des couches composant l'échantillon.

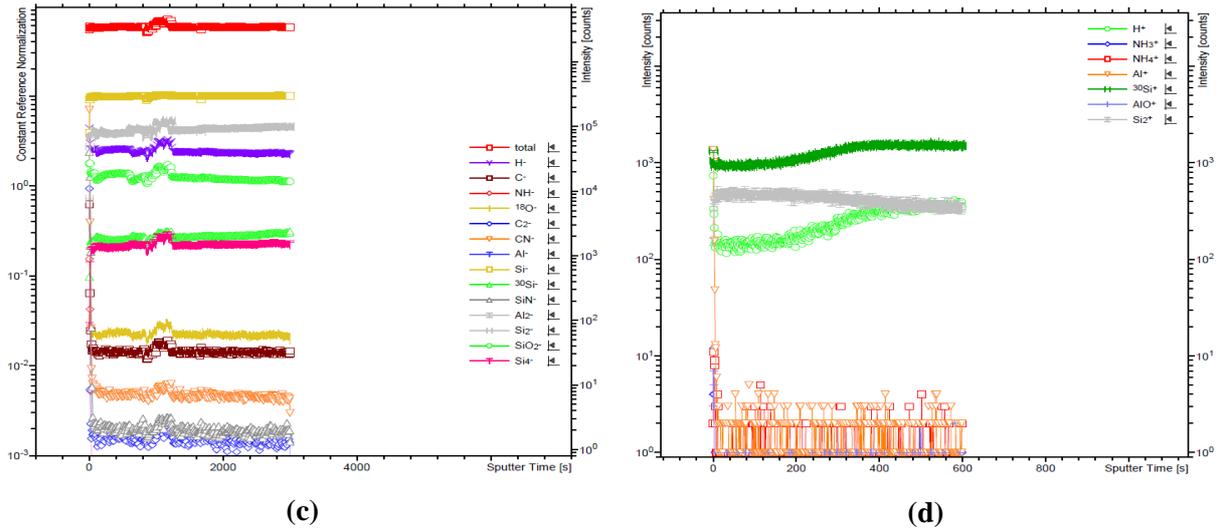
La caractérisation ToF-SIMS a porté sur l'analyse de la surface épitaxiale de la structure (face avant) ainsi que celle du substrat de silicium (face arrière). Les faisceaux d'ions primaires utilisés pour l'investigation des espèces chargées positivement et négativement sont respectivement l'oxygène et le césium. Ceci permettra de faire une distinction entre les éléments chargés. Ainsi, les figures 3.11 (a), 3.11 (b), 3.11 (c) et 3.11 (d) décrivent les résultats de l'analyse ToF-SIMS relatifs à l'échantillon T2651B.



(a)

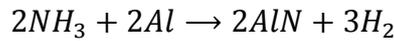
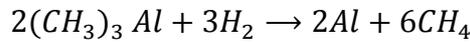


(b)



**Figure 3.11:** Profils ToF-SIMS de la face avant avec polarité négative (a) et positive (b) et de la face arrière avec polarité négative (c) et positive (d)

Les profils concernant la face avant révèlent comme présagé la diffusion d'ions aluminium au travers du substrat de silicium comme le montrent les figures 3.11 (a) et 3.11 (b). En particulier, on constate la présence des espèces  $\text{AlOH}^+$ ,  $\text{AlH}_2\text{O}^+$  et  $\text{H}^+$  ayant diffusé dans le substrat de silicium. Or, la croissance par MOCVD de l'AlN suit la réaction chimique rappelée ci-dessous :



Outre l'AlN, on retrouve de l'hydrogène ainsi que du carbone dans les produits de réactions. On peut donc conclure en partie que les éléments contaminants répertoriés précédemment se sont formés et diffusés suite à la transformation chimique des sous-produits de formation du nitrure d'aluminium. Pour ce qui est de la face arrière, il apparaît essentiellement une contamination par les espèces à base d'ions hydrogène et oxygène. Une autre source d'impuretés peut être imputable à la pollution du réacteur de croissance, celui-ci n'étant pas nettoyé complètement mais dégazé à haute température entre chaque croissance.

## 2.4 Caractérisation des pertes des couches tampons MBE-MOCVD

Compte tenu des pertes considérables relevées dans les structures MOCVD, contrairement aux structures MBE étudiées précédemment, une approche a consisté à combiner ces deux techniques de croissance. Les résultats suivants portent ainsi sur l'étude des pertes dans l'échantillon PTC814-T2660A dont la structure est décrite sur la figure 3.12.

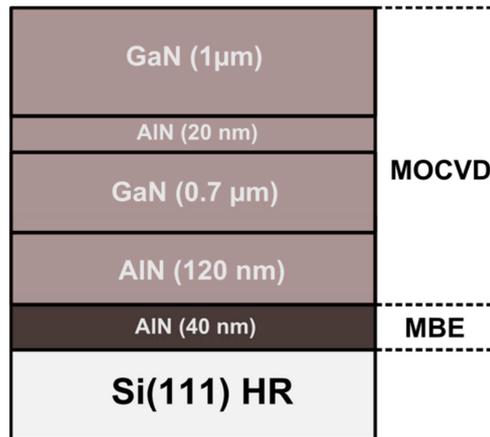


Figure 3.12: Descriptif structural de l'échantillon PTC814-T2660A

La structure épitaxiale est constituée d'une couche préliminaire d'AIN d'épaisseur 40 nm réalisée par MBE puis d'un séquentiel AIN (120nm) / GaN (0.7µm) / AIN (20nm) / GaN (1µm) réalisé par MOCVD. Les résultats correspondant aux mesures des pertes dans cette structure sont donnés figure 3.13.

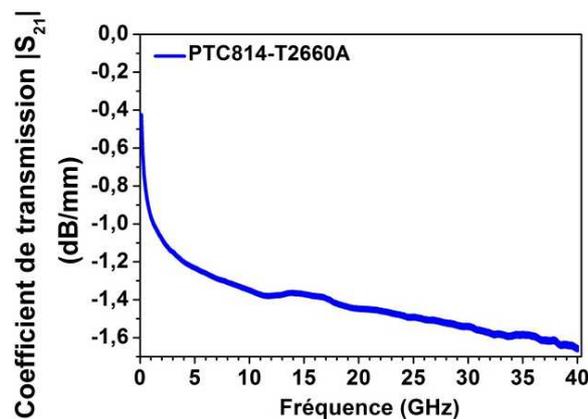


Figure 3.13: Mesure des lignes en transmission sur l'échantillon PTC814-T2660A

Les mesures des paramètres  $S_{ij}$  associés aux pertes dans la structure PTC814-T2660A indiquent un coefficient de transmission à hauteur de -1.6 dB/mm à 40 GHz. Il apparaît ainsi

une diminution notable des pertes de l'ordre de 84% par rapport à la structure MOCVD précédente (T2651B). Comme souligné précédemment, la structure épitaxiale est composée d'un multicouche combinant la croissance MBE et MOCVD. En effet, la première couche consiste en 40 nm d'AlN réalisée par MBE. Or, il s'avère nécessaire de contrôler avec précision l'interface entre le substrat et l'hétérostructure, ce dernier étant une source cruciale de pertes en particulier via l'inter-diffusion des impuretés dans le substrat. De facto, la technique de croissance par MBE met en jeu des températures de croissance inférieures à celles utilisées en MOCVD. L'utilisation de températures relativement plus basses permet de limiter les phénomènes de diffusion dans le volume. De plus, associé à un environnement ultravide, la croissance MBE réduit drastiquement l'inter-diffusion aux interfaces (AlN/Si(111)) en comparaison avec la croissance MOCVD qui nécessite des températures et pressions beaucoup plus élevées. La reprise de croissance par MOCVD permet ensuite avec l'introduction d'une couche d'AlN de réaliser un buffer de GaN épais garantissant une bonne isolation électrique ainsi qu'une meilleure continuité cristalline.

## 2.5 Récapitulatif des résultats

L'ensemble des résultats relatifs aux mesures de pertes dans les structures étudiées précédemment est résumé sur la figure 3.14.

Structure épitaxiale	Si(111) HR				
	Technique de croissance	-----	MBE	MOCVD	MBE / MOCVD
Pertes à 40 GHz	-0.3 dB/mm	-1.1 dB/mm	-10 dB/mm	-1.6 dB/mm	

Figure 3.14 : Tableau récapitulatif des mesures de pertes des structures étudiées

Le raisonnement ainsi conduit a permis d'établir un diagnostic au sujet des pertes considérables rencontrées dans nos hétérostructures MOCVD. Il apparaît que la réduction des pertes dans nos structures MOCVD est possible en réalisant des couches tampons avec une amorce en MBE. En effet, les pertes dans ce type de structure sont significativement plus faibles en comparaison à une couche tampon réalisée uniquement par MOCVD. Néanmoins,

l'optimisation des structures doit se poursuivre en ce sens que les pertes RF ici caractérisées (-1.1 dB/mm dans le meilleur des cas) impacteraient notablement les indicateurs de performance au niveau circuit (i.e. PAE et gain au premier plan). Notons finalement que des études similaires ont été conduites en fonction de la température et de la puissance RF injectées ; l'analyse des résultats a montré un très faible impact de ces paramètres sur les valeurs extraites.

## Partie 2 : Caractérisation des défauts dans les hétérostructures de type HEMT

Les phénomènes de pièges résultent de la présence de défauts au sein des hétérostructures dédiées aux composants HEMTs. Parmi ces pièges, on trouve généralement les défauts structuraux tels que les impuretés et les dislocations apparaissant pendant la croissance des différentes couches épitaxiales. Les pièges sont à l'origine de niveaux d'énergie dans la bande interdite du semiconducteur considéré, avec une probabilité d'occupation par des électrons ou des trous suivant leur nature. Ils sont caractérisés par une constante de temps  $\tau$  durant laquelle les porteurs libres sont retenus dans les niveaux d'énergie disponibles. Ces porteurs ainsi capturés ne participent donc pas à la conduction durant un certain temps caractéristique, d'où la dénomination de pièges. On distingue généralement deux types de pièges : les donneurs et les accepteurs. Ils diffèrent suivant leur degré et signe d'ionisation. Ainsi, un piège de type donneur est ionisé positivement et un piège de type accepteur est ionisé négativement.

Les pièges altèrent ainsi considérablement les performances électriques des composants. Les défaillances électriques proviennent du fait que ces pièges peuvent capturer ou émettre des charges avec des constantes de temps bien plus lentes que les signaux appliqués.

### 3 Caractérisation de l'effet kink dans les hétérostructures InAlN/GaN

#### 3.1 Contexte de l'étude

Comme souligné dans le chapitre 1, les hétérojonctions InAlN/GaN génèrent une concentration de porteurs élevée due essentiellement à la forte polarisation spontanée régnant au sein de l'épitaxie. Plusieurs travaux ont démontré des performances remarquables relatives aux composants HEMTs utilisant de fines barrières en InAlN [4]. Cependant, les performances des transistors restent limitées par des phénomènes parasites de types électrique et physique. Parmi ces contraintes, l'effet kink est particulièrement nuisible au fonctionnement des composants. Il se caractérise, comme nous le verrons ultérieurement, par une déformation de la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  du transistor en particulier au niveau de la tension de coude venant altérer les performances de celui-ci.

Cet effet a été longuement étudié depuis maintenant de nombreuses années pour les transistors HEMTs à base de GaAs ou d'InP [5],[6],[7] et plusieurs de ces auteurs mettent en avant le lien direct entre l'ionisation par impact et les effets de piège. Néanmoins, compte tenu de la largeur de la bande interdite du GaN (i.e.  $E_g = 3.4$  eV), cette origine est peu

probable. Pour cette raison, Meneghesso *et al.* [8] expliquent l'origine de l'effet kink dans les dispositifs GaN par de l'ionisation par impact via des niveaux de pièges profonds situées dans la bande interdite du buffer en GaN.

Ainsi, l'étude suivante porte sur la caractérisation de l'effet kink observé sur les composants HEMTs fabriqués sur l'hétérostructure T2515 avec une barrière InAlN réalisée au CRHEA (figure 3.15). Le procédé de fabrication des transistors suit le cheminement décrit dans le chapitre 2 et a permis d'obtenir des grilles en « Té » de différentes longueurs ( $L_G = 75, 100, 150$  et  $200$  nm). Des mesures d'échelle TLM mettent en exergue une résistance de contact de l'ordre de  $0.26 \Omega \cdot \text{mm}$ . Quant aux paramètres de transport, ils ont été extraits au moyen de mesures par effet Hall mettant en évidence une résistance carrée  $R_{\square}$  de  $346 \Omega$  et une concentration de porteurs  $N_S$  dans le canal 2D de l'ordre de  $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  associée à une mobilité  $\mu$  de  $1370 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ .

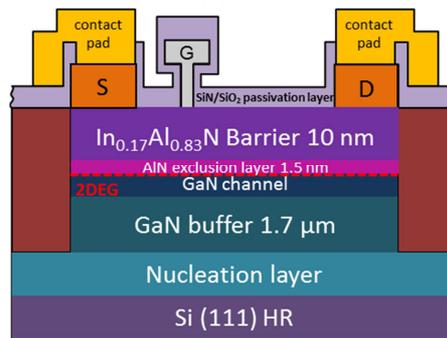
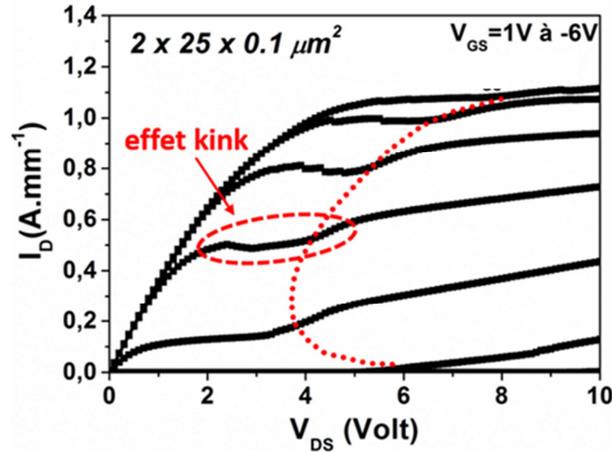


Figure 3.15 : Schéma de la vue en coupe de la structure T2515

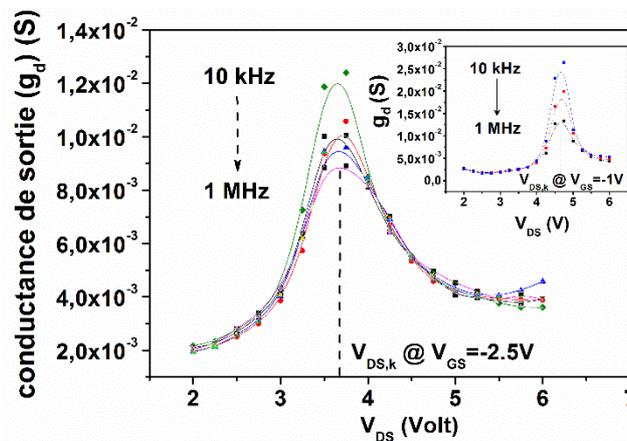
### 3.2 Caractérisation en régimes statique et petit signal

L'analyse des transistors débute avec la caractérisation en régime statique. La figure 3.16 décrit la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor de développement total de  $50 \mu\text{m}$  et de longueur de grille  $100$  nm associés à un espacement source-drain de  $2.5 \mu\text{m}$  et une distance source-grille de  $400$  nm. L'effet kink (*traduit en français par effet de coude*) est clairement identifié sur la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  par une augmentation abrupte du courant de drain  $I_D$  à une tension de drain  $V_{DS}$  donnée. Les électrons sont piégés pendant une durée caractéristique correspondant à la constante de temps des pièges puis ils sont libérés générant ainsi une augmentation brutale du courant de drain.



**Figure 3.16** : Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  pour un HEMT InAlN/GaN de topologie  $2 \times 50 \times 0.1 \mu\text{m}^2$

De plus, on définit la tension kink  $V_{DS,k}$ , comme étant la tension à partir de laquelle le courant de drain présente un accroissement brusque. Ainsi, le lieu de la tension kink, indiqué par le trait rouge en pointillé, apparaît dépendant de la tension de grille et ne présente pas en l'occurrence une variation monotone. Une autre approche de l'identification de l'effet kink a consisté à déterminer la conductance de sortie au travers d'une mesure à l'aide d'un impédance-mètre. La figure 3.17 décrit la variation de la conductance de sortie  $g_d$  en fonction de la tension de drain  $V_{DS}$ . L'extraction de la quantité  $g_d$  a été opérée à partir des évolutions fréquentielles de la conductance parallèle pour des fréquences situées dans l'intervalle [1 kHz ; 1 MHz]. Au cours des mesures, la tension de grille est maintenue constante à  $V_{GS} = -2.5$  V et la tension de drain  $V_{DS}$  varie de 2 V à 6 V.



**Figure 3.17** : Mesure de la conductance de sortie parallèle pour des fréquences situées dans l'intervalle [1 kHz ; 1 MHz] à  $V_{GS} = -2.5$  V et en insert le même protocole de mesure à  $V_{GS} = -1$  V

En conséquence, la signature de l'effet kink est caractérisée par un pic au niveau de la conductance de sortie survenant à une tension  $V_{DS,k} = 3.7$  V. De plus, le même comportement est observé pour une tension de grille fixée à  $V_{GS} = -1$  V (insert figure 3.17). Dans ce cas, la tension kink correspondant au pic de conductance est de  $V_{DS,k} = 4.5$  V. Comme attendu, la tension kink s'est bien décalée vers une tension supérieure ce qui vient corroborer l'observation réalisée sur la caractéristique statique. Par ailleurs, on constate que le pic de conductance est toujours présent quelle que soit la fréquence appliquée jusqu'à 1 MHz ce qui indique que l'effet kink est corrélé avec la présence de pièges peu profonds dont le temps de capture et d'émission agit pour des fréquences supérieures à 1 MHz, c'est-à-dire avec une constante de temps caractéristique inférieure à  $\tau = 1 \times 10^{-6}$  s.

### 3.3 Modélisation du processus d'ionisation des pièges

#### 3.3.1 Lieu de la tension kink au sein de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$

Dans cette partie, nous proposons une approche constructive afin d'identifier l'origine de l'effet kink. En supposant que celui-ci soit un phénomène lié au remplissage et à la libération des électrons via des pièges peu profonds, on peut écrire que l'énergie nécessaire à un électron pour ioniser un piège est [9] :

$$E_{tot} = E_t \Leftrightarrow \frac{1}{2} m^* v^2 + k_b T = E_t \quad (3.5)$$

Avec  $E_t$  l'énergie du niveau de pièges considéré,  $T$  la température,  $k_b$  la constante de Boltzmann,  $m^*$  la masse effective et  $v$  la vitesse de l'électron. L'énergie totale  $E_{tot}$  représente la somme des énergies cinétique et thermique d'un électron situé dans le canal 2D. De plus, l'énergie  $E_{tot}$  est liée au niveau de pièges considéré et est repérée par rapport au bas de la bande de conduction. On considère qu'un processus d'ionisation est mis en jeu dès lors qu'il y a égalité entre l'énergie des porteurs et l'énergie des pièges considérés dans la bande interdite.

Dans un second temps, il est nécessaire d'introduire le modèle de Canali [10] qui décrit la vitesse des porteurs selon (équation 3.6) en fonction de la vitesse de saturation des porteurs  $v_{sat}$  et d'un paramètre d'ajustement  $\beta = 2$ .

$$\frac{1}{2} m^* \left( \frac{\mu_{eff} \cdot E \cdot v_{sat}}{\left( (\mu_{eff} \cdot E)^\beta + v_{sat}^\beta \right)^{1/\beta}} \right)^2 = E_t - k_b T \quad (3.6)$$

Dans cette expression, la mobilité effective des électrons dans le canal 2D est désignée par  $\mu_{eff}$  et le champ électrique intrinsèque par  $E$ . La relation 3.6 est satisfaite en particulier lorsque le champ électrique intrinsèque coïncide avec le champ associé à l'apparition de l'effet kink, soit  $E = E_k$ . Ainsi, en première approximation, on peut noter que dans le cas d'un champ ponctuel :

$$E_k = \frac{V_{DSI,k}}{L_{g,eff}} \quad (3.7)$$

En injectant la relation 3.7 dans l'équation 3.6, il vient donc :

$$\frac{1}{2} m^* \left( \frac{\mu_{eff} \cdot V_{DSI,k} / L_{g,eff} \cdot v_{sat}}{\left( (\mu_{eff} \cdot V_{DSI,k} / L_{g,eff})^\beta + v_{sat}^\beta \right)^{1/\beta}} \right)^2 = E_t - k_b T \quad (3.8)$$

Les termes  $V_{DSI,k}$  et  $L_{g,eff}$  dans l'équation 3.8 correspondent respectivement à la tension de drain à laquelle apparait l'effet kink et la longueur de grille effective. La finalité de cette démarche nous amène à isoler le terme  $V_{DSI,k}$  et à l'exprimer en fonction des paramètres énumérés précédemment. Ainsi, il s'ensuit :

$$V_{DSI,k} = \frac{L_{g,eff} \cdot v_{sat}}{\mu_{eff}} \left( \frac{E_t - k_b T}{\frac{1}{2} m^* v_{sat}^2 - (E_t - k_b T)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.9)$$

On constate à travers l'équation 3.9 que le lieu de la tension à laquelle apparait l'effet kink  $V_{DSI,k}$  est directement corrélé avec la mobilité effective des électrons dans le canal 2D dont la valeur est sensiblement affectée d'une part par les phénomènes de collisions et d'autre part, par les variations du champ électrique présent en sortie de grille coté drain.

### 3.3.2 Extraction de la mobilité effective $\mu_{eff}$

Une attention particulière est donnée à l'extraction de la mobilité effective car cette dernière est un paramètre clé permettant de représenter avec précision le lieu de la tension kink et ainsi de remonter au niveau d'énergie  $E_t$  du piège considéré.

Largement employé pour l'étude du transport dans les dispositifs semi-conducteurs, le modèle de dérive-diffusion du courant [11], dans le cas d'un HEMT de longueur de grille  $L_{g,eff}$  et de développement  $W$  peut se mettre sous la forme suivante :

$$I_{DS} = \frac{W \cdot Q_n \cdot \mu_{eff} \cdot V_{DS}}{L_{g,eff}} - W \cdot \mu_{eff} \cdot \frac{kT}{q} \frac{\partial Q_n}{\partial x} \quad (3.10)$$

Ainsi, le courant de drain  $I_{DS}$  peut s'écrire au travers d'une combinaison des courants de dérive et diffusion où  $Q_n$  représente la densité surfacique de charges exprimée en  $\text{cm}^{-2}$ . Une solution permettant de simplifier les calculs est de travailler en régime dit de « bas champ » c'est-à-dire à une tension de drain suffisamment faible. Par conséquent, le terme de l'équation 3.10 relatif à la diffusion du courant peut être négligé et il s'ensuit l'expression de la mobilité effective (équation 3.11) en fonction de la conductance de sortie  $g_d = I_D/V_{DS}$ .

$$\mu_{eff} = \frac{g_d \cdot L_{g,eff}}{W \cdot Q_n(V_{GS})} \quad (3.11)$$

La dépendance de la mobilité par rapport à la tension de grille  $V_{GS}$  est considérée à travers la variation induite de la densité surfacique de charges  $Q_n$  en fonction de la tension  $V_{GS}$ . Usuellement, on utilise un modèle linéaire (équation 3.12) pour décrire le comportement de la densité surfacique de charges en fonction de  $V_{GS}$ . Il convient d'introduire la capacité plan engendrée par la couche barrière  $C_{bar}$  et la tension de pincement  $V_p$ :

$$Q_n(V_{GS}) = C_{bar}(V_{GS} - V_p) \quad (3.12)$$

La validité de ce modèle est restreinte aux régimes de forte inversion et d'inversion modérée [11]. Cependant, en régime de faible inversion ( $V_{GS} < V_p$ ), les valeurs de la densité surfacique de charges n'ayant plus de sens physique, il est nécessaire d'introduire un modèle plus adéquat afin d'extraire la mobilité quel que soit le régime de fonctionnement considéré.

Par suite, nous proposons d'apporter plusieurs améliorations physiques afin d'extraire avec précision la densité surfacique de charges et par conséquent la mobilité effective.

### 3.3.2.1 Impact des résistances d'accès $R_S$ et $R_D$ .

Comme souligné précédemment, la mobilité effective est directement dépendante de la conductance de sortie dont la composante extrinsèque  $g_{d,ext}$  est affectée par la contribution des résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$  (figure 3.18). En effet, la tension de polarisation externe  $V_{DS}$ , utilisée par ailleurs pour le calcul de  $g_d$ , tient compte de la chute de potentiel dans ces résistances parasites et dépend linéairement du courant de drain  $I_D$ . Ainsi, il est nécessaire d'introduire la conductance de sortie intrinsèque  $g_{d,int}$  [12] dont la valeur est indépendante des contributions parasites externes.

$$g_{d,int} = \frac{g_{d,ext}}{1 + (R_S + R_D)g_{d,ext}} \quad (3.13)$$

La quantification des résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$  est opérée connaissant la résistance des contacts  $R_C$  ainsi que la résistance du canal  $R_{\square}$  suivant l'équation 3.14. Avec  $L_{GS,GD}$  les distances source-grille et grille-drain et  $W$  le développement du contact.

$$R_{S,D} = \frac{R_C}{W} + \frac{L_{GS,GD} \times R_{\square}}{W} \quad (3.14)$$

Appliquée à la topologie du transistor en question, il vient  $(R_S+R_D) = 1.42 \Omega.mm$ . Ainsi, la conductance de sortie intrinsèque peut se calculer par simple défalcation de la somme des résistances d'accès calculées.

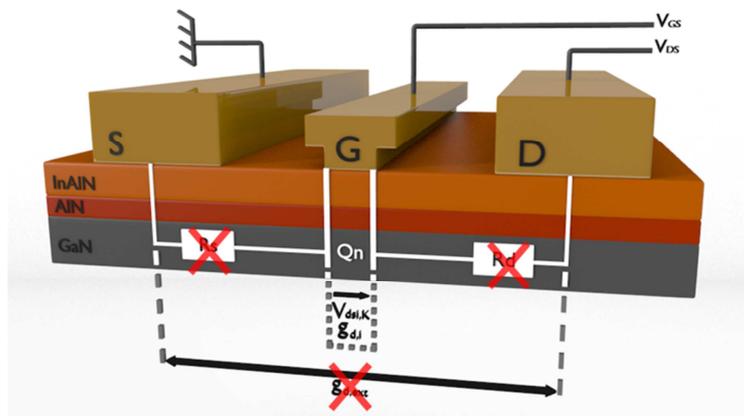


Figure 3.18 : Défalcation des résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$

### 3.3.2.2 Modélisation avancée de la densité surfacique de charges $Q_n$

Comme exposé précédemment, une modélisation adéquate de la densité surfacique de charges est nécessaire pour extraire précisément la mobilité effective dans les trois régimes de fonctionnement à savoir : forte inversion, inversion modérée et faible inversion.

Radhakrishna *et al.* [13], ont développé un modèle simplifié de la densité surfacique de charges appelé virtual source model (VSM) afin de décrire avec exactitude l'influence de la tension de grille sur le gaz d'électrons 2D. En particulier, ce modèle prend en considération la dégradation de la vitesse des électrons due aux fortes interactions électrons-phonons et aux interactions aux interfaces. Ce modèle repose sur l'expression de la densité surfacique de charges de la façon suivante :

$$Q_n = \frac{\epsilon_{InAlN}}{t_{InAlN}} \cdot \eta \varphi_t \cdot \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{V_{GS} - V_p}{\eta \varphi_t} \right) \right) \quad (3.15)$$

Où  $\epsilon_{InAlN}$  et  $t_{InAlN}$  représentent respectivement la constante diélectrique de la barrière et son épaisseur. L'énergie thermique est décrite à travers le paramètre  $\varphi_t$  et  $\eta = \frac{S}{\varphi_t \ln(10)}$  avec  $S$  (exprimée en V/dec) la pente sous le seuil de la caractéristique  $I_D(V_{GS})$ . Dans les MOSFETs en général, le régime sous le seuil sert à la description du régime de faible inversion. Le tableau suivant résume les paramètres utilisés pour l'application du modèle VSM.

$\epsilon_{InAlN}$	$t_{InAlN}$	$S$	$V_p$	$\varphi_t$
(F.m <sup>-1</sup> )	(nm)	(V/dec)	(V)	(eV)
$9.1 \cdot 10^{-11}$	13.5	0.15	-4	0.025

**Tableau 3.1 :** Paramètres utilisés dans le modèle VSM

La comparaison des résultats avec ceux issus de la simulation auto-cohérente Schrödinger-Poisson (modèle classique linéaire) montre qu'ils sont en quasi-concordance avec le modèle VSM (caractérisé par un facteur de corrélation proche de 0.97) qui rend compte, de plus, du comportement de la charge quel que soit le régime de fonctionnement (figure 3.19). En outre, ce modèle permet de mettre en œuvre le comportement sous le seuil de la modulation de charge à travers les paramètres  $S_{ij}$  mesurés directement sur le dispositif sous test. L'implémentation de la température via l'énergie thermique constitue une amélioration significative par rapport au modèle classique linéaire.

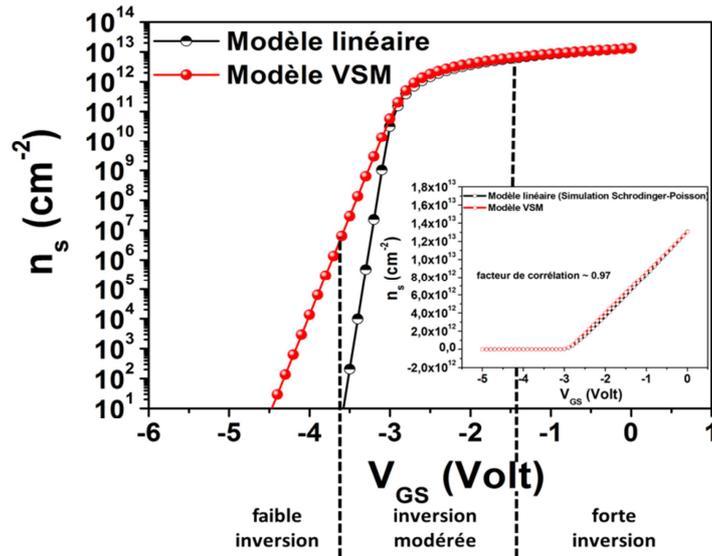


Figure 3.19 : Comparaison de la densité surfacique de charges obtenue à partir des modèles linéaire et VSM

### 3.3.2.3 Impact sur la mobilité effective

La détermination de la conductance de sortie et de la densité surfacique de charges permet donc de décrire la variation de la mobilité effective en fonction de la tension de grille (figure 3.20). On définit ainsi le modèle classique comme étant l'extraction de la mobilité à travers la modulation linéaire de la charge et la conductance de sortie extrinsèque et le modèle amélioré comme étant l'extraction de la mobilité à travers le modèle VSM de la charge et la conductance de sortie intrinsèque avec la défalcation des résistances d'accès.

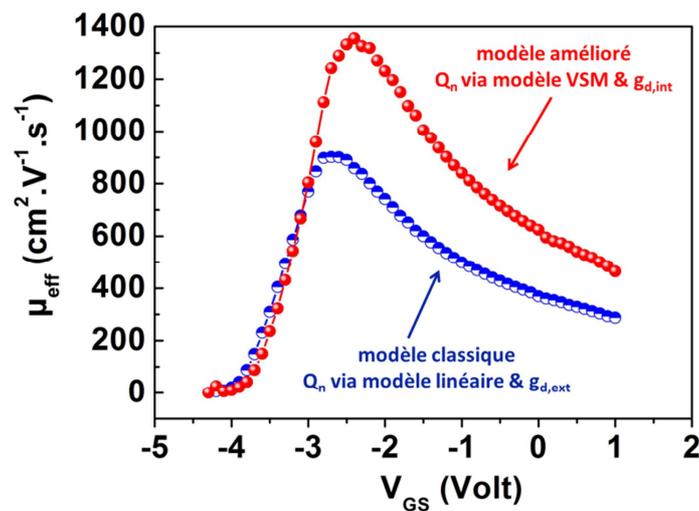


Figure 3.20 : Extraction de la mobilité effective à travers le modèle amélioré et le modèle classique

Comme attendu, une importante sous-estimation de la mobilité intervient lorsque la conductance de sortie extrinsèque est utilisée. Cependant, la mobilité effective est rigoureusement corrigée en prenant en compte la défalcation des résistances d'accès via l'utilisation de la conductance de sortie intrinsèque combinée au modèle VSM pour ce qui est de la modulation de la charge (courbe en rouge). Par ailleurs, une crédibilité supplémentaire peut être accordée au comportement de la mobilité sous le pincement grâce à la validité du modèle VSM dans tous les régimes de fonctionnement. L'évolution de la mobilité peut être subdivisée en deux régions. Premièrement, un accroissement de la mobilité en fonction de la tension de grille est observé. Celui-ci est dû à la déplétion du canal 2D et par conséquent à l'atténuation des collisions entre les porteurs. Puis, pour des tensions de grilles situées sous le pincement, une dégradation de la mobilité est constatée. Celle-ci peut être attribuée notamment à la circulation des électrons à travers le buffer de GaN engendrée par l'altération du confinement au sein du puits de potentiel [14]. Cette dégradation est d'autant plus amplifiée par le champ électrique en sortie de grille coté drain, qui accentue les mécanismes d'interactions avec les impuretés ionisées et les dislocations, surtout lorsque la densité d'électrons devient faible.

### 3.3.3 Modélisation du lieu de la tension kink

De par la connaissance de l'évolution rigoureuse de la mobilité effective en fonction de la tension de grille, il devient possible d'établir le lieu de la tension kink en utilisant l'équation 3.9 donnée ci-dessus. Ainsi, la figure 3.21 représente à titre comparatif les évolutions mesurées et modélisées de la tension kink intrinsèque en fonction de la polarisation de grille.

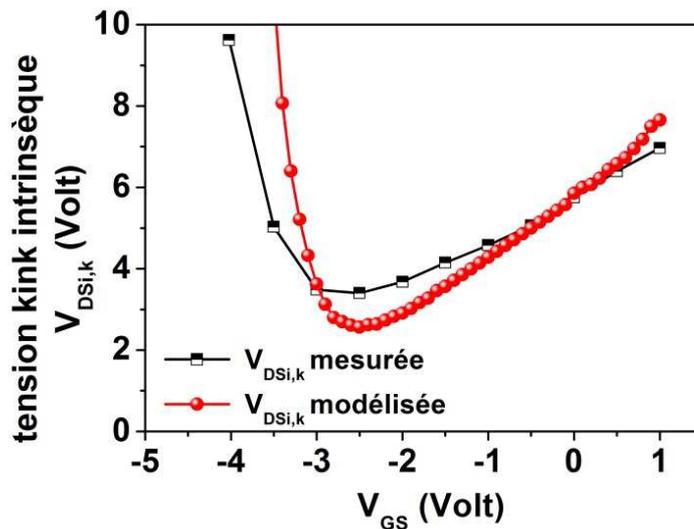


Figure 3.21: Lieu de la tension de kink intrinsèque en fonction de la tension de grille

Une concordance optimale avec les valeurs mesurées est obtenue à travers l'utilisation dans la modélisation des valeurs suivantes :  $v_{sat} = 1.1 \cdot 10^5 \text{ m.s}^{-1}$ ,  $m^* = 0.2m_0$ ,  $L_{g,eff} = 120 \text{ nm}$  et  $E_t = 60.1 \text{ meV}$ . Il convient de souligner que les valeurs de la vitesse de saturation ( $v_{sat}$ ) et de la masse effective ( $m^*$ ) sont celles reportées dans la littérature pour le GaN. Le raisonnement ainsi conduit a permis de mettre en exergue un niveau de pièges situé à 60.1 meV en-dessous de la bande de conduction, responsable de l'apparition de l'effet kink. La valeur du niveau d'énergie démontre ainsi la validité de l'hypothèse liminaire : la présence de l'effet kink est engendrée par la présence d'un niveau d'énergie peu profond. De plus, il est reporté dans la littérature que la valeur du niveau d'énergie déterminé correspond à des pièges relatifs à des lacunes d'azote [15]. Il s'avère intéressant de calculer la section efficace de capture  $\sigma_n$  des pièges en question à travers le modèle de génération-recombinaison de Shockley-Read-Hall [11] (équation 3.16).

$$\sigma_n = \left( v_{th} \tau N_c e^{-\frac{E_t}{k_b T}} \right)^{-1} \quad (3.16)$$

Où  $\tau$  correspond à la constante de temps caractéristique associée au phénomène de capture des électrons,  $N_c$  la densité d'états de la bande de conduction du GaN,  $T$  la température and  $v_{th}$  la vitesse thermique des électrons. En considérant, une constante de temps de l'ordre de  $1 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ , il vient une section efficace de capture de l'ordre de  $2.3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ .

#### 4 Spectroscopie d'impédance dans les hétérostructures InAlN/GaN

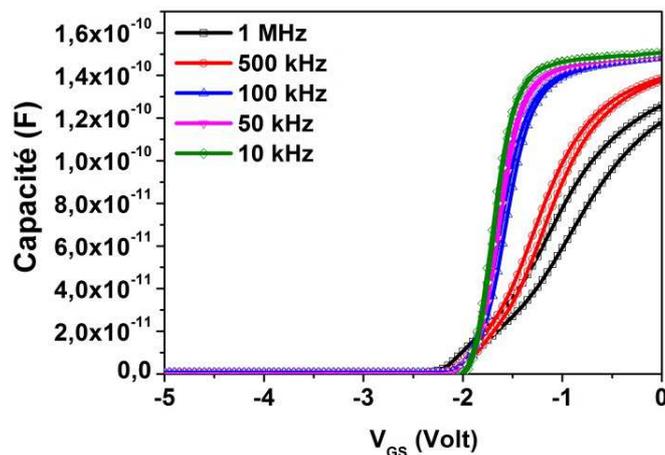
Une autre approche pour sonder les différents types de défauts structuraux dans l'hétérostructure T2515 étudiée précédemment, consiste à opérer des études de spectroscopie de capacité et de conductance permettant de mettre en exergue les densités de défauts électriquement actifs dans l'hétérostructure.

##### 4.1 Mesure de capacités

Des études de spectroscopie de capacité ont permis de mettre en évidence les importantes densités de défauts électriquement actifs dans l'échantillon InAlN/GaN (T2515). Des motifs conçus à ce titre (jonctions Schottky circulaire) ont ainsi été caractérisés. La

figure 3.22 présente les évolutions  $C(V)$  mesurées sur cet échantillon pour des fréquences évoluant entre 10 kHz et 1 MHz.

Les mesures ont été réalisées en appliquant d'abord une tension de grille croissante (0 V à -5 V) puis une tension de grille décroissante (-5 V à 0 V). Ces analyses permettent typiquement de mettre en évidence les phénomènes de dispersion dus aux défauts d'interfaces, en particulier pour des fréquences de 1MHz et 1kHz. Il apparaît un affaissement de la caractéristique  $C(V)$  en accumulation de même qu'un effet d'hystérésis notable pour des fréquences d'excitation proche de 1 MHz. Cet effet est classiquement imputé à la présence de charges mobiles dans la barrière. Par ailleurs, la tension de pincement ne varie que faiblement lorsque l'on observe la dépendance en tension de la capacité pour des fréquences inférieures à 100 kHz ; mais une forte variation apparaît dès lors que la fréquence du stimulus excède 500 kHz. Des phénomènes liés à la présence de « pièges rapides » semblent être à l'origine d'un tel comportement ; ceci corrobore en partie l'analyse effectuée relative à la modélisation de l'effet kink, pour laquelle des défauts peu profonds et électriquement actifs à haute fréquence ont pu être mis en exergue. Il est probable que des défauts spatialement situés dans la barrière d'InAlN soient à l'origine des dispersions observées. Pour corroborer ces constatations, des mesures de densités d'états d'interface sont proposées dans la suite afin de quantifier la densité d'états d'interface associée aux pièges.

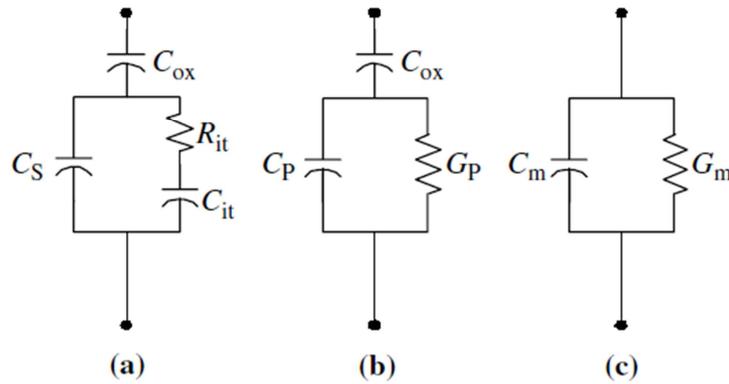


**Figure 3.22** : Caractéristiques  $C(V_{GS})$  pour différentes fréquences de l'échantillon T2515 obtenue avec une jonction Schottky circulaire de diamètre 100  $\mu\text{m}$

## 4.2 Méthode de la conductance

La méthode de la conductance proposée par Nicollian et Goetzberger [16] en 1967 est une des méthodes permettant de caractériser les états d'interface et en particulier d'extraire la

densité d'états d'interface  $D_{it}$  et la section efficace de capture des porteurs piégés par les états d'interface donnant aussi des informations sur les fluctuations du potentiel de surface. La précision de cette méthode permet de mesurer des valeurs de  $D_{it}$  inférieures à  $10^9 \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ . Cette démarche repose sur la mesure de la conductance parallèle équivalente  $G_p$  d'une structure de type capacité MOS (*Metal Oxide Semiconductor*) en fonction de la fréquence et de la tension  $V_{GS}$  appliquée au niveau de la grille. La conductance est ainsi associée aux mécanismes de capture et d'émission des porteurs par les pièges aux interfaces [11]. En effet, ces processus induisent des changements mesurables sur la caractéristique de la conductance correspondant ainsi à la signature des états d'interface. Dans le cas des HEMTs, les éléments de capacité MOS à savoir le métal, l'oxyde et le semiconducteur peuvent être assimilés respectivement au contact métallique, à la barrière et au buffer de GaN. Le schéma équivalent simplifié de la capacité MOS est représenté sur la figure 3.23 (a).



**Figure 3.23** : (a) Schéma d'une structure MOS avec la constante de temps caractéristique ( $\tau_{it} = R_{it}C_{it}$ ), (b) schéma équivalent du circuit (a), (c) circuit équivalent de la mesure de conductance parallèle

Il consiste en une capacité associée à l'oxyde  $C_{ox}$ , une capacité du semiconducteur  $C_s$  et une capacité d'état d'interface  $C_{it}$ . Les pertes d'énergies dues aux mécanismes de capture et d'émission des porteurs sont représentées par la résistance  $R_{it}$ . Il convient de remplacer le schéma équivalent représenté sur la figure 3.23 (a) par celui de la figure 3.23 (b) où les éléments  $C_p$  et  $G_p$  sont donnés suivant les équations (3.17) et (3.18) :

$$C_p = C_s + \frac{C_{it}}{1 + (\omega\tau_{it})^2} \quad (3.17)$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{q\omega\tau_{it}D_{it}}{1 + (\omega\tau_{it})^2} \quad (3.18)$$

Avec  $C_{it} = qD_{it}$ ,  $\omega = 2\pi f$  et  $\tau_{it} = R_{it}C_{it}$  la constante de temps des états d'interface. De plus, les équations 3.17 et 3.18 citées ci-dessus sont valables seulement dans le cas d'un défaut ponctuel c'est-à-dire un défaut qui porte sur un seul site cristallographique. Au contraire, dans le cas d'un continuum d'énergie, les expressions de  $C_p$  et  $G_p$  se mettent sous la forme suivante :

$$C_p = C_s + \frac{C_{it}}{\omega\tau_{it}\tan(\omega\tau_{it})} \quad (3.19)$$

$$\frac{G_p}{\omega} = \frac{qD_{it}}{2\omega\tau_{it}} \ln(1 + (\omega\tau_{it})^2) \quad (3.20)$$

Les mesures sont réalisées grâce à un capacimètre qui assimile le circuit de la figure 3.23 (c) comme étant celui de la structure MOS mesurée avec une capacité et conductance équivalentes. Par suite, il est possible de déterminer  $C_p$  et  $G_p$  à travers les valeurs de  $C_m$  et  $G_m$  mesurées [11]. La conductance est mesurée en fonction de la fréquence et il est ainsi de mise de tracer la variation de  $G_p/\omega$  en fonction de  $\omega$  ou  $f$ . Celle-ci passe par un maximum en  $\omega = 1/\tau_{it}$  correspondant à la fréquence radiale de réponse des pièges. Par conséquent, une résolution mathématique élémentaire conduit à la détermination de la densité d'états d'interface, soit  $D_{it} = 2.9 G_p/q\omega$ . La figure 3.24 décrit la caractéristique G-V de la structure T2515 considérée en présence d'états d'interface. L'extraction des quantités de défauts a été opérée à partir des évolutions fréquentielles de la conductance parallèle. Le modèle utilisant un continuum d'états a été appliqué et révèle une bonne concordance avec les données expérimentales comme l'atteste l'adéquation des courbes en traits continus (modèle) et celles en traits continus avec motifs (mesure).

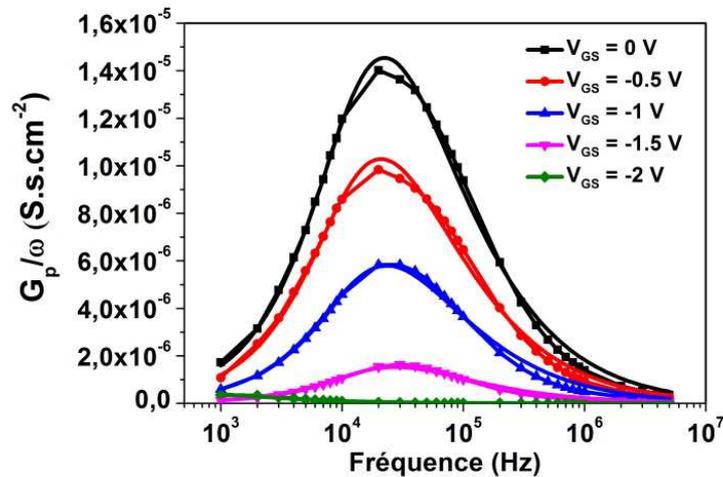


Figure 3.24 :  $G_p/\omega$  en fonction de la fréquence pour différentes polarisations de grille

Aux très basses fréquences, les échanges des porteurs entre les pièges et la bande de conduction s'effectuent à l'équilibre thermodynamique puisque les états d'interface répondent rapidement au signal. Par conséquent, on ne constate aucune perte énergétique et la conductance mesurée est donc faible. N'ayant pas le temps de suivre les évolutions du signal aux hautes fréquences, les états d'interface n'échangent pas de porteurs avec la bande de conduction ce qui génère une très faible conductance. Ainsi, la signature des états de surface intervient particulièrement dans la gamme fréquentielle comprise entre 1 kHz et 1MHz.

Les résultats observés mettent ainsi en jeu des continums de niveaux de pièges qui ont mené à des densités d'états d'interfaces compris entre  $(6.6 \times 10^{12} - 2.25 \times 10^{14}) \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  (figure 3.25), associés à des constantes de temps caractéristiques résumées dans le tableau 3.2.

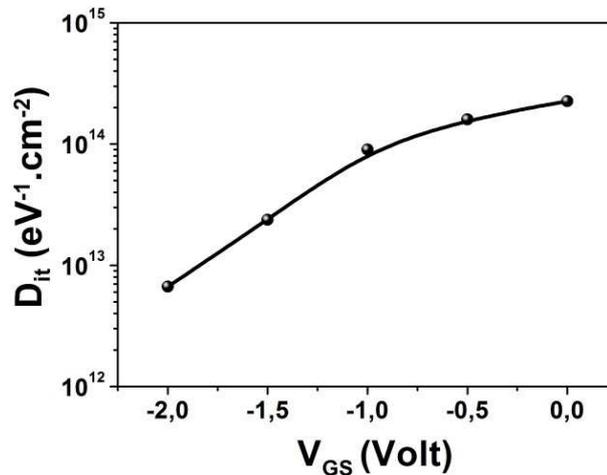


Figure 3.25 : Densité d'états d'interface en fonction de la tension de grille

$V_{GS}$ (Volt)	0	-0.5	-1	-1.5	-2
$\tau_{it}$ ( $\mu\text{s}$ )	14.08	15.03	13.43	11.37	593.51

Tableau 3.2 : Constante de temps caractéristique des pièges pour différentes valeurs de polarisation de grille

Il apparait une variation antagoniste de la densité d'états d'interface et de la constante de temps caractéristique des pièges. En effet, l'augmentation de la tension de grille s'accompagne d'une part de la diminution de la densité d'états d'interface et d'autre part de l'augmentation de la constante de temps caractéristique des pièges. Ce comportement peut être imputé à la détection de défauts surfaciques, dans un premier temps ( $V_{GS}$  proche de 0) dont les caractéristiques en termes de densité et constantes de temps demeurent cohérents

avec l'hypothèse de défauts peu profonds dans le canal. La déplétion du canal se poursuivant avec l'augmentation de  $V_{GS}$ , la spectroscopie met davantage en lumière la présence de défauts en volume (buffer) identifiés au travers d'une constante de temps bien plus élevée, et qui pourraient être associés à la présence de centres profonds.

### Partie 3 : Caractérisation des limitations thermiques

Les limitations thermiques, comme soulignées dans le chapitre 1, ont un impact substantiel sur les performances des composants HEMTs et sur leur fiabilité. En particulier, la montée en température du transistor due à la dissipation de puissance génère de l'auto-échauffement. Ceci entraîne la dégradation des propriétés physiques des composants et par voie de conséquence une altération notable des paramètres électriques de ceux-ci. Du point de vue de la représentation électrique du composant, ces effets se traduisent par une variation de certains paramètres en fonction de la température, et donc de la puissance dissipée. On peut notamment citer l'impact important de la température sur la mobilité des porteurs dans le canal 2DEG. En effet, celle-ci diminue fortement en fonction de la température ce qui est essentiellement dû à l'augmentation des perturbations au sein du réseau cristallin et en particulier celles liées aux interactions phonon-électron. Par ailleurs, l'élévation de la température engendre l'accroissement des résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$  due à la dégradation de la résistance carrée. L'augmentation de la température induit aussi une augmentation du courant de grille, le courant de saturation d'une diode augmentant de façon exponentielle avec la température. Le courant de fuite de grille augmente lui aussi, l'émission thermoïonique des porteurs à travers la barrière étant favorisée. Il existe différents moyens (mesures ou simulations) pour évaluer la température d'un composant avec plus ou moins de précision [17], [18], [19]. Certains sont difficiles à mettre en œuvre et donnent souvent des résultats avec une précision difficile à reproduire.

## 5 Extraction de la résistance thermique d'un composant HEMT AlGaN/GaN sur substrat Si(111) HR

### 5.1 Présentation de l'hétérostructure

Pour comprendre et quantifier le phénomène d'auto-échauffement, il est proposé dans l'étude suivante une comparaison entre deux méthodes de caractérisation thermique d'un composant HEMT dont la structure épitaxiale est représentée sur la figure 3.26. Le procédé technologique utilisé dans la fabrication de ce composant correspond à celui présenté dans le chapitre 2.

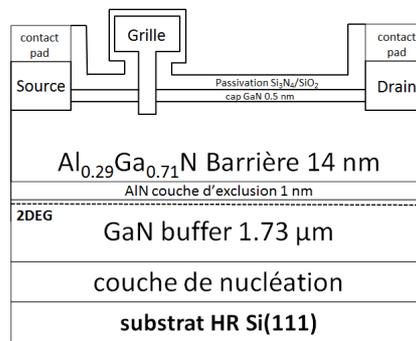


Figure 3.26: Description de la structure HEMT caractérisée

Les propriétés de transports relatives à la structure épitaxiale étudiée à température ambiante sont résumées dans le tableau 3.3 ci-dessous.

$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$\mu$ (cm <sup>2</sup> /V.s)	$R_C$ (Ω.mm)	$R_{\square}$ (Ω/□)
$1.34 \times 10^{13}$	1850	0.26	450

Tableau 3.3 : Propriétés de transport de l'hétérostructure

### 5.2 Mesure par caméra infra-rouge

Cette première méthode de caractérisation thermique du composant HEMT repose sur l'utilisation d'un système de mesures mettant en œuvre une caméra infra-rouge (IR). Celle-ci permet d'établir un profil de température à la surface du composant considéré. Le principe de la mesure est basé sur la variation de l'émissivité avec la température, c'est-à-dire la capacité de la surface à émettre et à absorber l'énergie radiative. Une calibration préliminaire basée sur l'émissivité du corps noir est nécessaire afin d'évaluer rigoureusement la température à la surface du composant. La station de mesure est constituée d'une caméra IR (QFI MWIR-512)

utilisant un détecteur InSb refroidi par azote liquide afin de réduire le bruit thermique (figure 3.27). Une caméra IR est définie par sa résolution spatiale c'est-à-dire le plus petit élément visible par ce dernier. Celui dont nous disposons à l'IEMN a une résolution spatiale de l'ordre de  $2\mu m \times 2\mu m$ .

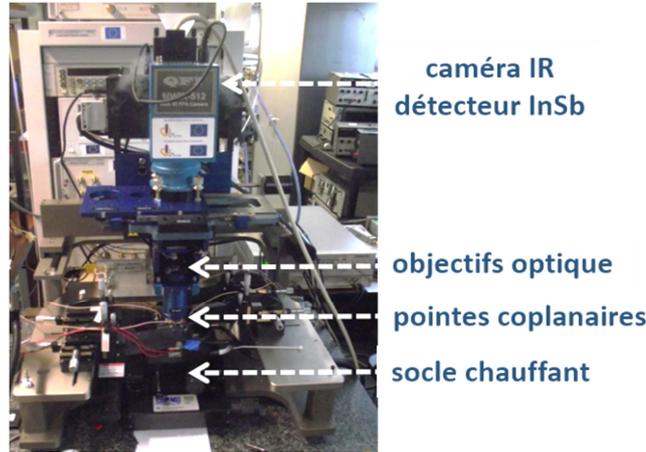


Figure 3.27 : Photographie du banc de mesure par caméra IR

Outre la détermination de la température, les mesures de caméra IR permettent de déduire la valeur de la résistance thermique du composant défini selon la relation suivante :

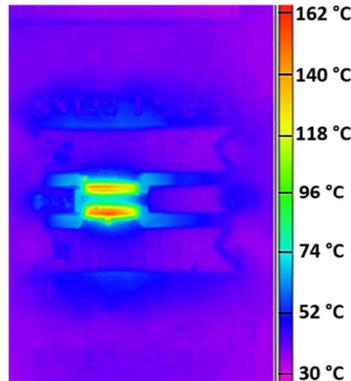
$$T(P) = P \cdot R_{th}(T(P)) + T_A \quad (3.21)$$

Avec  $T$  la température,  $T_A$  la température ambiante,  $P$  la puissance dissipée et  $R_{th}$  la résistance thermique. Par conséquent, on peut définir la résistance thermique comme étant un rapport entre une variation de température et une variation de puissance dissipée (équation 3.22).

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{\Delta P} \quad (3.22)$$

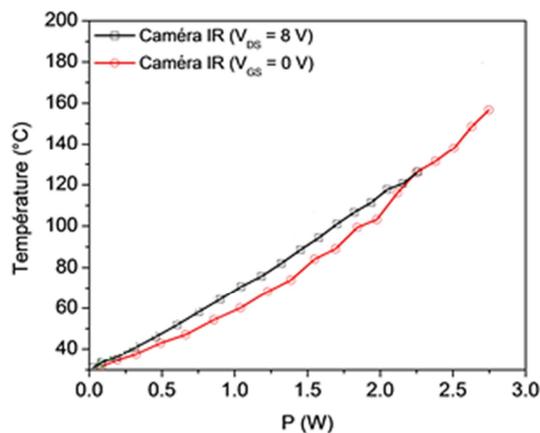
La procédure de mesure repose sur l'extraction de la température maximale du point chaud observée par la caméra thermique pour différentes puissances dissipées. Cette routine de mesure a démontré des résultats cohérents dans le cadre de travaux menés au sein de notre groupe de recherche [20]. La figure 3.28 montre une cartographie thermique du composant étudié avec une topologie  $2 \times 150 \times 0.1 \mu m^2$ . La génération de chaleur est maximale dans le canal 2DEG en sortie de grille ce qui est une conséquence du maximum de pic de champ électrique et en conséquence de l'énergie maximale des porteurs à cet endroit. La température

est ainsi maximale et s'évacue essentiellement par mécanisme de conduction dans les couches inférieures.



**Figure 3.28 :** Image IR d'un HEMT  $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$  obtenue au point de polarisation ( $V_{GS} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{DS} = 8 \text{ V}$ )

La figure 3.29 décrit l'évolution de la température en fonction de la puissance dissipée. Les mesures ont été réalisées en utilisant deux séries de couples de points de polarisations ( $V_{GS}$ ;  $V_{DS}$ ): variation de  $V_{GS}$  de  $-3.6 \text{ V}$  à  $0 \text{ V}$  à  $V_{DS} = 8 \text{ V}$  et variation de  $V_{DS}$  de  $2.5 \text{ V}$  à  $18.75 \text{ V}$  à  $V_{GS} = 0 \text{ V}$ . Pour une variation de  $V_{GS}$ , une relation de linéarité avec un facteur de corrélation de 0.995 est extraite entre la température et la puissance dissipée pour une variation de  $V_{GS}$  avec un facteur de proportionnalité de  $41 \text{ K/W}$  correspondant à la résistance thermique du transistor  $R_{th}$ . Dans le cas d'une variation de  $V_{DS}$ , il est impossible de corrélérer température et puissance dissipée selon une loi linéaire. Ceci est attribué à la modification de la topologie du champ en terme d'étalement longitudinal en sortie de drain avec l'augmentation de  $V_{DS}$ , causant ainsi une répartition différente du flux de chaleur et modifiant en conséquence la dissipation thermique. Pour l'échantillon considéré, une température maximale de  $155^\circ\text{C}$  est relevée pour une puissance dissipée  $P = 2.75 \text{ W}$ .



**Figure 3.29:** Valeurs de température selon la puissance dissipée pour un HEMT  $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$

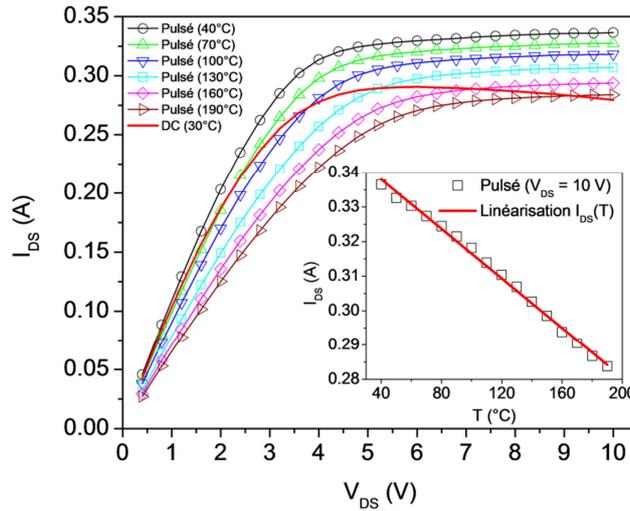
### 5.3 Caractérisation thermique par comparaison de mesures $I_D(V_{DS})$ en régime DC continu/pulsé

La seconde démarche de détermination de la résistance thermique repose sur la mise en œuvre de la méthode de coïncidences [21]. Elle permet l'évaluation de la température du transistor à travers la comparaison entre deux mesures de la caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  ; l'une réalisée en régime quasi-statique à température ambiante et l'autre en régime pulsé à une haute température avec une largeur d'impulsions la plus faible possible.

L'hypothèse est faite que, pour la mesure en régime pulsé, le temps de polarisation nécessaire à la mesure soit suffisamment faible en comparaison de la constante de temps associée à la capacité thermique du composant afin de ne pas engendrer un auto-échauffement significatif. Ainsi, pour un point de repos au pincement « froid » dont le courant de drain  $I_D$  associé est négligeable et donc pour lequel la puissance dissipée est considérée nulle, la température du dispositif est alors égale à la température ambiante  $T_A$ . Celle-ci permet de contrôler la température du transistor en fonctionnement pulsé. La corrélation entre le réseau statique continu  $I_D(V_{DS})$  et ceux obtenus en régime pulsé avec un tel contrôle de la température permet de retrouver la température du transistor en fonctionnement continu.

Dans le cas des HEMTs GaN, les effets de pièges, particulièrement l'effet relatif au gate-lag, requièrent que la procédure soit conduite à canal ouvert. Aussi, le point de repos utilisé est ( $V_{GSQ} = 0$  V,  $V_{DSQ} = 0$  V) pour des points de mesure à  $V_{GS} = 0$  V et  $V_{DS}$  variables. Cette étude utilise un socle chauffant afin de faire varier précisément la température ambiante de 30°C jusqu'à 190°C alors qu'un banc de mesure permet de réaliser des mesures pulsées d'une durée de 500 ns associées à des temps de montée et de descente de 100 ns chacun. Le point de repos est maintenu pendant une durée de 10  $\mu$ s, soit un rapport cyclique de 5%.

La figure 3.30 montre la mesure de la caractéristique statique  $I_D(V_{DS})$  en régime continu et en régime pulsé pour des points de polarisations à  $V_{GS} = 0$  V et  $V_{DS}$  variant de 0.5 V à 10 V par pas de 0.5 V. L'encadré de la figure 3.30 montre la mesure de  $I_{DS}$  mesurée en régime pulsé pour ( $V_{GS} = 0$  V,  $V_{GS} = 10$  V) selon la température ambiante  $T_A$ . Une réduction significative du courant est alors observée. Une régression linéaire est alors établie avec un coefficient directeur de 0.35 mA/K. Une valeur maximale de température de 182°C est atteinte à  $P = 2.8$  W. Une régression linéaire indique un coefficient directeur (équivalent à  $R_{th}$ ) de 53 K/W.



**Figure 3.30 :** Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  mesurée à  $V_{GS} = 0$  V en régime continu et en régime pulsé à plusieurs températures ambiante  $T_A$ . En encadré : diminution de  $I_D$  avec la température ambiante à ( $V_{GS} = 0$  V,  $V_{DS} = 10$  V)

#### 5.4 Analyse des mesures de résistances thermiques

La caractérisation des limitations thermiques des transistors HEMTs a ainsi été conduite en utilisant la méthode par caméra IR et la méthode des coïncidences. Celles-ci ont permis de quantifier la résistance thermique qui reste un paramètre fondamental pour la modélisation des composants. Le tableau 3.4 ci-dessous résume ainsi la résistance thermique quantifiée à travers ces deux méthodes.

Technique de caractérisation	Caméra IR	Coïncidences
Résistance thermique (K/W)	41	53

**Tableau 3.4 :** Récapitulatif des mesures de résistances thermiques

Il apparaît ainsi des valeurs de résistances thermiques équivalentes avec pour autant une valeur 25% supérieure dans le cas de la mesure avec la méthode des coïncidences. Les résultats obtenus au travers de ces deux techniques de mesures sont en partie discutables. Concernant la mesure par caméra infrarouge, celle-ci est susceptible de sous-estimer de façon importante la température du point chaud. Le point chaud étant localisé sur une surface (en sortie de grille) inférieure à la résolution spatiale de la caméra IR, la précision de la mesure de la température en est directement impactée. Par ailleurs, cette méthode de mesure reposant sur les propriétés d'émissivité des matériaux investigués, il apparaît plausible que le rayonnement recueilli par le capteur provienne en partie du substrat de silicium (dont le coefficient

d'émissivité est supérieur à celui du GaN). La température extraite est ainsi sous-estimée au travers d'une résolution spatiale (2D) limitée, associée aux différences de coefficients d'émissivité qui caractérisent le volume du composant. Toutefois, cette méthode présente l'avantage d'une mesure directe de la température facilitant ainsi l'extraction de la résistance thermique. Quant à la méthode des coïncidences, elle reste également une méthode assez rigoureuse. Néanmoins la mise en œuvre de cette méthode nécessite de chauffer l'échantillon à des fortes températures pouvant engendrer des dysfonctionnements au sein du dispositif de mesure. Par ailleurs, des caractérisations du type « basses fréquences » (spectroscopie d'impédance) ont permis d'extraire quantitativement la valeur de la capacité thermique associée à la structure. Un processus de retro-simulation a démontré qu'un auto-échauffement non négligeable prenait place durant les caractérisations en régime pulsé. Il s'ensuit que les valeurs de températures extraites par le biais de cette méthode électrique sont à nouveau sous-estimées (de même que la résistance thermique associée) ; une différence de l'ordre de 30% a été estimée au travers des différents travaux de modélisation et mesures.

## **6 Conclusion du Chapitre 3**

Au cours de ce chapitre, un travail d'investigation sur l'origine des pertes dans les structures MOCVD et MBE a été mené. Il apparaît que les pertes importantes dans les structures MOCVD semblent pouvoir être inhibées par le biais de l'utilisation d'un template en combinant les techniques de croissance MOCVD et MBE.

D'autre part, une analyse approfondie de l'effet kink observé dans les structures InAlN/GaN a été opérée. En particulier, une corrélation entre l'effet kink et la mobilité effective a permis de reproduire analytiquement le lieu de la tension kink. Le raisonnement ainsi conduit a permis de mettre en exergue un niveau de piège situé à 60.1 meV en-dessous de la bande de conduction responsable de l'apparition de l'effet kink. La valeur du niveau d'énergie déterminée correspond ainsi à des pièges relatifs à des lacunes d'azote.

Les limitations thermiques des composants HEMTs étant un sujet primordial, un travail de caractérisation de la résistance thermique par l'intermédiaire de deux techniques a été mené. Pour comprendre et quantifier le phénomène d'auto-échauffement, il a été proposé une comparaison entre deux méthodes de caractérisation thermique : caméra IR et méthode des coïncidences. Les mesures ont permis d'extraire la résistance thermique relative à la structure HEMT étudiée avec des résultats en quasi-adéquation entre les deux méthodes.

## 7 Bibliographie du Chapitre 3

- [1] C. P. Wen, “Coplanar Waveguide: A Surface Strip Transmission Line Suitable for Nonreciprocal Gyromagnetic Device Applications,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 17, no. 12, pp. 1087–1090, Dec. 1969.
- [2] A. Cutivet, “Caractérisation et modélisation de dispositifs GaN pour la conception de circuits de puissance hyperfréquence,” Université de Lille 1, 2015.
- [3] D. Zhu, D. J. Wallis, and C. J. Humphreys, “Prospects of III-nitride optoelectronics grown on Si,” *Rep. Prog. Phys.*, vol. 76, no. 10, p. 106501, 2013.
- [4] F. Medjdoub, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, E. Feltin, M. A. Py, D. Ducatteau, C. Gaquiere, N. Grandjean, and E. Kohn, “Can InAlN/GaN be an alternative to high power / high temperature AlGaIn/GaN devices?,” in *Electron Devices Meeting, 2006. IEDM '06. International*, 2006, pp. 1–4.
- [5] W. Kruppa and J. B. Boos, “Examination of the kink effect in InAlAs/InGaAs/InP HEMTs using sinusoidal and transient excitation,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 42, no. 10, pp. 1717–1723, Oct. 1995.
- [6] A. N. Ernst, M. H. Somerville, and J. A. del Alamo, “Dynamics of the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs,” in *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, 1997*, 1997, pp. 353–356.
- [7] T. Akazaki, H. Takayanagi, and T. Enoki, “Kink effect in an InAs inserted-channel InAlAs/InGaAs inverted HEMT at low temperature,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 378–380, Jul. 1996.
- [8] G. Meneghesso, F. Zanon, M. J. Uren, and E. Zanoni, “Anomalous Kink Effect in GaN High Electron Mobility Transistors,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 30, no. 2, pp. 100–102, Feb. 2009.
- [9] M. Sarajlić and R. Ramović, “On the relationship between effective electron mobility and kink effect for short-channel pd soi nmos devices,” *Int. J. Mod. Phys. B*, vol. 22, no. 16, pp. 2599–2610, Jun. 2008.
- [10] R. E. Thomas, “Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field,” *Proc. IEEE*, vol. 55, no. 12, pp. 2192–2193, Dec. 1967.
- [11] D.K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*, Third Edition. Hoboken, New Jersey: Published by JohnWiley & Sons, Inc., 2006.
- [12] S. Y. Chou and D. A. Antoniadis, “Relationship between measured and intrinsic transconductances of FET’s,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 34, no. 2, pp. 448–450, Feb. 1987.
- [13] U. Radhakrishna, L. Wei, D.-S. Lee, T. Palacios, and D. Antoniadis, “Physics-based GaN HEMT transport and charge model: Experimental verification and performance projection,” in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International*, 2012, pp. 13.6.1–13.6.4.
- [14] M. A. Negara, D. Veksler, J. Huang, G. Ghibaudo, P. K. Hurley, G. Bersuker, N. Goel, and P. Kirsch, “Analysis of effective mobility and hall effect mobility in high-k based In<sub>0.75</sub>Ga<sub>0.25</sub>As metal-oxide-semiconductor high-electron-mobility transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 23, p. 232101, Dec. 2011.
- [15] Michael E. Levinshstein, Sergey L. Rumyantsev, and Michael S. Shur, *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, Wiley, 2001.
- [16] E. H. Nicollian and A. Goetzberger, “The Si-SiO<sub>2</sub> Interface — Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 46, no. 6, pp. 1055–1133, Jul. 1967.

- [17] M. Kuball, G. J. Riedel, J. W. Pomeroy, A. Sarua, M. J. Uren, T. Martin, K. P. Hilton, J. O. Maclean, and D. J. Wallis, "Time-Resolved Temperature Measurement of AlGaN/GaN Electronic Devices Using Micro-Raman Spectroscopy," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 28, no. 2, pp. 86–89, Feb. 2007.
- [18] A. Mustafa, S. Raphael, C. Guillaume, J.-P. Teyssier, and Q. Raymond, "Understanding parasitic effects to improve the  $3\omega$  measurement of GaN HEMTs thermal impedance," in *2014 IEEE Intersociety Conference on Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems (ITherm)*, 2014, pp. 942–946.
- [19] K. Maize, E. Heller, D. Dorsey, and A. Shakouri, "Fast transient thermorefectance CCD imaging of pulsed self-heating in AlGaN/GaN power transistors," in *Reliability Physics Symposium (IRPS), 2013 IEEE International*, 2013, p. CD.2.1–CD.2.3.
- [20] X. Tang, M. Rousseau, N. Defrance, V. Hoel, A. Soltani, R. Langer, and J.-C. De Jaeger, "Thermal behavior analysis of GaN based epi-material on different substrates by means of a physical–thermal model," *Phys. Status Solidi A*, vol. 207, no. 8, pp. 1820–1826, Aug. 2010.
- [21] C. Florian, A. Santarelli, R. Cignani, and F. Filicori, "Characterization of the Nonlinear Thermal Resistance and Pulsed Thermal Dynamic Behavior of AlGaN/GaN HEMTs on SiC," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 61, no. 5, pp. 1879–1891, May 2013.

---

# **Chapitre 4 - Caractérisations statique et hyperfréquence des composants HEMTs**



# **Chapitre 4 - Caractérisations statique et hyperfréquence des composants HEMTs**

L'objet de ce dernier chapitre est la caractérisation approfondie des dispositifs HEMTs. Une attention particulière est portée sur l'analyse des paramètres clés en termes de montée en fréquence et a fortiori en termes de puissances hyperfréquence.

Dans un premier temps, une description détaillée des paramètres relatifs à la compréhension du fonctionnement des composants HEMTs sera présentée. Ces paramètres serviront essentiellement à l'exploitation des caractéristiques en régimes statique et hyperfréquence des dispositifs. De plus, une représentation des phénomènes physiques propres aux transistors sera explicitée à travers un schéma équivalent dont chaque élément est défini par une fonction propre dans la structure du composant.

La seconde partie de ce chapitre porte sur la caractérisation de composants HEMTs à faible longueur de grille utilisant les technologies InAlN/GaN sur substrat Si(111), InAlN/GaN sur substrat SiC et AlGaN/GaN sur substrat Si(111). Une attention particulière sera portée sur le comportement des dispositifs en régime statique et impulsionnel ainsi qu'en régime hyperfréquence. À ce titre, une présentation des résultats obtenus par l'intermédiaire des mesures de puissance hyperfréquence sera mise en exergue.

## Partie 1 : Généralités sur les caractéristiques électriques des HEMTs

Cette partie est consacrée à la présentation des paramètres électriques nécessaires à la compréhension du fonctionnement des composants HEMTs. Comme souligné dans les chapitres précédents, les transistors à haute mobilité électronique sont des transistors à effet de champ (*FET : Field Effect Transistor*) caractérisés par une structure horizontale. Ils sont constitués de contacts ohmiques assurant la circulation des électrons depuis l'électrode de source jusqu'à celle de drain. Entre-deux se situe l'électrode de grille, en l'occurrence un contact Schottky (contact redresseur), permettant la modulation de la densité de porteurs dans la zone située sous le contact de grille. Dans le cadre de ce travail, les composants fabriqués sont de type « *normally on* ». Autrement dit, en l'absence d'une tension de grille  $V_{GS}$ , la circulation d'un courant d'électron depuis la source jusqu'au drain est possible sitôt qu'une différence de potentiel  $V_{DS}$  est appliquée. À contrario, l'application d'une tension  $V_{GS} \leq 0$  entraîne le rehaussement de la bande de conduction et par conséquent la désertion du canal. On note ainsi  $V_p$  la tension de pincement correspondant à la tension de grille pour laquelle les électrons ont localement désertés le gaz 2D (conduisant à l'impossibilité de développer un courant au sein de la structure).

### 1 Les grandeurs électriques en régime statique

La caractérisation des composants en régime statique donne un aperçu assez représentatif de leurs performances. Dans le cas des transistors à effet de champ et en particulier des dispositifs HEMTs, la caractéristique  $I_D$ - $V_{DS}$  apporte plusieurs informations primordiales relatives au transistor étudié. La figure 4.1 représente la caractéristique  $I_D$ - $V_{DS}$  idéale d'un transistor HEMT.

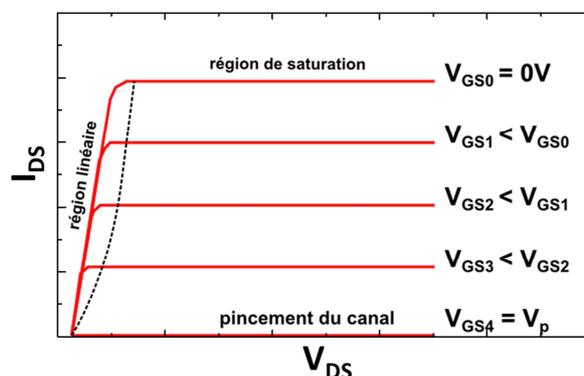


Figure 4.1 : Caractéristique  $I_D$ - $V_{DS}$  d'un composant HEMT idéal

Il apparait ainsi deux régions de fonctionnement : la région linéaire et la zone de saturation. La modélisation du courant de drain associée peut s'exprimer sous la forme :

$$I_D = q \cdot n_s(V_{GS}) \cdot v_d(E) \cdot W \quad (4.1)$$

Avec  $v_d(E)$  la vitesse de dérive des électrons, fonction du champ électrique  $E$ ,  $n_s(V_{GS})$  la densité d'électrons par unité de surface dans le gaz 2D et  $W$  le développement du transistor. La vitesse de dérive peut être décrite au travers du modèle de mobilité non-linéaire de Canali [1] où  $\mu$  est la mobilité électronique à bas champ et  $v_{sat}$  la vitesse de saturation des électrons (équation 4.2) :

$$v_d(E) = \frac{\mu \cdot E}{\sqrt{1 + \left(\frac{\mu \cdot E}{v_{sat}}\right)^2}} \quad (4.2)$$

En notant  $R_D$  et  $R_S$  les résistances des contacts ohmiques respectivement au niveau du drain et de la source, le courant  $I_D$  s'exprime selon (équation 4.3) pour de faibles tensions (région linéaire) et selon (équation 4.4) pour des tensions résultant dans la saturation de la vitesse de dérive (région de saturation).

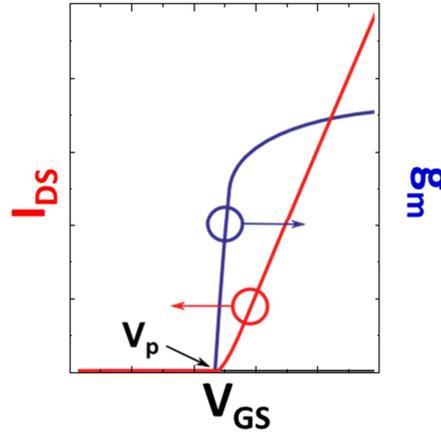
$$I_{D,lin} \approx V_{DS} \frac{q \cdot \mu \cdot n_s(V_{GS}) \cdot W}{L_g + q \cdot \mu \cdot n_s(V_{GS}) \cdot W (R_D + R_S)} \quad (4.3)$$

$$I_{D,sat} = q \cdot n_s(V_{GS}) \cdot v_{sat} \cdot W \quad (4.4)$$

Outre la caractéristique  $I_D$ - $V_{DS}$ , il peut être utile d'exploiter les caractéristiques  $I_D$ - $V_{GS}$  (caractéristiques de transfert) pour estimer les performances des transistors. L'allure typique d'une caractéristique de transfert, usuellement représentée en zone de saturation, est disponible via la figure 4.2. Pour un transistor idéal, non impacté par les effets de canal court, la caractéristique de transfert est supposée reproductible quelle que soit la tension  $V_{DS}$  choisie en zone de saturation.

Un autre paramètre à prendre en considération est la transconductance  $g_m$ , élément fondamental du processus d'amplification. Elle caractérise la capacité de la grille à moduler la densité de porteurs située sous le contact Schottky et s'exprime analytiquement comme le rapport entre les variations du courant  $I_D$  et de la tension  $V_{GS}$  pour une tension  $V_{DS}$  constante.

$$g_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=cste} \quad (4.5)$$



**Figure 4.2 :** Caractéristiques  $I_D$ - $V_{GS}$  et transconductance  $g_m$  d'un composant HEMT idéal

La valeur de transconductance maximale  $g_{m,max}$  est une des grandeurs clé permettant de déterminer si les potentialités du transistor en termes de gain seront intéressantes. La valeur intrinsèque de la transconductance maximale, nommée  $g_{m,max,int}$ , s'exprime en zone de saturation sous la forme :

$$g_{m,max,int} = \frac{\varepsilon_{bar} \cdot v_{sat} \cdot W}{t_{bar} + \Delta t} \quad (4.6)$$

Où  $\Delta t$  traduit la délocalisation du gaz 2D par rapport à l'interface entre le canal et la barrière. Par ailleurs, il est possible d'exprimer la transconductance maximale extrinsèque (mesurée),  $g_{m,max,ext}$ , en fonction des paramètres technologiques du transistor et en particulier de la résistance d'accès de source  $R_S$ .

$$g_{m,max,ext} = \frac{g_{m,max,int}}{1 + R_S \cdot g_{m,max,int}} \quad (4.7)$$

Dans le cas des transistors caractérisés tout au long de ces travaux, l'allure de la transconductance s'éloigne sensiblement de la caractéristique théorique (laquelle fait apparaître un plateau en zone de fonctionnement traditionnelle). Plusieurs effets parasites peuvent expliquer un tel comportement, en particulier l'augmentation de la résistance d'accès  $R_S$  en fonction de  $I_D$ , due essentiellement à la non linéarité de la vitesse de dérive dans le GaN et à l'auto-échauffement, engendrant ainsi une décroissance du  $g_m$  [2]. En effet,  $R_S$  est

directement dépendant de la tension de grille  $V_{GS}$ . En régime canal ouvert ou en accumulation, la vitesse de dérive des électrons commence à saturer ou sature dans les zones d'accès grille-drain et grille-source, conséquemment la résistance  $R_s$  augmente et ainsi la transconductance extrinsèque mesurée présente un affaissement.

La réduction de la longueur de grille  $L_g$  s'accompagne de l'apparition d'effets électrostatiques parasites, dits de "canal court", qui perturbent le bon contrôle par la tension  $V_{GS}$  de la conductivité entre source et drain ce qui contribue à la dégradation de la transconductance. À fort champ électrique, la présence d'un pic de champ électrique élevé pour des longueurs de grille submicrométriques permet, en effet, de repousser les électrons dans les zones d'accès de source et de drain et/ou dans le buffer afin d'assurer le pincement du courant de drain. Néanmoins, dans le cas d'un défaut d'isolation du buffer, il apparaît une fuite de charge au travers de la couche tampon, lesquelles se retrouvent collectées par l'électrode de drain. Ce phénomène détériore le contrôle de la grille sur le canal et altère ainsi la tension de pincement. Par ailleurs, les effets de canal court contribuent à l'augmentation de la conductance de sortie  $g_{DS}$  qui s'exprime selon l'équation 4.8 ci-dessous :

$$g_{DS} = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS}=cste} \quad (4.8)$$

Pour remédier aux effets de canal court, il est possible de conserver un rapport d'aspect critique entre la longueur de la grille et l'épaisseur de la barrière ( $L_g/t_{bar}$ ). Le respect de cette quantité améliore le contrôle de la grille sur le canal et réduit considérablement la conductance de sortie du transistor. Le rapport d'aspect est dépendant de la nature de la barrière constituant l'hétérostructure. Le tableau 4.1 ci-dessous résume les valeurs dans le cas d'une barrière AlGaIn ou InAlN en l'absence de back barrière dans l'hétérostructure [3],[4].

Composition de la barrière	AlGaIn	InAlN
Rapport d'aspect $L_g/t_{bar}$	15	25

**Tableau 4.1** : Rapport d'aspect relatif à des barrières AlGaIn et InAlN.

Comme souligné précédemment, à forte polarisation de drain, il apparaît un décalage de la tension de pincement du transistor. La « qualité » du pincement du canal peut être

interprétée à partir de la mesure de la pente sous le seuil  $S$ . Celle-ci est obtenue en représentant le logarithme du courant de drain en fonction de la tension de grille. Par définition, elle correspond à la tension  $V_{GS}$  à appliquer afin de diminuer le courant  $I_D$  d'une décade et est exprimée en général en mV/décade (équation 4.9).

$$S = \ln(10) \cdot \frac{dV_{GS}}{d\ln(I_D)} \quad (4.9)$$

Dans le cas d'un dispositif HEMT idéal, il vient une valeur de l'ordre de 60 mV/décade à une température de 300 K [5]. Toutefois, en présence d'effets de canal court, la valeur de la pente sous le seuil est supérieure à la valeur théorique.

## 2 Caractérisation en régime impulsionnel

La caractérisation en régime impulsionnel consiste à superposer des impulsions de tension aux composantes continues appliquées sur la grille et le drain, généralement écrites  $V_{GS0}$  et  $V_{DS0}$ . Ces deux tensions décrivent l'état du transistor à son point de repos. La largeur des impulsions, de grille comme de drain, est fixée à 500 ns avec des temps de montée et de descente de 100 ns. Ces périodes de montée et de descente ont été choisies de manière à minimiser les pics de courant 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 avoir un plateau permettant une mesure précise du réseau de caractéristiques pulsé. 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 thermique. Dans notre cas, le rapport cyclique est fixé à 0.3 %, ce qui correspond à une période d'environ 167  $\mu$ s. 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 ( $V_{GS0} = 0$  V ;  $V_{DS0} = 0$  V) permet de s'affranchir des effets de dégradation liés à la thermique et ceux dus aux pièges activés par effet de champ. Il sert de référence pour la comparaison des grandeurs électriques avec les points de fonctionnement suivants.

- Le point de polarisation ( $V_{GS0} < V_p$  ;  $V_{DS0} = 0 V$ ) permet de déterminer les dégradations apportées par une modification du potentiel de grille à partir d'une tension bien inférieure à la tension de pincement  $V_p$ . Elles correspondent au phénomène communément appelé gate-lag, qui est lié aux effets des pièges de surface proches de la grille et ce ceux localisés à l'interface sous la grille.

- Le point de polarisation ( $V_{GS0} < V_p$  ;  $V_{DS0}$ ) correspond au point de fonctionnement du transistor pour la mesure de puissance hyperfréquence. 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 appelé drain-lag. Il est communément attribué aux pièges situés sous le canal (buffer, couches de nucléation et substrat).

Quant aux pertes en pourcentage engendrées par les effets liés au gate-lag ( $\alpha_{gate\ lag}$ ) et au drain-lag ( $\alpha_{drain\ lag}$ ), ils sont respectivement obtenus à partir des équations (4.10) et (4.11) suivantes :

$$\alpha_{gate-lag} = \frac{I_{D\ pulsé}(V_{GS0}=0V ; V_{DS0}=0V) - I_{D\ pulsé}(V_{GS0}<V_p ; V_{DS0}=0V)}{I_{D\ pulsé}(V_{GS0}=0V ; V_{DS0}=0V)} \times 100 \quad (4.10)$$

$$\alpha_{drain-lag} = \frac{I_{D\ pulsé}(V_{GS0}<V_p ; V_{DS0}=0V) - I_{D\ pulsé}(V_{GS0}<V_p ; V_{DS0})}{I_{D\ pulsé}(V_{GS0}<V_p ; V_{DS0}=0V)} \times 100 \quad (4.11)$$

Avec  $I_{DS\ pulsé}(V_{GS0}=0V ; V_{DS0}=0V)$ ,  $I_{DS\ pulsé}(V_{GS0}<V_p ; V_{DS0}=0V)$  et  $I_{DS\ pulsé}(V_{GS0}<V_p ; V_{DS0})$  correspondant respectivement à la densité de courant de drain  $I_D$  pour les points de polarisation ( $V_{GS0} = 0 V$  ;  $V_{DS0} = 0 V$ ), ( $V_{GS0} < V_p$  ;  $V_{DS0} = 0 V$ ) et ( $V_{GS0} < V_p$  ;  $V_{DS0}$ ) aux tensions  $V_{GS} = 0 V$  et  $V_{DS}$  correspondant aux maxima de chutes de courant observées. Dans ce but, la tension drain-source  $V_{DS}$  est fixée généralement légèrement en sortie du coude, à l'endroit où la dégradation du courant est la plus importante.

### 3 Les paramètres caractéristiques en régime hyperfréquence

Afin de comprendre l'évolution des propriétés caractéristiques des composants HEMTs en fonction de la fréquence, il est utile d'étudier leur comportement en régime petit signal. On parle de régimes petits signaux lorsque la variation des signaux est suffisamment faible pour que les effets non linéaires soient négligeables. La valeur moyenne autour de laquelle les signaux varient est appelée le point de polarisation. Dans ce cas, il est possible de modéliser le dispositif par un quadripôle linéaire ou par une matrice de paramètres  $S_{ij}$ . Ces paramètres dépendent ainsi du point de polarisation considéré.

#### 3.1 Le schéma équivalent

La modélisation électrique d'un composant HEMT est obtenue à travers l'élaboration d'un schéma équivalent (figure 4.3) où chaque partie « physique » du transistor correspond à un élément localisé.

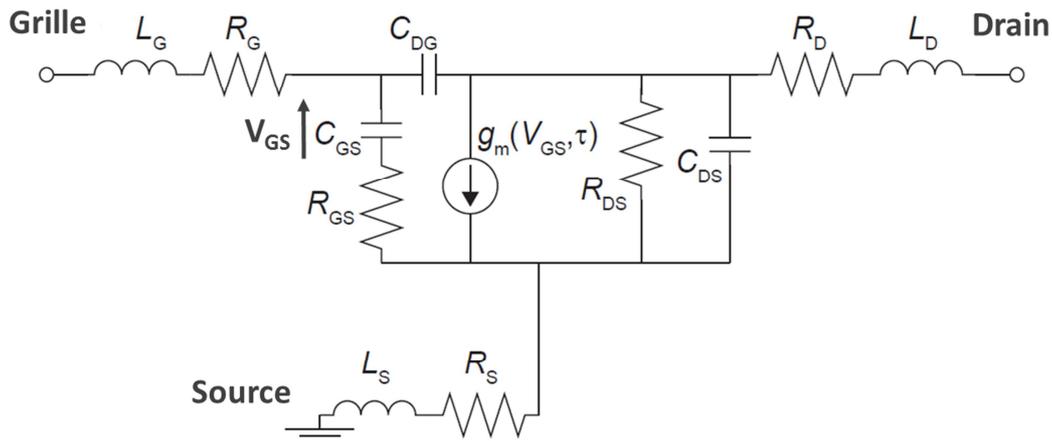


Figure 4.3 : Schéma équivalent petit signal d'un transistor HEMT

La plupart des éléments électriques constitutifs du schéma équivalent ont une origine physique qui décrit en partie le fonctionnement du transistor. À ce titre,  $R_s$  et  $L_s$  sont respectivement la résistance d'accès de source et l'inductance de source. De façon analogue,  $R_D$ ,  $R_G$ ,  $L_D$  et  $L_G$  correspondent aux résistances et inductances des électrodes de drain et de grille. Les éléments  $C_{GS}$ ,  $C_{GD}$  et  $C_{DS}$  représentent respectivement les capacités entre grille-source, grille-drain et drain-source. La conductance de sortie entre source et drain  $g_{DS}$ , comme souligné dans le chapitre 3, décrit les phénomènes de canal court ainsi que les fuites de courant à travers le buffer. Quant à la résistance  $R_{GS}$ , il est difficile de lui attribuer une explication physique intuitive lorsque sont examinés les transistors à hétérojonction. En

général, elle est utilisée en tant que paramètre d'ajustement pour les simulations. Enfin, la transconductance  $g_m$  correspond à l'élément principal du dispositif d'amplification. Notons que certains éléments peuvent être ajoutés afin de décrire plus fidèlement certains effets parasites, notamment liés aux fuites de courant de grille en régime statique. Cela porte alors le nombre d'éléments constitutifs du schéma équivalent à 10 éléments et l'extraction directe par résolution d'un système matriciel de Kramer devient impossible ; il faut alors avoir recours à des routines d'optimisation ou faire appel à des méthodes d'extraction spécifiques.

### 3.2 La fréquence de coupure du gain en courant $F_t$

Un des critères d'évaluation des potentialités du transistor consiste à estimer la fréquence de coupure du gain en courant  $F_t$ . Elle correspond à la fréquence maximale pour laquelle la commande est amplifiée en courant. L'estimation de la valeur maximale de  $F_t$  est couramment réalisée en se plaçant au point de polarisation donnant la transconductance  $g_m$  maximale. Les paramètres  $S_{ij}$  sont alors mesurés et utilisés pour déterminer le paramètre hybride  $H_{21}$  (équation 4.12).

$$H_{21} = \frac{-S_{21}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{21}S_{12}} \quad (4.12)$$

En traçant l'évolution de  $|H_{21}|$ , en dB, en fonction de la fréquence en coordonnées logarithmiques, il apparaît une droite dont l'extrapolation par une pente de -20 dB/dec conduit (pour  $|H_{21}| = 0$  dB) à la fréquence de coupure  $F_t$  extrinsèque. Dans le cas où les éléments parasites du schéma équivalent sont négligés, la fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant s'exprime au premier ordre par l'équation 4.13.

$$F_t = \frac{g_m}{2\pi(C_{GS} + C_{GD})} \quad (4.13)$$

La contribution de la capacité  $C_{GS}$  étant importante devant la capacité  $C_{GD}$  aux points de polarisation considérés pour les applications de puissance (la capacité  $C_{GS}$  intervenant principalement dans la modulation des porteurs sous la grille), l'expression de  $F_t$  au premier ordre peut alors se simplifier (équation 4.14) :

$$F_t = \frac{g_m}{2\pi C_{GS}} \quad (4.14)$$

En notant  $\langle v_{e-} \rangle = L_g/\tau$  avec  $\langle v_{e-} \rangle$  la vitesse moyenne des électrons sous la grille,  $L_g$  la longueur de grille et  $\tau$  le temps de transit des électrons sous la grille et la transconductance  $g_m$  suivant  $g_m = C_{GS}\langle v_{e-} \rangle/L_g$ , il vient :

$$F_t = \frac{1}{2\pi\tau} \quad (4.15)$$

En remplaçant dans l'équation 4.14 donnant  $F_t$ , la transconductance et la capacité  $C_{GS}$  dont les expressions sont décrits ci-dessus et en notant  $v_{sat}$  la vitesse maximale des électrons sous la grille, il vient :

$$F_t = \frac{v_{sat}}{2 \cdot \pi \cdot L_g} \quad (4.16)$$

La vitesse maximale théorique atteignable par les électrons présents sous la grille correspond à la vitesse de saturation dans le GaN, soit  $2.5 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$ . Compte tenu de l'avancement technologique vis-à-vis de la lithographie électronique, il est possible de réaliser des longueurs de grilles de l'ordre de 20 nm [6]. Soit, une fréquence de coupure intrinsèque théorique de 2 THz. Néanmoins, cela n'est pas vérifié en pratique, car différents paramètres sont à l'origine de la limitation de la fréquence de coupure du gain en courant. Premièrement, la vitesse des électrons n'est pas homogène sur toute la longueur de la grille. La vitesse de saturation est atteinte seulement en sortie de grille cotée drain. Par ailleurs, les effets des éléments parasites ne sont pas totalement négligeables, en particulier les capacités parasites et les résistances d'accès. À partir des différents éléments intrinsèques et extrinsèques du schéma équivalent, l'expression de la fréquence de coupure du gain en courant  $F_t$  est régie via l'équation 4.17 [7].

$$F_t = \frac{g_m}{2 \cdot \pi \cdot [(C_{GS} + C_{GD}) \cdot (1 + g_{DS} \cdot (R_S + R_D)) + g_m \cdot C_{GD} \cdot (R_S + R_D)]} \quad (4.17)$$

### 3.3 La fréquence de coupure du gain en puissance $F_{Max}$

La fréquence maximale du gain en puissance  $F_{Max}$  appelée aussi la fréquence maximale d'oscillation est un indicateur capital des performances hyperfréquences des dispositifs HEMTs. Elle correspond à la fréquence maximale pour laquelle la commande est amplifiée en puissance. Contrairement à  $F_t$ , la fréquence de coupure du gain en puissance requiert une détermination demandant une approche plus subtile.

#### 3.3.1 Critère de stabilité

Lorsqu'un transistor est instable, celui-ci entre en oscillation et génère ainsi des signaux parasites, on dit que l'amplificateur est en condition d'instabilité. Ces oscillations ont un impact notable sur les performances des composants, en particulier, en termes de puissance de sortie et de gain. On cherche donc à se placer en condition de stabilité inconditionnelle déterminée au moyen du critère de stabilité de Rollett,  $K$  [8] qui est exprimé suivant l'équation 4.18.

$$K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta S|^2}{2|S_{21}S_{12}|} \quad (4.18)$$

$$\Delta S = S_{11}S_{22} - S_{21}S_{12}$$

Ainsi, lorsque  $K > 1$  et  $|\Delta S| < 1$ , on dit que l'amplificateur se trouve en situation de stabilité inconditionnelle et à condition que  $S_{12}S_{21} \ll 1$ .

#### 3.3.2 Gain maximum disponible (MAG : *Maximum Available Gain*)

Le MAG correspond au maximum de transfert de puissance disponible en sortie dans les conditions d'adaptation optimale en entrée et en sortie. A fortiori, ces conditions sont réalisables lorsque le facteur de stabilité  $K$  est supérieur à l'unité. L'expression du MAG en fonction des paramètres  $S_{ij}$  est donnée ci-dessous :

$$MAG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} (K \pm \sqrt{K^2 - 1}) \quad (4.19)$$

La représentation du MAG en dB en fonction de la fréquence en coordonnées logarithmiques permet par extrapolation avec une droite de -20 dB/dec de déterminer la

fréquence de coupure  $F_{MAG}$  pour  $|MAG| = 0$  dB. La nature du signe est régie suivant la quantité  $B_1 = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta S|^2$ .

$$\text{Si } B_1 > 0 \Rightarrow K - \sqrt{K^2 - 1} \quad (4.20)$$

$$\text{Si } B_1 < 0 \Rightarrow K + \sqrt{K^2 - 1} \quad (4.21)$$

À partir des différents éléments intrinsèques et extrinsèques du schéma équivalent, l'expression de la fréquence maximale d'oscillation ou de la fréquence de coupure du gain en puissance  $F_{Max}$  via le MAG est décrit selon l'équation 4.22 [9].

$$F_{Max,MAG} = \frac{F_t}{2\sqrt{g_{DS}}} \times \frac{1}{\sqrt{(R_S + R_{GS} + R_G) + \pi L_S F_t + \pi F_t \cdot \frac{C_{GD}}{g_{DS}} \cdot (R_S + R_{GS} + 2R_G + 2\pi L_S F_t)}} \quad (4.22)$$

Dans le cas où le facteur de stabilité devient inférieur à l'unité ( $K < 1$ ), le gain maximum disponible ne peut être calculé. On parle alors de gain maximum stable (MSG : *Maximum Stable Gain*) défini par :

$$MSG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \quad (4.23)$$

### 3.3.3 Gain unilatéral (U)

Un dispositif est dit unilatéral si le coefficient de transmission de la sortie vers l'entrée  $S_{12}$  est nul ou négligeable. Cela consiste à réaliser une opération de neutrodynage de façon à inhiber la contre-réaction du système. Le gain correspondant est appelé gain de Mason [10] et s'exprime suivant l'équation 4.24.

$$U = \frac{1}{2} \frac{\left| \frac{S_{21}}{S_{12}} - 1 \right|^2}{K \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| - \text{Re} \left( \frac{S_{21}}{S_{12}} \right)} \quad (4.24)$$

À partir des différents éléments intrinsèques et extrinsèques du schéma équivalent, l'expression de la fréquence de coupure du gain en puissance  $F_{Max}$  via le gain unilatéral de Mason est décrite selon l'équation 4.25 [9].

$$F_{Max,U} = \frac{F_t}{2 \times \sqrt{g_{DS}(R_S + R_{GS} + R_G) + 2\pi F_t C_{GD} R_G}} \quad (4.25)$$

### 3.4 La calibration et la procédure d'épluchage (*de-embedding*)

Les caractéristiques hyperfréquences petit-signal sont évaluées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel Keysight (E8361A) permettant d'analyser les paramètres  $S_{ij}$  dans une gamme de fréquences allant de 250 MHz à 67 GHz. Au préalable, une calibration du système de mesure est nécessaire afin de déterminer les erreurs systématiques grâce à une série de mesures sur une structure d'étalonnage. Dans notre cas, une calibration LRRM (Line-Reflect-Reflect-Match) est ainsi opérée [11]. Ainsi le calibrage a pour rôle de corriger les erreurs introduites par les éléments d'interconnexions entre l'appareil de mesure et l'extrémité des sondes de mesures. Après calibrage, on retrouve le plan de référence au niveau des plots de mesure. À son tour, le de-embedding consistera en l'estimation des contributions résistives et réactives liées à la nature de ces plots, ainsi qu'aux différentes lignes d'interconnexion ; le plan de référence des mesures sera ainsi localisé au niveau du composant intrinsèque que l'on souhaite caractériser. La détermination de ces éléments parasites nécessite des mesures de structures de test spécifiques. Dans notre cas, un de-embedding de type Open-Short est ainsi utilisé (figure 4.4). La capacité du plot d'accès est mesurée sur une structure de test « Open » et est utilisée pour corriger la mesure du DUT. Quant à la structure « Short », elle a pour but de corriger les contributions séries dues aux connexions métalliques entre les plots et le dispositif à mesurer.

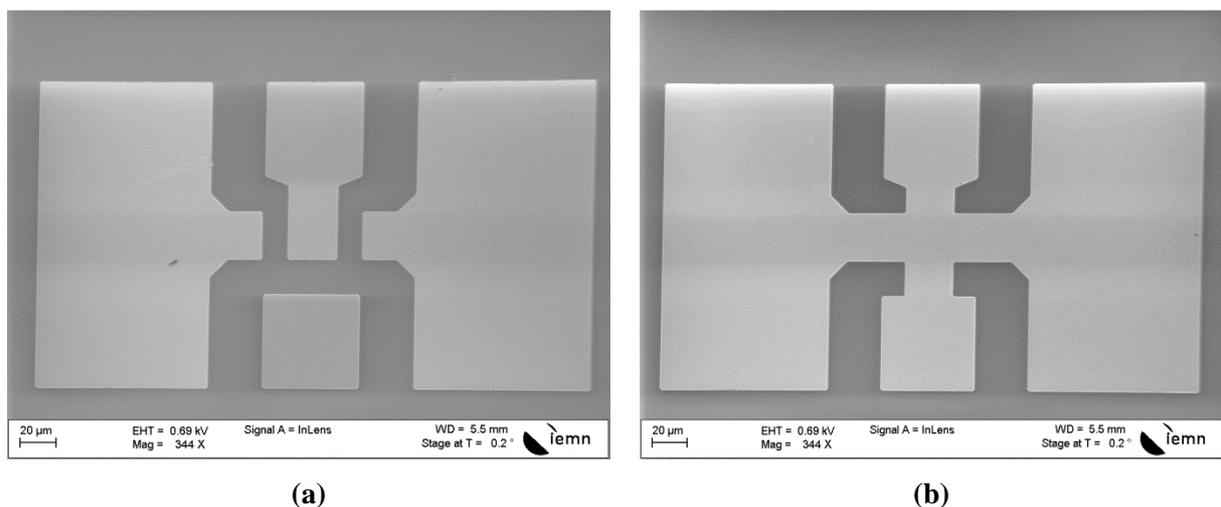


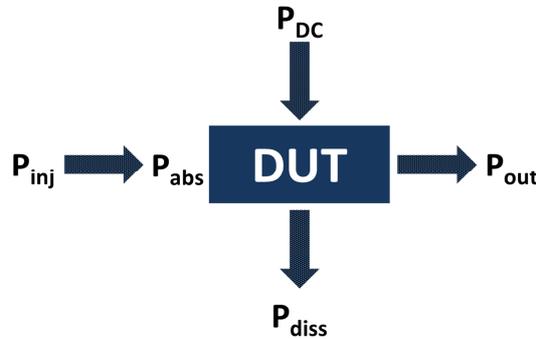
Figure 4.4 : Motifs de de-embedding Open (a) et Short (b)

#### 4 Les paramètres caractéristiques en puissance hyperfréquence

Afin de déterminer les caractéristiques de puissance hyperfréquence du transistor, nous effectuons des mesures à l'aide d'un LSNA (*large-signal network analyzer*) permettant d'injecter en entrée du transistor un signal de puissance dont la fréquence fondamentale peut aller jusqu'à 50 GHz et ainsi déterminer la puissance en sortie. Cet appareil repose sur un échantillonneur rapide permettant de caractériser les formes d'onde dans le domaine temporel en entrée et en sortie du transistor. Le transistor est polarisé à un point de fonctionnement précis caractérisé par les composantes ( $V_{GS0}$  ;  $V_{DS0}$ ). Ce point de polarisation détermine la classe de fonctionnement du transistor. A l'aide d'une charge active, il est possible d'adapter le transistor dans le but de réduire la puissance réfléchie à sa sortie. Dans la configuration du banc de mesures, cette charge optimisée est synthétisée via une source hyperfréquence dont on peut faire varier la puissance et la phase pour simuler un coefficient de réflexion quelconque. La détermination de l'impédance optimale à présenter en sortie du transistor s'effectue à partir de différentes cartographies. Elle correspond sensiblement au paramètre  $S_{22}$  conjugué mesuré au point de polarisation du transistor en régime petit signal. Les cartographies permettent de visualiser l'impédance optimale à présenter au transistor pour obtenir le maximum de gain, de rendement en puissance ajoutée, ou encore de puissance hyperfréquence de sortie. Après détermination de l'impédance optimale, les mesures de puissance hyperfréquence sont réalisées pour différentes puissances injectées à l'entrée, permettant d'obtenir les principales données caractéristiques que sont la densité de puissance en sortie du transistor  $P_{out}$ , le rendement en puissance ajoutée  $PAE$ , le gain en puissance  $G_p$  et le gain transducteur  $G_T$ .

#### 4.1 Grandeurs caractéristiques de la mesure de puissance hyperfréquence

Cette partie porte sur la présentation des différentes grandeurs caractéristiques de la mesure de puissance hyperfréquence. La figure 4.5 représente le schéma synoptique des différentes puissances intervenant lors de la mesure du transistor.



**Figure 4.5 :** Schéma synoptique des différentes puissances caractéristiques du transistor lors de la mesure de puissance hyperfréquence

La puissance injectée  $P_{inj}$ , correspondant à la puissance hyperfréquence émise à l'entrée du transistor, est définie comme :

$$P_{inj} = 10 \cdot \log_{10}(|a_1|)^2 \quad (4.26)$$

Où  $|a_1|$  est le module du complexe représentant l'onde incidente  $a_1$  (en  $W^{1/2}$ ) injectée à l'entrée du transistor.

Elle diffère de la puissance hyperfréquence absorbée  $P_{abs}$  par le transistor en entrée. Celle-ci prend en compte la composante réfléchie à l'entrée du transistor de par la désadaptation de l'impédance d'entrée. L'équation 4.27 permet de mettre en relation ces deux grandeurs :

$$P_{abs} = P_{inj} \cdot (1 - |S_{11}|^2) \quad (4.27)$$

Avec  $|S_{11}|$ , le module du complexe relatif au coefficient de réflexion à l'entrée  $S_{11}$ , et s'exprimant :

$$|S_{11}| = \frac{|b_1|}{|a_1|} \quad (4.28)$$

Où  $|b_1|$  correspond au module du complexe relatif à l'onde réfléchiée  $b_1$  à l'entrée du transistor.

On s'aperçoit qu'il faut que l'onde réfléchiée  $b_1$  soit faible afin que la puissance injectée corresponde à la puissance absorbée à l'entrée du transistor. Pour cela, l'adaptation de l'impédance d'entrée peut être réalisée (technique dite source pull). Malheureusement, nous ne pouvons effectuer cette adaptation sur notre banc de mesure. Comme nous le verrons par la suite, nous n'adapterons que la charge en sortie du transistor.

La puissance continue d'alimentation du transistor  $P_{DC}$  correspond à la somme des puissances continues permettant d'alimenter la grille et le drain. Ces puissances sont liées au point de polarisation du transistor ( $V_{GS0}$  ;  $V_{DS0}$ ) et donc à sa classe de fonctionnement. La polarisation d'un dispositif en classe A, correspondant à un point de fonctionnement au milieu de la droite de charge statique, nécessitera le développement d'une puissance continue plus importante que dans le cas d'une classe B, où le point de polarisation  $V_{GS0}$  est idéalement situé au niveau de la tension de pincement. Par contre, la classe A permettra un fonctionnement plus linéaire du transistor en onde continue (CW) et une excursion maximale symétrique des courants et tensions. La puissance dissipée  $P_{diss}$  par effet Joule au sein du transistor est également liée à la classe de fonctionnement du transistor.

Enfin, la puissance de sortie  $P_{out}$  correspond à la puissance hyperfréquence absorbée par la charge en sortie du transistor. Celle-ci s'exprime par :

$$P_{out} = b_2 \cdot (1 - |\Gamma_L|^2) \quad (4.29)$$

Avec  $b_2$ , correspondant à l'onde disponible en sortie du transistor et s'exprimant :

$$b_2 = 20 \cdot \log_{10}(|b_2|) \quad (4.30)$$

Et  $|\Gamma_L|$ , correspondant au module du coefficient de réflexion de la charge  $\Gamma_L$  en sortie du transistor, et s'exprimant selon :

$$|\Gamma_L| = \sqrt{\frac{|a_2|}{|b_2|}} \quad (4.31)$$

Où  $|a_2|$  correspond au module du complexe de l'onde incidente  $a_2$  en sortie du transistor.

On s'aperçoit qu'il faut que l'onde incidente  $a_2$  soit nulle afin d'obtenir le maximum de puissance en sortie transistor. Pour cela, nous avons la possibilité sur notre banc de mesures d'adapter l'impédance de charge en sortie du transistor.

#### 4.2 Le gain en puissance

Le gain de puissance  $G_p$  du transistor est défini comme le rapport entre les puissances hyperfréquences délivrée en sortie et absorbée 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. C'est celui le plus couramment utilisé et son expression est la suivante :

$$G_p(\text{dB}) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{abs}}} \right) \quad (4.32)$$

#### 4.3 Le gain transducteur

Le gain transducteur  $G_T$  correspond au rapport entre la puissance hyperfréquence absorbée par la charge en sortie du transistor et la puissance hyperfréquence émise à l'entrée par la source. Il ne prend donc pas en compte la réflexion en entrée du transistor. Il s'exprime par :

$$G_T(\text{dB}) = 10 \cdot \log_{10} \left( \frac{P_{\text{out}}}{P_{\text{inj}}} \right) \quad (4.33)$$

#### 4.4 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 disponible en sortie et la puissance absorbée en entrée) et la puissance continue servant à l'alimenter, s'exprime selon :

$$PAE = \frac{P_{\text{out}} - P_{\text{abs}}}{P_{\text{DC}}} \times 100 \quad (4.34)$$

Une faible puissance continue, obtenue lors de la polarisation du transistor en classe B ou AB profonde, permettra d'obtenir de bons rendements. Par contre, une polarisation en classe A dégradera le rendement en puissance ajoutée mais permettra une plus grande excursion et donc une puissance théorique de sortie et une linéarité plus grande.

#### 4.5 Puissance estimée

La figure 4.6 décrit l'excursion maximale du courant de drain  $\Delta I$  et l'excursion maximale de la tension drain-source  $\Delta V$  autour du point de polarisation, en l'occurrence en classe A. Les excursions en courant et en tension sont déterminées par la droite de charge idéale imposée par l'impédance de charge optimale présentée à la sortie du transistor.

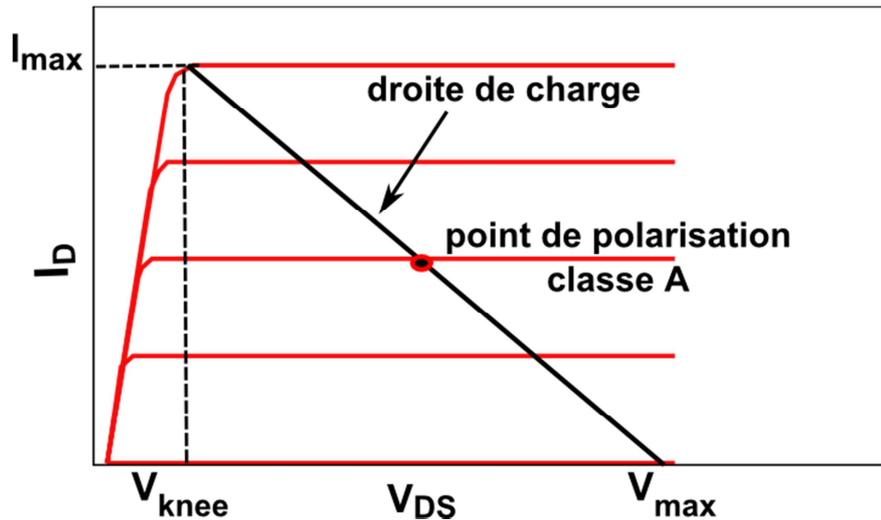


Figure 4.6 : Droite de charge pour un montage en classe A

La droite de charge fixe les excursions en courant et en tension sur le lieu de la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  du transistor. Ainsi, la puissance de sortie délivrée par le transistor à la charge en sortie est donnée suivant l'équation 4.35.

$$P_{sat} = \frac{\Delta I \Delta V}{8} = \frac{I_{max} (V_{max} - V_{knee})}{8} \quad (4.35)$$

Où  $V_{max}$  correspond à l'intersection de la droite de charge avec l'axe des abscisses et  $(I_{max}; V_{knee})$  correspond 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 de puissance hyperfréquence de celui-ci.

## Partie 2 : Caractérisations des HEMTs à faible longueur de grille

Dans le cadre de ce travail, un nombre important de procédés technologiques a été opéré sur différentes hétérostructures dédiées aux dispositifs HEMTs. Dans la partie suivante, nous nous concentrons sur la présentation des caractérisations effectuées sur trois dispositifs représentatifs de ce travail de thèse. Ceux-ci ont fait l'objet d'une étude approfondie en termes de caractérisations en régime statique, petit-signal, pulsé et en puissance hyperfréquence et ont permis d'atteindre des performances en termes de fréquence et de densité de puissance. Il est à noter qu'un des dispositifs présenté ici a permis d'obtenir un résultat de puissance hyperfréquence à l'état de l'art. En effet, une densité de puissance de 2.7 W/mm à 40GHz a été obtenue sur un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR. Cette performance sera détaillée ultérieurement. Notons que des lois d'échelles ont été apportées sur les masques de conception des dispositifs, faisant figurer des longueurs de grille et développement géométriques variables, mais dimensionnés pour les applications visées à 40 GHz.

### 5 Le HEMT InAlN/GaN sur substrat Si(111) hautement résistif

Comme souligné dans le chapitre 1, les hétérostructures InAlN/GaN présentent plusieurs intérêts dans la perspective d'atteindre des performances en puissance hyperfréquence intéressantes. La possibilité de réaliser des structures adaptées en paramètres de maille permet de diminuer les effets de contraintes et a fortiori la densité de défauts présents dans la couche épitaxiée. Ceci a pour avantage de limiter les dégradations des performances électriques des composants. Dans cette optique, plusieurs laboratoires de renommée mondiale ont démontré les potentialités des dispositifs HEMTs utilisant le système épitaxial InAlN/GaN sur substrat silicium hautement résistif. On peut citer le résultat intéressant obtenu au travers d'une collaboration entre les laboratoires suisses de l'EPFL et l'ETHZ en termes de puissance hyperfréquence à 94 GHz [12] associée à une densité de puissance en régime de saturation de 1.35 W/mm.

Dans la suite, nous proposons l'étude d'une hétérostructure InAlN/GaN sur substrat Si(111) hautement résistif sur laquelle des dispositifs HEMTs ont été fabriqués puis caractérisés en régimes statique et en hyperfréquence afin d'évaluer leurs performances.

## 5.1 Description de la structure épitaxiale

La structure InAlN/GaN à l'étude a été développée sur un réacteur MOCVD au sein du laboratoire CRHEA. L'hétérostructure (échantillon 1) a été réalisée sur un substrat de silicium d'orientation cristalline (111) hautement résistif. Elle consiste en une couche de barrière d' $\text{In}_{0.17}\text{Al}_{0.83}\text{N}$  de 10 nm, une couche d'exclusion d'AlN de 1.5 nm et un buffer GaN composé du séquentiel présenté sur la figure 4.7, celui-ci ayant pour but de présenter une épaisseur élevée en vue d'assurer une bonne isolation électrique de la couche tampon.

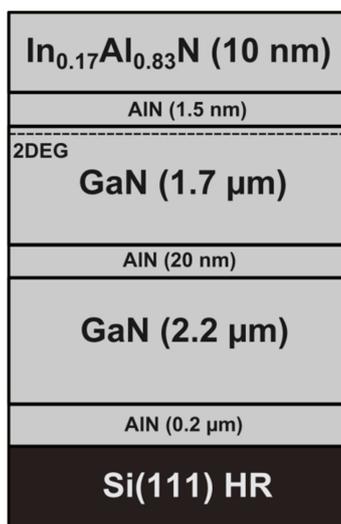


Figure 4.7 : Structure épitaxiale de l'échantillon 1

L'avantage des hétérostructures  $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  par rapport aux hétérostructures  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$  réside dans le fait que la polarisation spontanée, composante majoritaire de la polarisation totale, est plus élevée. Malgré une fine épaisseur de barrière idéale pour la montée en fréquence, il reste possible d'engendrer une densité surfacique d'électrons  $n_s$  plus élevée dans ce type d'hétérostructure [13].

## 5.2 Procédé de fabrication technologique et propriétés de transport

Le procédé technologique employé pour la fabrication des transistors correspond à celui décrit dans le chapitre 2. Rappelons ici que celui-ci est basé sur un procédé de lithographie électronique et commence par la réalisation des contacts ohmiques constitués selon le séquentiel métallique Ti/Al/Ni/Au (12/200/40/100 nm) déposé par évaporation sous vide et recuit à une température de 850 °C pendant 30s. Il s'ensuit l'implantation par l'intermédiaire d'ion  $\text{N}^+$  assurant ainsi l'isolation des composants.

Les motifs d'échelles TLM et de trèfles de Hall permettent la caractérisation des propriétés de transports, résumées dans le tableau 4.2 ci-dessous.

<b>Propriétés de transport</b>	
Densité surfacique d'électrons $n_s$ ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	1.3
Mobilité électronique $\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ )	1370
Résistance du canal $R_{\square}$ ( $\Omega$ )	354
Résistance de contact $R_C$ ( $\Omega \cdot \text{mm}$ )	0.26

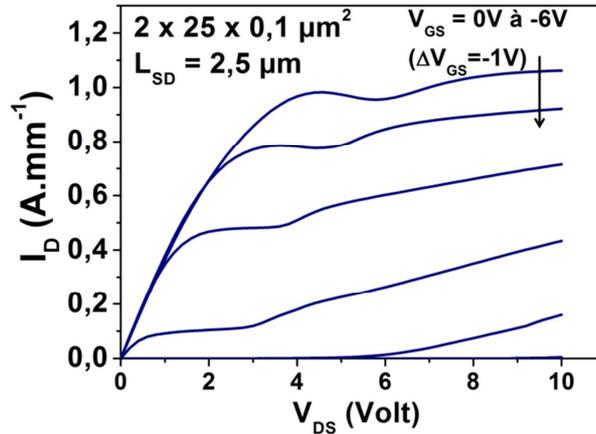
**Tableau 4.2** : Propriétés de transport relatives à l'échantillon 1

Il apparait une densité surfacique d'électrons de l'ordre de  $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  associée à une résistance de canal raisonnable de  $354 \Omega$ . Il est à noter une mobilité assez élevée sachant que la barrière est constituée d'InAlN, indiquant une faible rugosité au niveau de l'hétérojonction barrière et canal. Le procédé de lithographie électronique a permis d'obtenir des grilles en Té de longueurs minimales de 75 nm. L'électrode de grille consiste en un contact Schottky composé du séquentiel Ni/Au (40/300nm) séparé d'une distance d'environ 500 nm du contact ohmique de source. Enfin, une couche de passivation composée du bicouche diélectrique SiN/SiO<sub>2</sub> (50/100 nm) est déposée par PECVD à 340 °C avec un prétraitement N<sub>2</sub>O.

Le transistor à l'étude dispose d'une grille en Té de longueur 100 nm séparée d'une distance de 500 nm du contact de source afin de maximiser les fréquences de coupures extrinsèques et d'une distance de 2  $\mu\text{m}$  du contact de drain afin de garantir l'étalement du champ électrique en sortie de grille et a fortiori l'augmentation de la tension de claquage. Par ailleurs, le transistor présente une topologie ayant deux doigts de grille et un développement total de  $2 \times 25 \mu\text{m}$ .

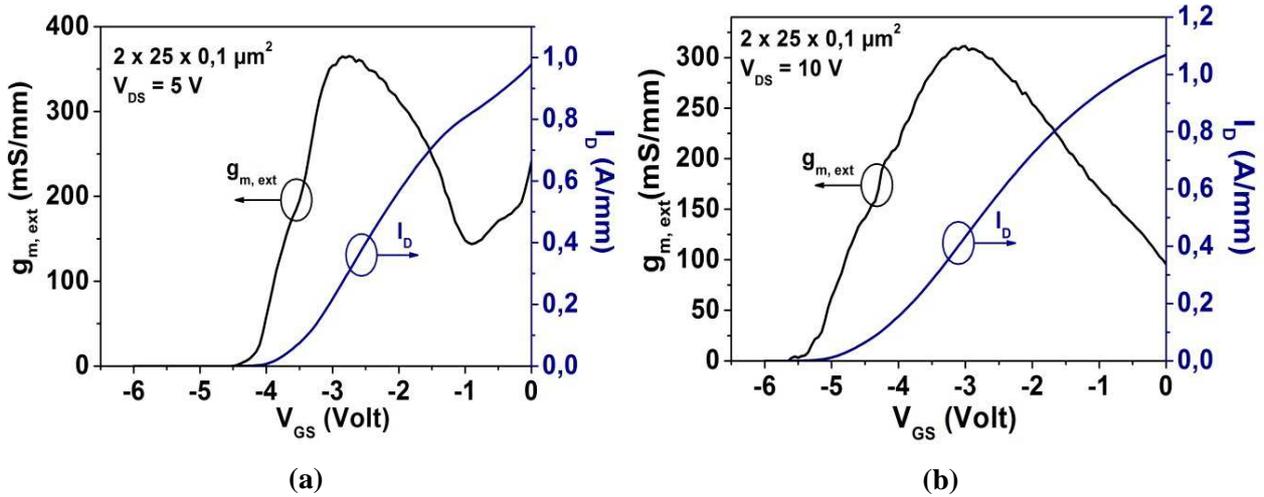
### 5.3 Caractérisation en régime statique

La caractérisation en régime statique a été conduite via un système de mesure Keysight contrôlé par le logiciel ICCAP. Sur la figure 4.8, il est décrit la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  de ce transistor pour différentes tensions de grille  $V_{GS}$  allant de 0V à -6 V par pas de -1 V.



**Figure 4.8 :** Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  pour le transistor de topologie  $2 \times 25 \times 0.1 \mu m$

Ce transistor délivre un courant en régime de saturation de 1.1 A/mm associé à une tension de coude de l'ordre de 3.5 V. Par ailleurs, on observe, en aval de cette tension de coude, une fluctuation locale du courant de drain associée au phénomène d'effet kink discuté dans le chapitre 3. Cette signature est due, comme démontré précédemment, à la présence de pièges, (hypothèse des lacunes d'azotes) dont l'ionisation est liée à la cinétique des porteurs présents dans le 2DEG. De plus, l'observation est généralisée à l'ensemble des dispositifs mesurés sur cet échantillon, qui présentent une conductance de sortie non négligeable (augmentation linéaire du courant de drain après la tension de coude) ; cette dernière peut être attribuée à des fuites de courants via le buffer ou via la grille. Notons que cet effet peut avoir des conséquences néfastes sur les indicateurs de performances « petit-signal » ( $F_t$  et  $F_{MAX}$ ), et en conséquence sur d'éventuels résultats en puissance hyperfréquence. Pour l'InAlN/GaN, il a été montré que ces effets commencent à apparaître quand le rapport d'aspect  $L_g/t_{bar}$  devient inférieur à 25 [4]. Dans notre cas, le rapport  $L_g/t_{bar}$  est égal à 10, les effets de canal court sont donc bien présents. Les transconductances extrinsèques  $g_{m,ext}$  obtenues pour des tensions de drain de 5V et 10V sont représentées sur la figure 4.9, ainsi que le courant de drain en fonction de la tension de grille. Il vient une valeur de transconductance maximale  $g_{m,max,ext} = 366 \text{ mS/mm}$  pour une tension de drain de 5V. Cependant, l'allure de la transconductance n'est pas vraiment asymétrique comme attendue. Il apparaît un minimum pour une tension de grille de -1V. Ce comportement peut être expliqué par le fait que la mesure de la transconductance a été effectuée à  $V_{DS} = 5V$ . En effet, pour cette même tension de drain, l'apparition de l'effet kink est observée sur le réseau  $I_D(V_{DS})$ . Toutefois, la mesure de la transconductance faite à  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  présente une allure beaucoup plus cohérente ce qui permet d'extraire un  $g_{m,max,ext} = 316 \text{ mS/mm}$ .



**Figure 4.9 :** Transconductance (a) et caractéristique de transfert à  $V_{DS} = 5 \text{ V}$  et  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  (b)

À partir de l'équation 3.14, il découle une valeur de la résistance d'accès de source  $R_S$  de  $7.9 \Omega$ . Par conséquent, à partir de l'équation 4.7, une valeur de transconductance intrinsèque maximale  $g_{m,max,int}$  de  $361 \text{ mS/mm}$  peut être extraite. Les figures 4.9 (a) et 4.9 (b) permettent par ailleurs d'extraire la tension de pincement  $V_p$  du transistor à différents  $V_{DS}$ . La technique communément utilisée consiste en l'extrapolation linéaire de la caractéristique de transfert au point présentant une transconductance maximale (point d'inflexion). En l'occurrence, les tensions de pincements à  $V_{DS} = 5 \text{ V}$  et  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  sont respectivement de  $V_p = -3.8 \text{ V}$  et  $V_p = -4.5 \text{ V}$ . Cet important décalage de la tension de pincement, conjointement à la diminution de la transconductance pour des  $V_{DS}$  élevés sont également des points négatifs dans l'optique d'une utilisation de tels dispositifs pour l'amplification de puissance ( $V_{DS0}$  élevée) à haute fréquence.

Une autre caractéristique intéressante à exploiter correspond au graphe décrivant la variation simultanée du courant de grille  $I_G$  et du courant de drain  $I_D$  en coordonnées logarithmiques en fonction de la tension de grille  $V_{GS}$  (figure 4.10). La première information déduite de ce graphe est le rapport  $I_{ON}/I_{OFF}$  du transistor. Il correspond au rapport entre le courant de drain à l'état passant et le courant de drain à l'état bloqué. Dans notre cas, ce rapport est de l'ordre de  $10^5$  pour les deux valeurs de tension de drain considérées. Par ailleurs, la présence d'un chevauchement du courant de grille et du courant de drain apparaît pour les deux tensions de drain aux points de polarisation considérés.

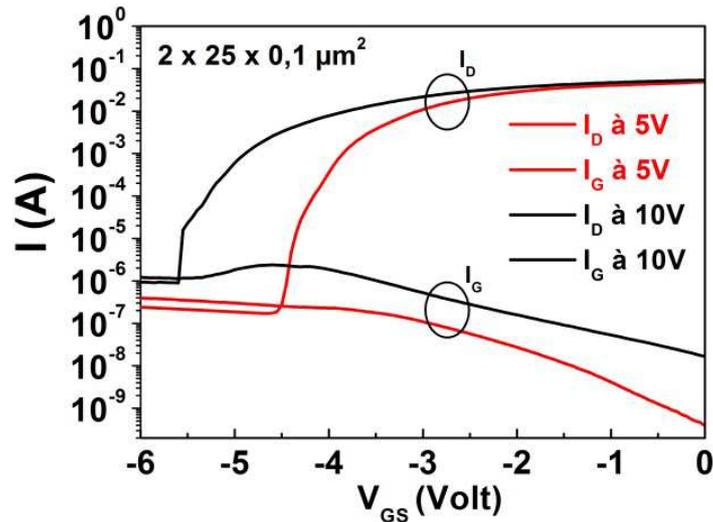


Figure 4.10 : Variation du courant de drain et du courant de grille en fonction de  $V_{GS}$

#### 5.4 Caractérisation en régime impulsionnel

Des mesures en régime impulsionnel ont été conduites afin d'observer le comportement de la caractéristique  $I_D(V_{DS})$ . La figure 4.11 représente la mesure du courant de drain en fonction de la tension  $V_{DS}$  sous différentes conditions de polarisation : à savoir le point de repos correspondant au point de polarisation ( $V_{GS0} = 0 \text{ V}$  ;  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$ ), en condition de gate lag ( $V_{GS0} = -6 \text{ V}$  ;  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$ ) et en condition de drain lag ( $V_{GS0} = -6 \text{ V}$  ;  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$ ).

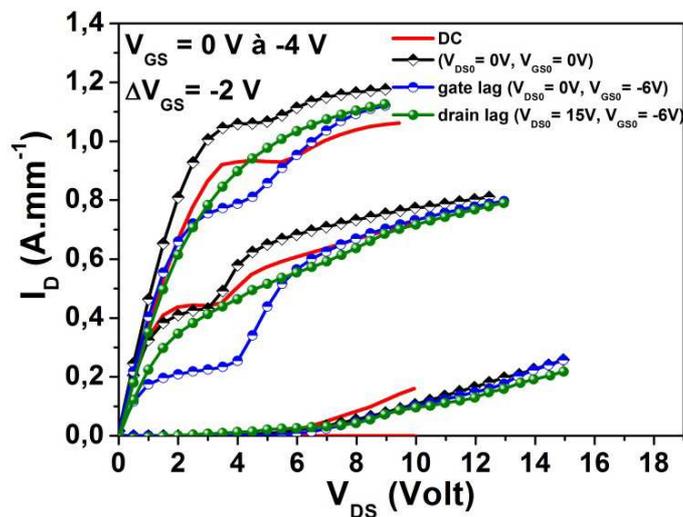


Figure 4.11 : Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  pulsée pour le transistor de topologie  $2 \times 25 \times 0,1 \mu\text{m}$

Plusieurs observations doivent être conduites dans l'analyse de ce réseau de caractéristiques. En premier lieu, la signature de l'effet kink est présente sur les courbes, à l'exception de la caractéristique du drain-lag. Les mesures étant réalisées dans une fenêtre temporelle de 500 ns, cette observation tend à confirmer l'hypothèse émise au chapitre précédent, stipulant que les défauts associés à l'apparition de l'effet kink se caractérisent par une dynamique supérieure (peut-être largement) au MHz. Dans une seconde analyse, on remarque la disparition de cet effet dès lors qu'une tension de polarisation sur le drain est appliquée. Parmi les mécanismes potentiellement responsables de ce phénomène, un effet de « pompe de charge » par le drain peut être envisagé. En effet, les défauts présents dans le canal (côté buffer) et liés à l'effet kink agissent comme une grille enterrée (self-back gating) et provoquent une déplétion du 2DEG (avant ionisation par effet cinétique). L'application d'un potentiel positif sur le drain pourrait alors, par simple effet électrostatique (pompe de charge), amoindrir l'impact causé par ces charges enterrées.

### 5.5 Caractérisation hyperfréquence

Les caractéristiques hyperfréquences petit signal ont été évaluées à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel Keysight permettant d'analyser les paramètres  $S_{ij}$  dans une gamme de fréquences allant de 250 MHz à 67 GHz. Plusieurs couples de points de polarisation ( $V_{GS}$ ,  $V_{DS}$ ) ont été investigués de sorte à se placer autour du maximum de la transconductance. Après la procédure de de-embedding, les fréquences  $F_T$  et  $F_{MAX}$  ont été évaluées à partir de l'extrapolation par une pente de -20 dB/dec du gain en courant  $|H_{21}|$  et du gain unilatéral de Mason  $U$ .

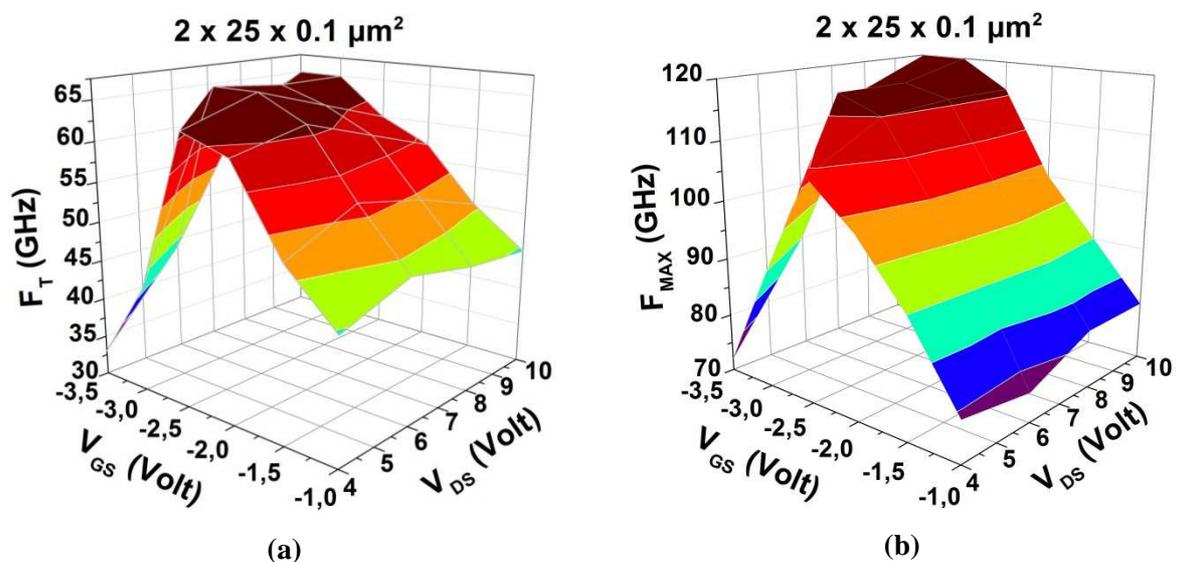


Figure 4.12 : Évolution des fréquences  $F_T$  (a) et  $F_{MAX}$  (b) en fonction de  $V_{DS}$  et  $V_{GS}$ .

Des cartographies des fréquences de coupure des gains en courant et en puissance permettent d'évaluer les fréquences  $F_T$  et  $F_{MAX}$  sur l'ensemble du réseau de caractéristiques (figure 4.12). Des valeurs maximales caractéristiques de  $F_T = 65$  GHz et  $F_{MAX} = 120$  GHz sont extraites après de-embedding des plots d'accès. Ces fréquences coïncident, par ailleurs, avec le maximum de la transconductance évalué précédemment. D'autres mesures de paramètres  $S_{ij}$  sur des structures de lignes CPW ont permis l'extraction du coefficient de transmission  $S_{21}$  (de même que  $S_{12}$  car les lignes sont symétriques) afin d'extraire l'information relative aux pertes induites dans l'hétérostructure étudiée.

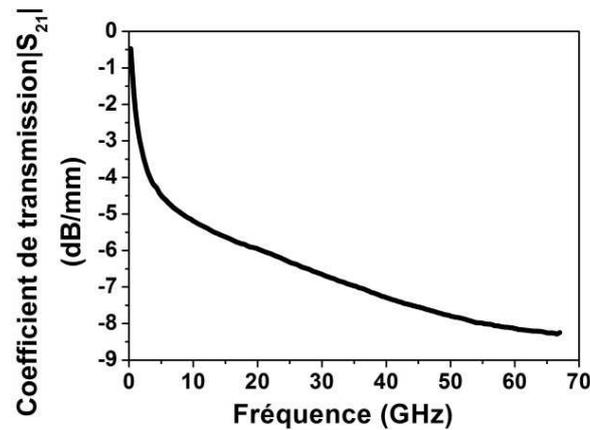


Figure 4.13 : Mesure des lignes en transmission sur l'échantillon 1

Les mesures du coefficient de transmission conduites sur cet échantillon mettent en évidence des pertes importantes allant jusque -7.5 dB/mm à 40 GHz (figure 4.13), ce qui est loin d'être acceptable pour l'utilisation dans des circuits MMICs. En conséquence, les mesures, en puissance hyperfréquences ne seront pas opérées sur cet échantillon compte tenu des pertes trop importantes observées dans la structure épitaxiale qui limitent essentiellement les indicateurs de performance tels que le gain en puissance et l'efficacité énergétique (PAE). Rappelons, qu'une optimisation des couches tampons a été entreprise (Cf. Chapitre 3) afin de poser un diagnostic sur l'origine de ces pertes.

## 6 Le HEMT InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant

En comparaison avec le substrat Si HR, les hétérostructures utilisant le substrat SiC semi-isolant offrent l'avantage d'une meilleure dissipation thermique ( $\kappa_{SiC} = 4.9 \text{ W/cm.K} > \kappa_{Si} = 1.3 \text{ W/cm.K}$ ) en plus d'une qualité cristalline améliorée compte tenu du faible désaccord de maille avec le GaN (désaccord de maille de 3.4 %). Des travaux récents ont démontré les potentialités des dispositifs HEMTs fabriqués sur une hétérostructure InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant. En l'occurrence, Tirelli *et al.* [14] ont obtenu à une fréquence de 40 GHz pour un transistor de topologie  $2 \times 50 \times 0.2 \mu\text{m}^2$ , une puissance de sortie en saturation de 27.5 dBm correspondant à une densité de puissance de 5.85 W/mm associée à un gain en zone linéaire de 6 dB et une PAE de l'ordre de 15.6%.

Dans la suite, nous proposons l'étude d'une hétérostructure InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant sur laquelle des dispositifs HEMTs ont été fabriqués puis caractérisés en statique et en hyperfréquence afin d'évaluer leurs performances.

### 6.1 Structure épitaxiale, procédé technologique et propriétés de transport

Le dispositif HEMT présenté dans cette partie est basé sur une hétérostructure InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant (figure 4.14) épitaxiée par croissance MOCVD dans le cadre d'une collaboration avec l'Université RWTH d'Aachen et l'entreprise AIXTRON d'Herzogenrath. La structure épitaxiale est constituée du séquentiel suivant : couche de nucléation AlN (0.13  $\mu\text{m}$ ) / couche de transition  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  (210 nm) / buffer GaN (2  $\mu\text{m}$ ) / canal (300 nm) / couche d'exclusion AlN (1 nm) / barrière InAlN (4 nm) / passivation in situ SiN (2.8 nm). Dans la suite, la dénomination de cette structure sera « échantillon 2 ».

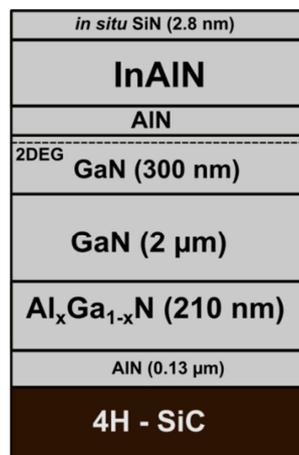


Figure 4.14 : Structure épitaxiale de l'échantillon 2

La particularité de cet échantillon réside dans l'interruption de la croissance entre le buffer de GaN et la zone active. Des études préliminaires ont montré la présence de l'espèce Ga dans la barrière, introduit de façon non intentionnelle, réduisant ainsi la qualité structurale de la couche barrière. En particulier, dans le cas d'une passivation *in situ* de SiN, cela a un impact supplémentaire car générant la formation de liaison SiN:Ga ce qui altère fortement le rôle de la couche de passivation.

Le procédé technologique employé dans la fabrication des transistors HEMTs reste identique à celui présenté précédemment. La seule différence réside au niveau de la technologie de grille. En effet, la couche de passivation de SiN *in situ* a été utilisée en tant qu'isolant de grille. En d'autres termes, l'électrode de grille est déposée directement sur la couche de nitrure de silicium précédé d'une gravure douce afin d'éliminer les résidus de résine. L'avantage de ce procédé est de bénéficier d'une part de la qualité cristalline de la couche de SiN et d'autre part de la simplicité d'un point de vue technologique. L'utilisation de la lithographie électronique a ainsi permis d'obtenir des longueurs de grilles en Té allant de 60 nm jusque 250 nm.

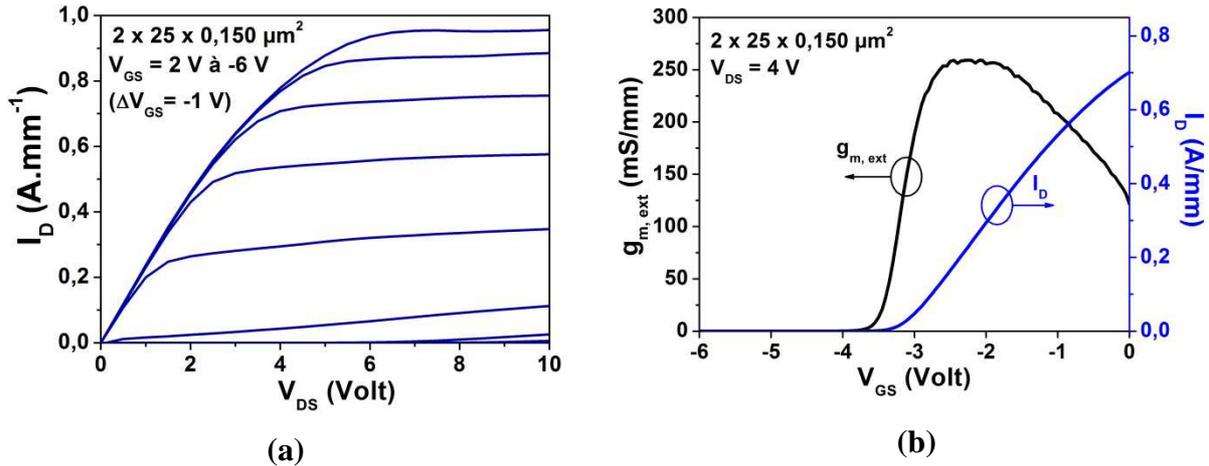
Les motifs d'échelles TLM et de trèfles de Hall ont permis la caractérisation des propriétés de transport résumées dans le tableau 4.3 ci-dessous. Il apparaît une densité surfacique d'électrons de l'ordre de  $1.2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  associée à une résistance de canal de 515  $\Omega$  qui reste relativement élevée pour ce genre de structure. Enfin, il est à noter une mobilité de 1050  $\text{cm}^2/\text{V.s}$  et une résistance de contact de 0.42  $\Omega.\text{mm}$ .

<b>Propriétés de transport</b>	
Densité surfacique d'électrons $n_s$ ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	1.2
Mobilité électronique $\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	1050
Résistance du canal $R_{\square}(\Omega)$	515
Résistance de contact $R_C(\Omega.\text{mm})$	0.42

**Tableau 4.3** : Propriétés de transport relatives à l'échantillon 2

## 6.2 Caractérisation en régime statique

Le transistor à l'étude dans cette partie présente un développement total de  $2 \times 25 \mu\text{m}$ , un espacement source-grille de 500 nm, un espacement source-drain de 1.5  $\mu\text{m}$  et une longueur de grille de 150 nm. La caractéristique statique  $I_D(V_{DS})$  de ce transistor est représentée sur la figure 4.15 (a).

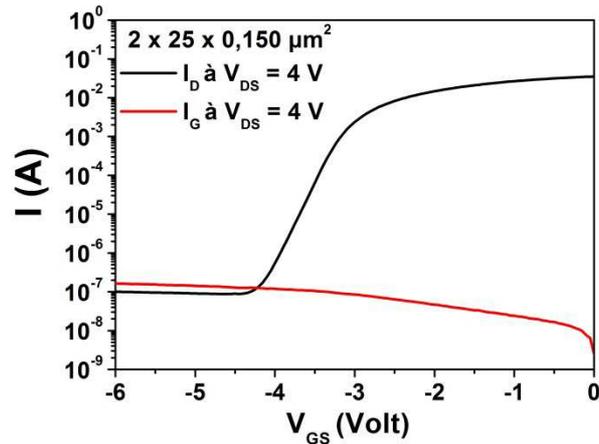


**Figure 4.15 :** Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  (a) et caractéristique de transfert (b) du transistor de topologie  $2 \times 25 \times 0.150 \mu\text{m}^2$

Ce composant délivre une densité de courant maximale mesurée à  $V_{GS} = 2$  V de l'ordre de 950 mA/mm. Cette valeur demeure être relativement inférieure aux densités de courant reportées dans la littérature pour ce type d'hétérostructure ( $\sim 2$  A/mm) [15]. Cette différence peut s'expliquer par la présence d'états de surface fortement actifs bien que la surface soit protégée par une passivation in situ de SiN et la faible mobilité. Le choix de cette topologie est justifié par le fait qu'il n'est pas forcément nécessaire de réaliser de très faibles longueurs de grilles ( $L_G < 50$  nm) pour des applications de puissance à 40 GHz, cela conduisant entre autres aux phénomènes de canal court. Par ailleurs, la réduction de l'espacement source-drain engendre la diminution de la tension de claquage du transistor. Par conséquent, la topologie étudiée est un compromis entre la maximisation des fréquences de coupure et de la densité de puissance maximale délivrable par le transistor.

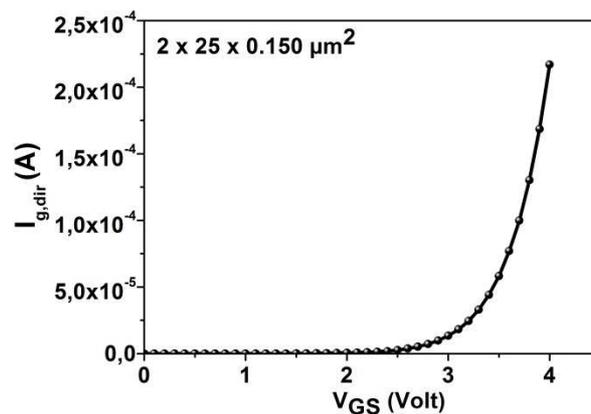
La figure 4.15 (b) représente l'évolution de la transconductance ainsi que du courant de drain en fonction de la tension de grille à  $V_{DS} = 4$  V. Il est à noter une transconductance maximale extrinsèque  $g_{m,max,ext}$  de 260 mS/mm au point de polarisation ( $V_{GS} = -2.2$  V ;  $V_{DS} = 4$  V). La résistance de source  $R_S$  calculée à partir des données technologiques est de  $6.8 \Omega$  et permet par conséquent d'évaluer une transconductance maximale intrinsèque  $g_{m,max,int}$  de l'ordre de 285 mS/mm. La tension de pincement  $V_p$ , quant à elle, vaut -3.2 V au point de polarisation considéré.

La figure 4.16 décrit les allures simultanées du courant de drain et du courant de grille en coordonnées logarithmiques en fonction de la tension appliquée sur la grille.



**Figure 4.16 :** Variations du courant de drain et du courant de grille en fonction de  $V_{GS}$

Le rapport  $I_{ON}/I_{OFF}$  discuté précédemment apparaît comme un indicateur des performances d'un dispositif. En particulier, il fait office de facteur de mérite pour évaluer les courants de fuite du transistor et la vitesse d'établissement du régime de saturation qui est liée notamment à la qualité des résistances d'accès. Dans notre cas, il vient ainsi un rapport  $I_{ON}/I_{OFF}$  de l'ordre de  $10^5$ . D'autre part, la valeur de la pente sous le seuil de 700 mV/dec démontre la présence non négligeable d'effets de canal court. Cette dernière étant nettement supérieure à la valeur théorique de 60 mV/dec à température ambiante. Afin d'avoir toutes les informations nécessaires sur le courant de grille, le tracé de la caractéristique  $I_G(V_{GS})$  en régime direct est présenté sur la figure 4.17.



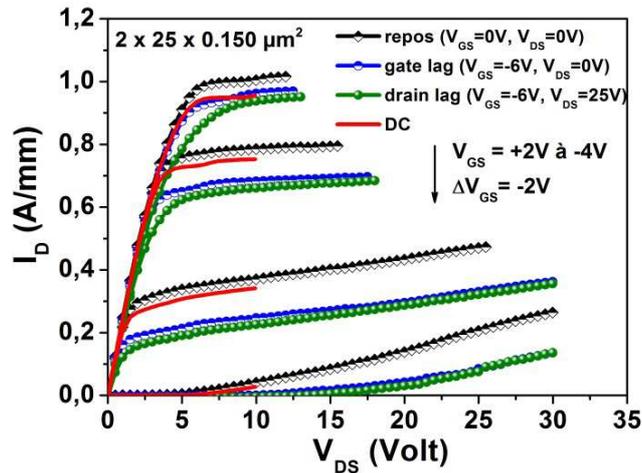
**Figure 4.17 :** Caractéristique de la grille en direct

Ceci permet d'avoir un aperçu de la tension de grille maximale applicable en régime direct afin de ne pas dégrader l'électrode de grille. Pour rappel, dans le cas de cet échantillon, la technologie employée consiste non pas en un contact métal-semiconducteur classique

(contact Schottky) mais en un contact métal sur isolant (MISHEMT), à savoir le SiN in situ. Cette caractéristique est sensiblement observable sur le courant de grille car la tension de seuil ( $V_B = 2.5 \text{ V}$ ) de la diode est bien supérieure à celle d'un contact Schottky standard. Par ailleurs, la valeur du courant de grille maximale en direct est de l'ordre de  $2.15 \times 10^{-4} \text{ A}$  à  $V_{GS} = 4 \text{ V}$  ce qui reste encore une fois inférieur aux niveaux de courants observés sur des contacts Schottky standard et confirme le rôle de la couche de passivation SiN sous la grille.

### 6.3 Caractérisation en régime impulsionnel

La figure 4.18 représente la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  en régime impulsionnel pour les points de polarisation suivants : ( $V_{GS0} = 0\text{V}; V_{DS0} = 0\text{V}$ ) correspondant au point de repos, ( $V_{GS0} = -6\text{V}; V_{DS0} = 0\text{V}$ ) en condition de gate-lag et ( $V_{GS0} = -6\text{V}; V_{DS0} = 25\text{V}$ ) en condition de drain-lag.



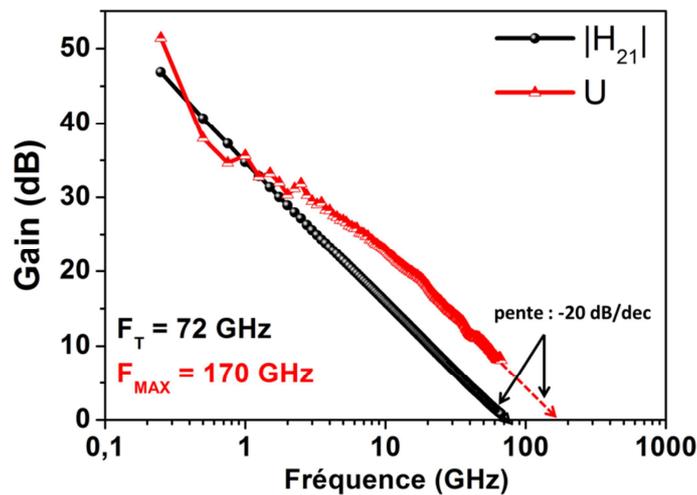
**Figure 4.18 :** Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  en régime pulsé pour le transistor de topologie  $2 \times 25 \times 0.150 \mu\text{m}^2$

Les chutes de courant déterminées en condition de gate lag et de drain lag aux points de polarisations considérés sont respectivement de l'ordre de 8% et 15% évaluées à la tension de coude  $V_{knee} = 5\text{V}$  et  $V_{GS} = 2 \text{ V}$  et par comparaison avec le point de polarisation au repos ( $V_{GS0} = 0\text{V}; V_{DS0} = 0\text{V}$ ). Comme souligné précédemment, cette dégradation est principalement due à l'activation des pièges situés en surface ainsi que dans le buffer de GaN. Néanmoins, ces valeurs restent assez raisonnables compte tenu de la tension élevée de 25 V appliquée sur le drain. Ces valeurs sont aussi justifiées par l'utilisation au sein de l'hétérostructure de la passivation in situ de SiN. Celle-ci a un impact substantiel sur l'inhibition des états de surface ce qui est par ailleurs confirmé par les faibles taux de lag mesurés. De plus, les points de polarisation de la caractéristique pulsée ont été choisis

judicieusement en vue d'anticiper les mesures de puissance. En particulier, le réseau pulsé en condition de drain-lag est sensiblement le même que celui en condition de fonctionnement. Selon l'équation 4.35, il est alors possible d'évaluer la puissance maximale que peut délivrer le transistor en fonctionnement classe A correspondant à celle permettant l'excursion maximale en tension ainsi qu'en courant. Il vient ainsi une puissance maximale de sortie estimée du transistor de  $\sim 5$  W/mm. Toutefois, il est à rappeler que cette valeur correspond à une estimation théorique dans laquelle le phénomène d'auto-échauffement n'est pas pris en considération. En effet, en condition de fonctionnement, la gestion des limitations thermiques s'impose comme un enjeu majeur.

#### 6.4 Caractérisation en régime hyperfréquence

Les mesures des paramètres  $S_{ij}$  ont été conduites sur une large bande de fréquences allant de 250 MHz à 67 GHz en se plaçant toujours en régime petit signal. À partir de ces mesures, il est ainsi possible de déterminer les différents gains et fréquences de coupure associées. La figure 4.19 représente l'évolution du gain en courant  $|H_{21}|$  et le gain unilatéral de Mason  $U$  au point de polarisation ( $V_{GS} = -2.2$  V;  $V_{DS} = 4$  V) correspondant par ailleurs au maximum de la transconductance extrinsèque déterminée précédemment.



**Figure 4.19 :** Gain en courant  $|H_{21}|$  et gain unilatéral de Mason  $U$  en fonction de la fréquence pour le transistor de topologie  $2 \times 25 \times 0.150 \mu m^2$

L'extrapolation par une pente de -20 dB/dec permet d'évaluer les fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance,  $F_T$  et  $F_{MAX}$  qui sont respectivement de 72 GHz et 170 GHz.

<b>Développement (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	2 × 25	2 × 25	<b>2 × 25</b>	2 × 25
<b>Longueur de grille (nm)</b>	60	100	<b>150</b>	250
<b>Polarisation (<math>V_{GS}; V_{DS}</math>)</b>	(-2.4 ; 4)	(-2.3 ; 4)	<b>(-2.2 ; 4)</b>	(-2.0 ; 4)
<b><math>F_T</math>(GHz)</b>	101	87	<b>72</b>	55
<b><math>F_{MAX}</math>(GHz)</b>	220	202	<b>170</b>	147

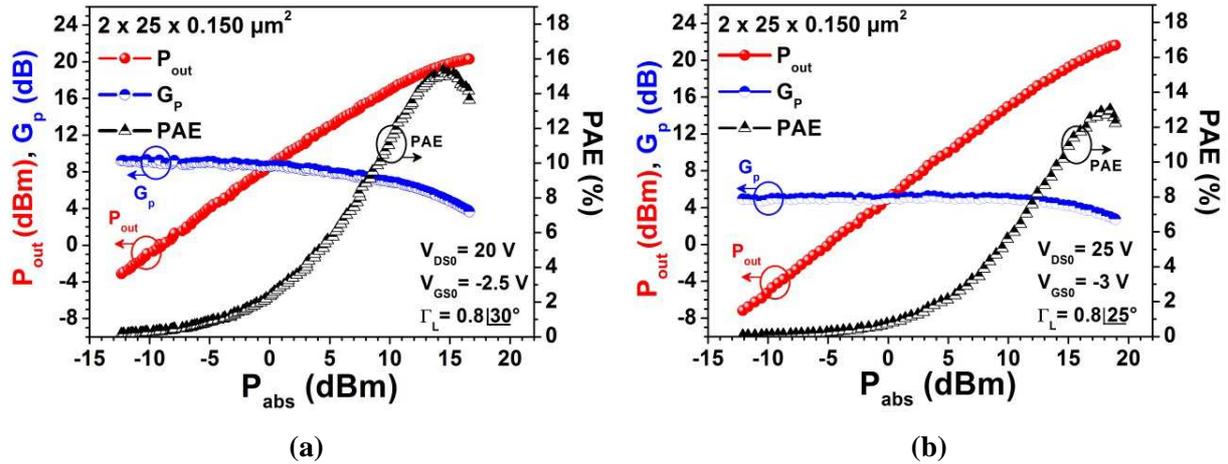
**Tableau 4.4** : Fréquences de coupures pour différentes longueurs de grille

À titre indicatif, l'extraction des fréquences de coupure pour différentes longueurs de grilles a été opérée pour un développement total fixe de  $2 \times 25 \mu\text{m}$ . Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.4. Les fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance suivent une loi d'échelle, la diminution de la longueur de grille s'accompagnant d'une augmentation de  $F_t$  et  $F_{MAX}$ . Toutefois, les valeurs des fréquences de coupure restent bien inférieures à celles obtenues sur des hétérostructures similaires sur substrat SiC semi-insolant (*i.e.*  $F_t/F_{MAX}$ (454 GHz / 444 GHz)) [6]. Cette différence vient en particulier de la technologie de contacts ohmiques réépitaxiés qui réduit drastiquement les valeurs des résistances d'accès conduisant à l'augmentation des fréquences de coupure.

## 6.5 Mesure de puissance hyperfréquence à 40 GHz

Pour évaluer les potentialités du transistor en termes de puissance hyperfréquence, des mesures de puissance en mode load-pull ont été conduites à une fréquence de 40 GHz avec l'analyseur de réseau non linéaire (LSNA : *Large Signal Network Analyzer*) en configuration de charge active. La méthode de mesure consiste à caractériser le composant pour plusieurs niveaux de puissance injectée en adaptant la charge en sortie afin d'obtenir l'impédance de sortie optimale permettant d'atteindre le maximum de puissance en sortie.

Les figures 4.20 (a) et 4.20 (b) décrivent les caractéristiques de puissance hyperfréquence obtenues à 40 GHz en fonction de la puissance absorbée pour deux points de polarisation correspondant à une classe de fonctionnement AB.

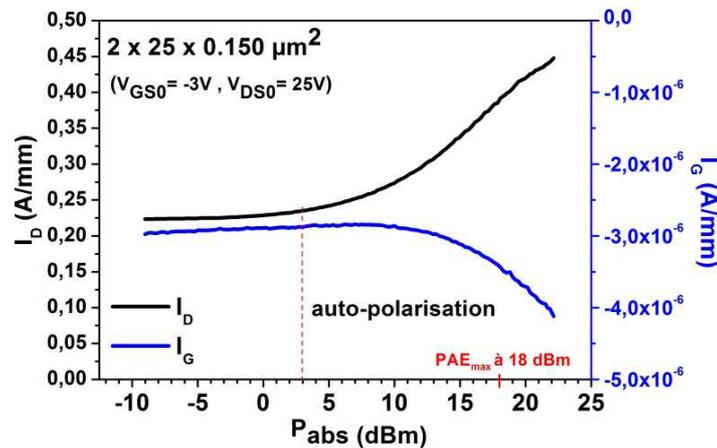


**Figure 4.20 :** Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 40 GHz aux points de polarisation ( $V_{GS0} = -2.5 \text{ V}$ ;  $V_{DS} = 20 \text{ V}$ ) (a) et ( $V_{GS0} = -3 \text{ V}$ ;  $V_{DS} = 25 \text{ V}$ ) (b)

Au point de polarisation ( $V_{GS0} = -2.5 \text{ V}$ ;  $V_{DS0} = 20 \text{ V}$ ) associé à une impédance de charge optimale  $\Gamma_{load} = 0.8 \angle 20^\circ$ , le niveau maximal de puissance de sortie  $P_{sat}$  atteint est de 20.7 dBm, soit 2.3 W/mm pour une topologie de  $2 \times 25 \times 0.150 \mu\text{m}^2$ . Le gain en puissance  $G_p$  dans la zone linéaire est de 9.3 dB restant quasiment linéaire jusqu'à une puissance absorbée  $P_{abs}$  de 1.5 dBm disponible à l'entrée du transistor. Par suite, il présente une décroissance progressive suivant l'augmentation de la puissance absorbée due à la distorsion du signal hyperfréquence. Le niveau de compression à 1dB correspond à une puissance absorbée de 7 dBm. Enfin, il apparait une PAE maximale de l'ordre de 15% associée à une densité de puissance de sortie maximale de 1.8 W/mm soit 19.6 dBm.

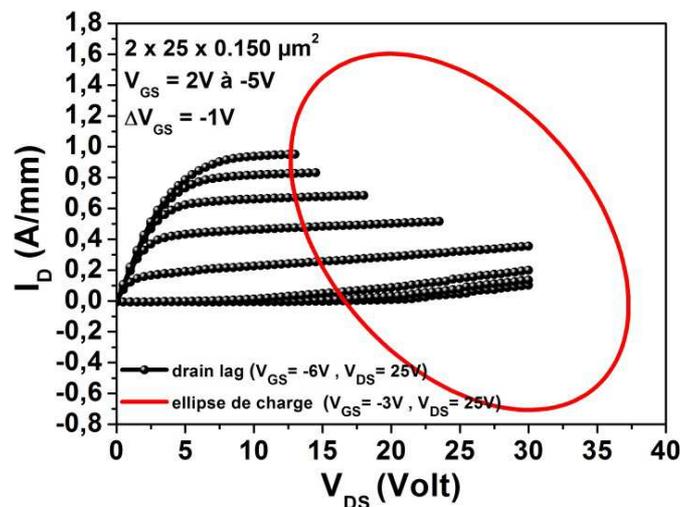
Les mesures ont aussi été conduites pour une polarisation ( $V_{GS0} = -3 \text{ V}$ ;  $V_{DS0} = 25 \text{ V}$ ) soit une classe de fonctionnement AB avec une impédance de charge optimale  $\Gamma_{load} = 0.8 \angle 25^\circ$ . Il est à noter une amélioration de la densité de puissance en régime de saturation atteignant 21.7 dBm soit  $P_{sat} = 3.0 \text{ W/mm}$ . Néanmoins, compte tenu de l'augmentation de la tension de polarisation de drain passant de 20 V à 25 V, il apparait une dégradation du gain en zone linéaire ainsi que du rendement en puissance ajoutée soient  $G_p = 5.3 \text{ dB}$  et  $PAE = 13 \%$ . Ces faibles valeurs de PAE méritent une discussion. En effet, compte tenu du substrat SiC qui offre une bonne conductivité thermique, on s'attendrait à avoir une PAE plus élevée que celle obtenue dans notre cas (15% et 13%). Toutefois, plusieurs explications sont possibles pour analyser ce comportement. D'abord, il est clair que le gain en puissance est fortement limité par la faible valeur de la transconductance maximale disponible soit 260 mS/mm. D'autre part, le niveau de courant de drain disponible pour l'excursion en tension étant assez bas ( $\sim 900 \text{ mA/mm}$ ) cela engendre par conséquent une compression rapide du gain en puissance et

donc une diminution de la PAE. La compression du gain vient s'ajouter au phénomène d'auto-polarisation qui entraîne ainsi l'augmentation du courant de polarisation à partir d'un niveau de puissance absorbée de 3 dBm (figure 4.21). Cela entraîne donc un accroissement de la puissance continue d'alimentation du transistor  $P_{DC}$  et a fortiori une diminution de la PAE.



**Figure 4.21 :** Évolution du courant de drain et du courant de grille en fonction de la puissance absorbée

La figure 4.22 indique l'ellipse de charge mesurée au fondamental superposée aux caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  en conditions pulsées drain lag avec ( $V_{GS0} = -2.5$  V,  $V_{DS0} = 25$  V). L'allure de l'ellipse de charge correspond ainsi à l'optimisation de l'impédance de charge en sortie permettant d'obtenir la puissance maximale en saturation délivrée par le composant.



**Figure 4.22 :** Ellipse de charge extrinsèque à 40 GHz superposée au réseau pulsé drain-lag

## 7 Le HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) hautement résistif

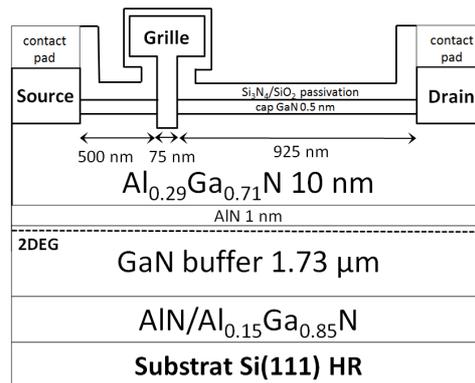
Le silicium (111) hautement résistif est un substrat en plein essor pour la croissance du GaN et par conséquent pour la réalisation d'amplificateurs de puissance. Il offre une alternative intéressante au substrat SiC à travers son faible coût, sa disponibilité en termes de taille de substrat et la possibilité d'intégration dans la technologie CMOS actuelle [16]. Les laboratoires de renommée mondiale se sont focalisés, depuis maintenant plus d'une dizaine d'années, sur la croissance du GaN sur substrat Si démontrant ainsi la réalisation d'hétérostructures dédiées aux dispositifs HEMTs avec une excellente qualité cristallographique associée à des propriétés électriques remarquables pour des applications de puissance en bande millimétrique. En ce qui concerne l'état de l'art en termes de puissance hyperfréquence à 40 GHz sur substrat Si(111), Bolognesi *et al.* ont obtenu une densité de puissance en régime de saturation de 2.05 W/mm avec une hétérostructure constituée d'une barrière en AlGaIn [17] tandis que Medjdoub *et al.* ont démontré une densité de puissance de 2.5 W/mm avec une barrière en AlN [18]. Dans les deux cas, les hétérostructures sont obtenues par croissance MOCVD.

Dans cette partie, nous proposons une étude approfondie sur une structure de type AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR obtenue par croissance MBE sur laquelle ont été fabriqués des transistors HEMTs. Comme nous le verrons plus loin, les caractérisations en puissance ont permis de démontrer les potentialités des transistors, fabriqués dans le cadre de cette thèse, sur la structure AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) pour des applications de puissance à 40 GHz avec une densité de puissance en saturation de 2.7 W/mm associée à un gain linéaire  $G_p$  de 6.5 dB et un rendement en puissance ajoutée  $PAE$  de 12.5 %. Ce résultat constitue, à ce jour, l'état de l'art en termes de densité de puissance de sortie sur une hétérostructure HEMT obtenue par croissance MBE sur substrat Si(111) pour un transistor avec une grille en Té de 75 nm et un développement total de 100  $\mu\text{m}$  [19].

### 7.1 Structure épitaxiale, procédé technologique et propriétés de transport

Les résultats présentés dans cette partie se réfèrent à une hétérostructure HEMT basée sur la technologie AlGaIn/GaN réalisée au laboratoire CRHEA. Dans le cadre de cette collaboration, une phase de développement à la fois d'un point de vue matériau et d'un point de vue technologique a permis de réaliser des structures épitaxiales avec de fines barrières en vue de la montée en fréquence et a fortiori en puissance [20]. La structure en question est explicitée sur la figure 4.23. Elle est issue d'une croissance MBE sur substrat silicium (111)

hautement résistif dopé au phosphore ( $\rho > 3 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ ). La structure consiste en un buffer GaN de  $1.73 \mu\text{m}$  d'épaisseur associé à une couche de nucléation suivant le séquentiel AlN/ $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ . La zone active repose sur une couche d'exclusion en AlN de  $1 \text{ nm}$  d'épaisseur afin de réduire les interactions coulombiennes entre le canal et la barrière. Enfin, cette dernière est composée du ternaire  $\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{N}$  d'épaisseur  $10 \text{ nm}$  capée d'une couche de GaN de  $0.5 \text{ nm}$ .



**Figure 4.23 :** Structure épitaxiale de l'échantillon 3 et topologie du transistor à l'étude

L'optimisation de ce type de structure relève d'un long travail collaboratif entre l'IEMN et le CRHEA. En comparaison avec la technique MBE, la croissance de matériaux III-N, en particulier la maîtrise de l'interface AlN/Si est plus compliquée par MOCVD, cela étant essentiellement dû aux hautes températures mises en jeu au cours de la croissance par MOCVD. Dans le cadre de cette collaboration, un effort considérable a été mené en vue d'obtenir une bonne qualité cristalline permettant d'avoir une faible résistance de canal tout en gardant une fine épaisseur de barrière. 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 conduisant à des valeurs respectives de  $730 \text{ arcsec}$  et  $1800 \text{ arcsec}$ . La densité de dislocations a été estimée en ayant recours à une courbe d'étalonnage 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 microscopie électronique en transmission (TEM : *Transmission Electron Microscope*). Il vient ainsi une densité de dislocations estimée à  $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Des valeurs de l'ordre de  $1 - 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$  sont reportées dans la littérature relatives à des buffers dédiés aux structures HEMTs obtenus par croissance MOCVD [21],[22]. Cependant, une dégradation des propriétés d'isolation a été observée avec l'amélioration de la qualité cristalline du buffer. Dans le cadre de cette étude, le buffer a été

optimisé afin de réaliser un compromis entre la qualité cristalline de la structure et une bonne isolation électrique. De fait, l'hétérostructure en question, dont les propriétés de transport sont regroupées dans le tableau 4.5, présente une résistance de canal de l'ordre de  $250 \Omega$  associée à une densité surfacique de porteurs de  $1.28 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  et une mobilité élevée de  $1930 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ .

<b>Propriétés de transport</b>	
Densité surfacique d'électrons $n_s$ ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	1.28
Mobilité électronique $\mu$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	1930
Résistance du canal $R_{\square}$ ( $\Omega$ )	250
Résistance de contact $R_C$ ( $\Omega.\text{mm}$ )	0.29

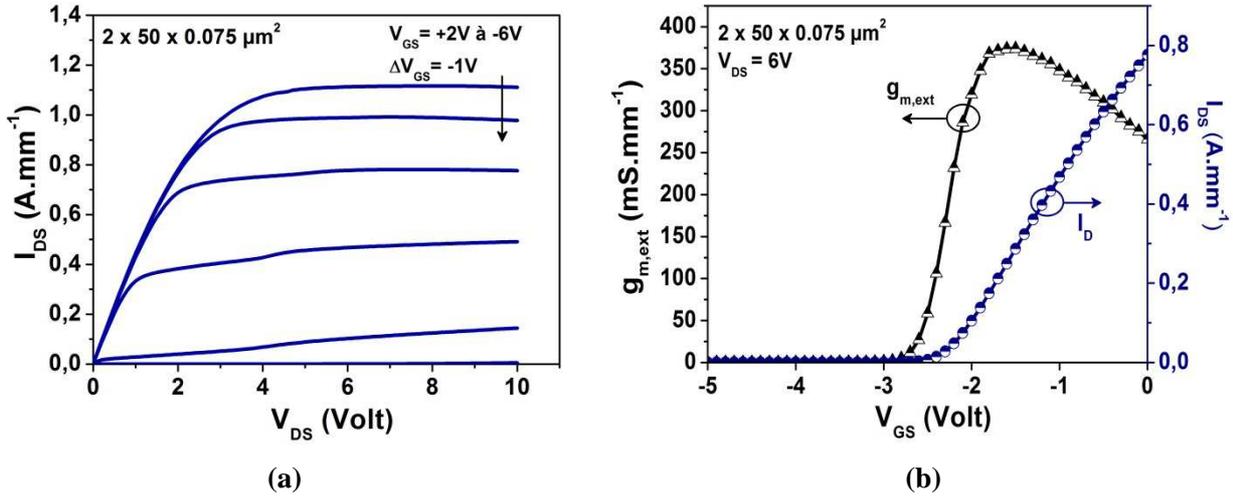
**Tableau 4.5** : Propriétés de transport relatives à l'échantillon 3

Le procédé de fabrication est commun à celui décrit dans les parties précédentes. Des mesures au moyen d'échelles TLM indiquent une résistance de contact moyenne de l'ordre de  $0.29 \Omega.\text{mm}$ . L'isolation des composants est réalisée par implantation d'ions  $\text{N}^+$ . Au moyen d'un tricouche de résine optimisé de PMMA/COPO/PMMA permettant de définir des grille en Té de longueurs minimales de  $75 \text{ nm}$  avec un espacement source-grille de  $500 \text{ nm}$ . La métallisation des électrodes de grilles suit le séquentiel Ni/Au ( $40/300 \text{ nm}$ ) opéré par évaporation sous vide. Cette étape est suivie d'un prétraitement  $\text{N}_2\text{O}$  et d'une passivation au moyen d'un bicouche diélectrique composé de SiN/SiO<sub>2</sub> afin d'inhiber les états de surface. Enfin, les plots d'accès permettant des mesures sous pointes coplanaires sont réalisés avec une métallisation Ti/Au ( $100/400 \text{ nm}$ ). Les transistors fabriqués possèdent tous un nombre de doigts de grille  $N = 2$  et une distance grille-source  $L_{GS} = 500 \text{ nm}$ . Chaque réticule comprend des transistors de développement  $W$  ( $2 \times 25 \mu\text{m}$  et  $2 \times 50 \mu\text{m}$ ), des distances source-drain  $L_{SD}$  ( $1.5, 2.5, 3.5$  et  $5.5 \mu\text{m}$ ) et des longueurs de grilles  $L_G$  ( $75, 100, 150$  et  $250 \text{ nm}$ ) différents. Il convient cependant de noter que les HEMTs à plus grande longueur grille-drain (soit à plus grand  $L_{SD}$ ) sont susceptibles de présenter des tensions de claquages plus élevées et donc de permettre une utilisation à  $V_{DS}$  plus grand.

La procédure de caractérisation est centrée sur un transistor de longueur de grille de  $75 \text{ nm}$  et un développement total de  $100 \mu\text{m}$ . Ce choix sera justifié dans la suite par les performances statiques et hyperfréquences que présente ce composant.

## 7.2 Caractérisation en régime statique

Les figures 4.24 (a) et 4.24 (b) représentent les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  ainsi que  $g_{m,ext}(V_{GS})$  et  $I_D(V_{GS})$  pour le HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$ .



**Figure 4.24 :** Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  en statique (a) et caractéristique de transfert (b) du transistor de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$

Un courant de drain maximal  $I_{D,max}$  de 1.1 A/mm est atteint à  $V_{GS} = 2 V$ . De plus, on peut noter en première approximation une faible conductance de sortie compte tenu de l'allure du réseau  $I_D(V_{DS})$ . Des valeurs de transconductance maximale  $g_{m,max,ext}$  au-delà de 350 mS/mm pour des tensions de drain comprises entre 4 V et 25 V sont atteintes avec une valeur maximale de 374 mS/mm à  $V_{GS} = -1.6 V$  et  $V_{DS} = 6 V$ . Les résistances d'accès de source et de drain ont été extraites par la méthode Cold-FET et sont évaluées respectivement à 5.7  $\Omega$  et 6.8  $\Omega$ . Ainsi, il devient possible de calculer une transconductance intrinsèque maximale  $g_{m,max,int}$  de 475 mS/mm. À partir de la caractéristique de transfert, une tension de pincement  $V_p$  de -2.3 V est déterminée pour une tension de drain  $V_{DS}$  de 6 V. Quant à la tension de claquage  $V_{BV}$ , elle a été estimée en configuration de canal pincé permettant d'obtenir une valeur de l'ordre de 55 V pour un courant de drain borné à 1 mA/mm.

La figure 4.25 représente le courant de drain  $I_D$  ainsi que le courant de grille  $I_G$  en coordonnées logarithmiques en fonction de la tension de grille  $V_{GS}$ . Il vient ainsi un rapport  $I_{ON}/I_{OFF}$  de l'ordre de  $10^4$ . Celui-ci semble essentiellement limité par les fuites de courant à travers l'électrode de grille comme le montre le chevauchement sous le pincement du courant de drain et du courant de grille. Toutefois, cette limitation ne semble pas impacter drastiquement les performances de ce transistor, comme nous le verrons dans la suite. Par

ailleurs, plusieurs améliorations sont possibles telle qu'une passivation in situ de SiN en vue de contourner ces limitations. D'autre part, la valeur de la pente sous le seuil de 285 mV/dec démontre la présence d'effets de canal court mineures.

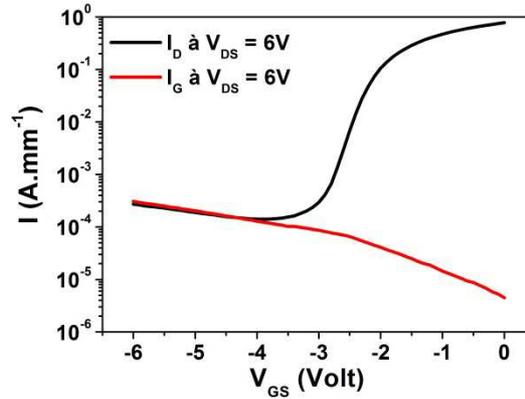


Figure 4.25 : Variation du courant de drain  $I_D$  et du courant de grille  $I_G$  en coordonnées logarithmiques en fonction de  $V_{GS}$

### 7.3 Caractérisation en régime impulsionnel

Le réseau  $I_D(V_{DS})$  en régime impulsionnel a été établi pour les points de polarisation suivants : ( $V_{GS0} = 0V; V_{DS0} = 0V$ ) correspondant au point de repos, ( $V_{GS0} = -6V; V_{DS0} = 0V$ ) correspondant au gate-lag et ( $V_{GS0} = -6V; V_{DS0} = 25V$ ) en condition de drain-lag. D'un point de vue quantitatif les durées des impulsions sont de 500 ns avec un rapport cyclique de 0.3 %, garantissant un échauffement du composant négligeable. La figure 4.26 décrit le réseau  $I_D(V_{DS})$  en régime impulsionnel permettant de relever les chutes de courant référencées par rapport au point de repos au niveau de la tension de coude  $V_{knee} = 4.5 V$  et pour une tension de grille  $V_{GS} = 2 V$ .

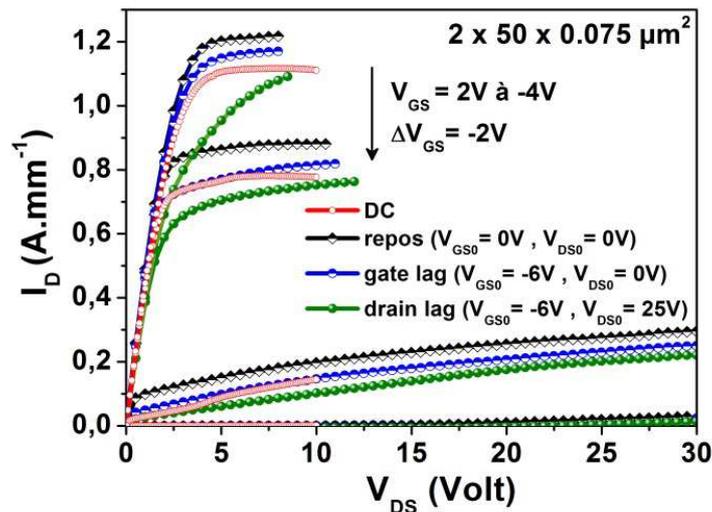


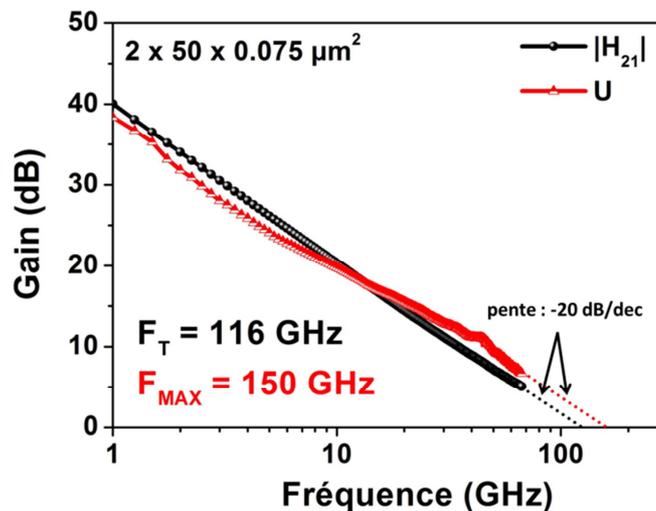
Figure 4.26 : Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  pulsée pour le transistor de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$

Les chutes du courant de drain ainsi déterminées en conditions de gate lag et de drain lag sont respectivement de 4% et de 20%. Compte tenu des points de polarisation choisis, ces valeurs sont acceptables bien qu'il demeure possible de les améliorer, en particulier avec une passivation *in situ* de SiN, laquelle permettrait d'inhiber l'impact des états de surface sur le fonctionnement du transistor. Par ailleurs, un décalage important de la tension de déchet est visible en fonction des conditions de polarisation ce qui est imputable aux pièges situés en profondeur dans le buffer GaN. Il est à noter que les points de polarisation ont été soigneusement choisis afin d'anticiper les mesures de puissance hyperfréquences qui seront présentées ultérieurement.

## 7.4 Caractérisation en régime hyperfréquence

### 7.4.1 Détermination des fréquences de coupure $F_T$ et $F_{Max}$

La figure 4.27 illustre l'évolution du gain en courant intrinsèque ainsi que celle du gain en puissance intrinsèque extraits respectivement à partir des paramètres hybrides  $H_{21}$  et du gain unilatéral de Mason  $U$  au point de polarisation correspondant au maximum de la transconductance soit ( $V_{GS0} = -1.6 V$ ;  $V_{DS0} = 6 V$ ).



**Figure 4.27** : Gain en courant  $|H_{21}|$  et gain unilatéral de Mason  $U$  en fonction de la fréquence

L'extrapolation des caractéristiques avec une pente de  $-20 \text{ dB/dec}$  permet de déterminer la fréquence de coupure du gain en courant  $F_T = 116 \text{ GHz}$  et celle du gain en puissance  $F_{MAX} = 150 \text{ GHz}$ . Il vient ainsi un bon rapport  $F_T / F_{MAX}$  de 1.3 lié essentiellement à une maturité associée à la croissance et la technologie HEMT AlGaIn/GaN. En particulier,

ce résultat est justifié par l'obtention d'une fine barrière et de l'utilisation de la technologie de grille en Té permettant de réduire fortement la résistance de grille  $R_g$ .

À titre indicatif, l'extraction des fréquences de coupures pour différentes longueurs de grilles a été opérée pour un développement total fixe de  $2 \times 50 \mu\text{m}$ . Les résultats sont regroupés dans le tableau 4.6.

<b>Développement (<math>\mu\text{m}</math>)</b>	<b><math>2 \times 50</math></b>	$2 \times 50$	$2 \times 50$	$2 \times 50$
<b>Longueur de grille (nm)</b>	<b>75</b>	100	150	250
<b>Polarisation (<math>V_{GS}; V_{DS}</math>)</b>	<b>(-1.6 ; 6)</b>	(-1.3 ; 6)	(-1.2 ; 6)	(-1.2 ; 6)
<b><math>F_T</math> (GHz)</b>	<b>116</b>	95	82	69
<b><math>F_{MAX}</math> (GHz)</b>	<b>150</b>	133	117	102

**Tableau 4.6** : Fréquences de coupures pour différentes longueurs de grille

Les fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance suivent une loi d'échelle, la diminution de la longueur de grille s'accompagnant d'une augmentation de  $F_t$  et  $F_{MAX}$ .

#### 7.4.2 Extraction des paramètres du schéma équivalent petit-signal

L'extraction des paramètres extrinsèques et intrinsèques du schéma équivalent petit signal a été obtenue dans le cadre d'une analyse approfondie dans le cadre de la thèse d'Adrien Cutivet. Ces paramètres ont été extraits sur le HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$  avec un espacement source-grille de 500 nm et une distance source-drain de 1.5  $\mu\text{m}$ . Les données ainsi extraites sont regroupées dans le tableau ci-dessous.

<b>Paramètres extrinsèques</b>		<b>Paramètres intrinsèques</b>	
<b><math>L_S</math> (pH)</b>	0	<b><math>C_{GS}</math> (fF)</b>	70
<b><math>L_G</math> (pH)</b>	26.1	<b><math>C_{GD}</math> (fF)</b>	12.5
<b><math>L_D</math> (pH)</b>	22.1	<b><math>g_m</math> (mS)</b>	55
<b><math>C_{PG}</math> (fF)</b>	37	<b><math>g_{DS}</math> (mS)</b>	4.4
<b><math>C_{PD}</math> (fF)</b>	82		
<b><math>R_s</math> (<math>\Omega</math>)</b>	5.7		
<b><math>R_D</math> (<math>\Omega</math>)</b>	6.8		
<b><math>R_G</math> (<math>\Omega</math>)</b>	6.7		

**Tableau 4.7** : Paramètres du schéma équivalent petit signal du HEMT  $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$

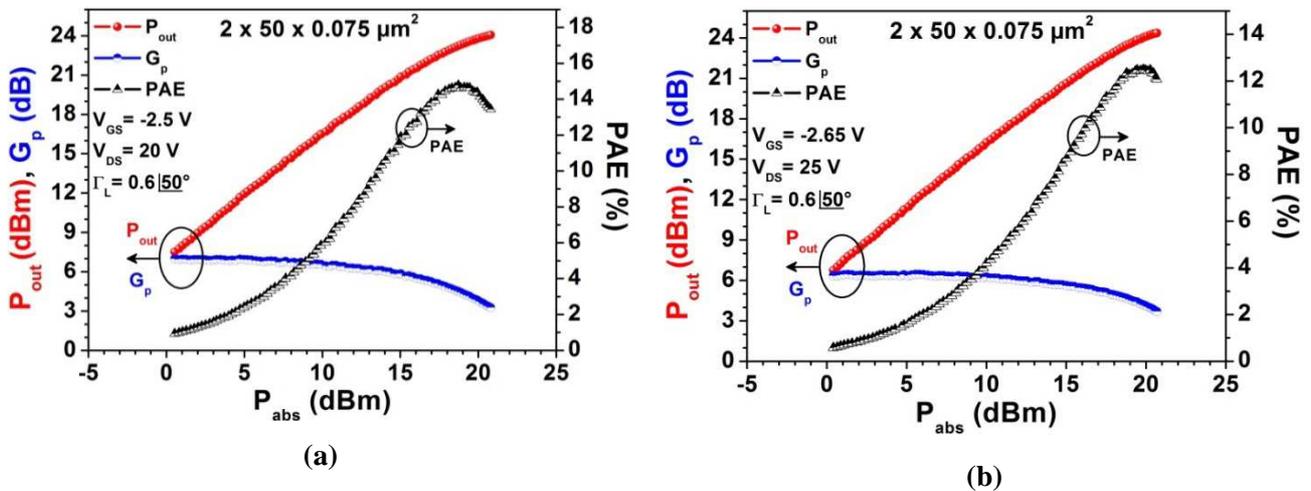
Notons que l'extraction de l'ensemble de ces éléments intrinsèques a été rendue possible par une adaptation conséquente du schéma équivalent, tant du point de vue de la modélisation des éléments d'accès (prise en compte des fuites RF) que du comportement de la zone intrinsèque. En effet, des dispersions fréquentielles notables ayant été observées sur les paramètres  $Z_{12}$  et  $Z_{22}$ - $Z_{12}$  mesurés en configuration Cold-Fet, l'hypothèse d'accès purement résistifs n'a pas pu être retenue. Une branche supplémentaire de couplage source-drain via le substrat a donc été considérée au travers d'un dipôle  $R_{sub}$ - $C_{sub}$  permettant de reproduire au mieux les caractéristiques mesurées. Les valeurs ainsi extraites mettent en évidence un gain en tension raisonnable ( $g_m/g_d > 10$ ), ainsi qu'une contribution non négligeable de la capacité grille-drain ( $C_{GD}$ ), laquelle s'expliquant par la faible valeur de  $V_{DS}$  choisie pour la quantification des éléments du schéma équivalent.

### 7.5 Caractérisation en régime grand signal

Dans cette partie, une analyse détaillée du transistor décrit précédemment en régime grand signal a été opérée. En particulier, des mesures de puissances hyperfréquences à 18 GHz, 40 GHz et 94 GHz ont permis de mettre en évidence les potentialités du transistor.

#### 7.5.1 Mesure de puissance hyperfréquence à 40 GHz

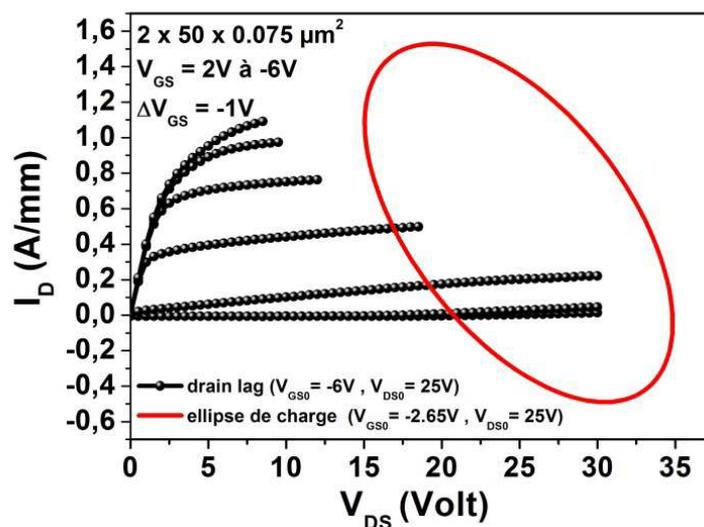
Les premières mesures de puissance hyperfréquences sur le transistor de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$  ont été réalisées à une fréquence de 40 GHz. La figure 4.28 décrit ainsi l'évolution de la puissance de sortie  $P_{out}$ , du gain en puissance  $G_p$  et du rendement en puissance ajouté  $PAE$  en fonction de la puissance absorbée par le transistor  $P_{abs}$ .



**Figure 4.28 :** Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 40 GHz aux points de polarisation ( $V_{GS} = -2.5 V$ ;  $V_{DS} = 20 V$ ) (a) et ( $V_{GS} = -2.65 V$ ;  $V_{DS} = 25 V$ ) (b)

Au point de polarisation ( $V_{GS0} = -2.5 V$ ;  $V_{DS0} = 20 V$ ), correspondant à une classe de fonctionnement AB, une impédance de sortie optimale  $\Gamma_{load} = 0.6 \angle 50^\circ$  a été déterminée. Dans ces conditions, ce composant présente un gain linéaire de 7 dB, un rendement en puissance ajoutée maximum de 15 %. Le niveau à 1 dB de compression est associé à une puissance absorbée de 11 dBm et un niveau de puissance de sortie de 17.6 dBm soit une densité de puissance de sortie de 0.6 W/mm. Enfin, une puissance de sortie en saturation de 24.06 dBm est obtenue, soit une densité de puissance de 2.55 W/mm. Les mêmes mesures ont été opérées au point de polarisation ( $V_{GS0} = -2.65 V$ ;  $V_{DS0} = 25 V$ ) avec une impédance de sortie optimale identique au cas précédent. De fait, un gain linéaire de 6.5 dB est atteint avec un rendement en puissance ajoutée maximum de 12.5%, le niveau à 1 dB de compression est associé à une puissance absorbée de 17 dBm et un niveau de puissance de sortie de 22 dBm soit une densité de puissance de sortie de 1.6 W/mm. Il vient, finalement, une puissance de sortie en saturation de 24.36 dBm soit une densité de puissance de 2.7 W/mm. Cette valeur de puissance de sortie constitue, jusqu'à ce jour, l'état de l'art pour un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR réalisé par croissance MBE [19].

La figure 4.29 indique l'ellipse de charge mesurée au fondamental superposée aux caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  en conditions pulsées drain lag avec ( $V_{GS0} = -6 V$ ,  $V_{DS} = 25 V$ ), mesurée pour ce transistor. L'allure de l'ellipse de charge correspond ainsi à l'optimisation de l'impédance de charge en sortie permettant d'obtenir la puissance maximale en saturation disponible par le composant mesuré.



**Figure 4.29 :** Réseau  $I_D(V_{DS})$  pulsé au point de polarisation ( $V_{GS0} = -6 V$ ;  $V_{DS0} = 25 V$ ) superposé à l'ellipse de charge au fondamental associée au maximum de puissance en sortie

### 7.5.2 Mesure de puissance hyperfréquence à 18 GHz et 94 GHz

Suite au résultat à l'état de l'art à 40 GHz en termes de puissance de sortie en saturation, d'autres mesures de puissances à des fréquences de 18 GHz et 94 GHz ont été conduites afin d'évaluer les potentialités du transistor. Concernant les mesures à 18 GHz, elles ont été évaluées au moyen du LSNA utilisé par ailleurs à la fréquence de 40 GHz. Quant à la mesure de puissance à 94 GHz, un système de mesure développé au sein de l'IEMN permet une mesure avec une adaptation de la charge présentée en sortie et une puissance injectée pouvant atteindre 12.7 dBm dans le plan des pointes de mesures. Un extenseur de fréquence est utilisé en entrée réalisant une mesure vectorielle des ondes de puissance incidente et réfléchie à l'entrée du transistor et permet ainsi la détermination du paramètre  $S_{11}$  en valeur complexe, soit de la puissance d'entrée absorbée par le transistor. Un tuner d'impédance passif est placé en sortie du transistor permettant d'atteindre un coefficient de réflexion présenté en sortie  $\Gamma_L$  dont la norme maximale ne peut excéder 0.7. Enfin, un bolomètre Keysight W8486A permet une mesure de la puissance active au fondamental absorbée par la charge en sortie.

Les figures 4.30 (a) et 4.30 (b) présentent les résultats de puissance mesurés à 18 GHz et à 94 GHz pour des points de polarisation respectivement de ( $V_{GS0} = -3.15$  V,  $V_{DS0} = 25$  V) et ( $V_{GS0} = -2$  V,  $V_{DS0} = 9$  V) correspondant aux point proches de la transconductance maximale.

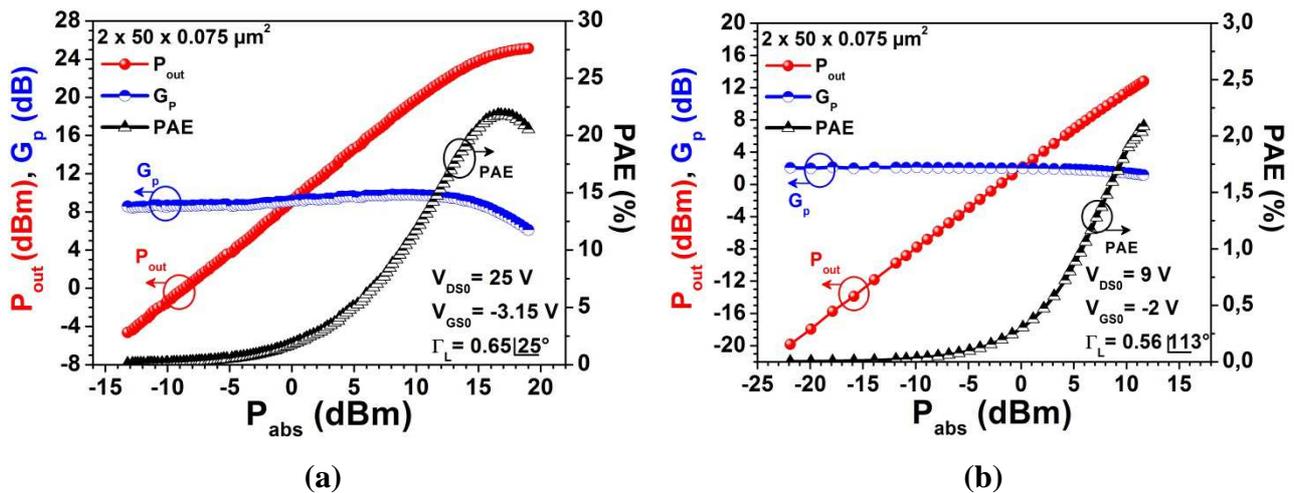


Figure 4.30 : Caractéristique de puissance hyperfréquence à 18 GHz (a) et à 94 GHz (b) pour le HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$

À une fréquence de mesure de 18 GHz et au point de polarisation ( $V_{GS0} = -3.15$  V;  $V_{DS0} = 25$  V) associées à une impédance de charge optimale  $\Gamma_{load} = 0.65 \angle 25^\circ$ , le niveau maximal de puissance de sortie  $P_{sat}$  atteint est de 25.1 dBm, soit 3.3 W/mm. Le gain en puissance  $G_p$  dans la zone linéaire est de 9.8 dB associée à une PAE de l'ordre de 25 %. Par ailleurs, à une fréquence de mesures de 94 GHz, compte tenu de la réduction du gain en puissance du transistor, le niveau maximal de puissance de sortie  $P_{sat}$  atteint est de 13 dBm, soit 0.3 W/mm. Le gain en puissance  $G_p$  dans la zone linéaire est de 2 dB associé à une PAE de l'ordre de 2 %. Notons que ce résultat « modeste » est dû essentiellement à un transistor non optimisé pour un fonctionnement à 94GHz.

### 7.5.3 Discussion sur l'ensemble des résultats de puissance

Il est à noter qu'une multitude de mesures à différents points de polarisation et pour différentes impédances de charge a été réalisée. Les résultats présentés dans ce manuscrit et en particulier dans ce chapitre sont inhérents aux résultats les plus marquants. Le tableau 4.7 regroupe les résultats de puissance aux fréquences de 18 GHz, 40 GHz et 94 GHz réalisées sur le HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$  ayant par ailleurs donné les meilleures performances.

Il est intéressant de comparer le gain en puissance et le rendement en puissance ajoutée en fonction de la fréquence de mesure. Ces deux paramètres présentent une dégradation significative suivant l'augmentation de la fréquence directement corrélée à la diminution du gain en puissance disponible. Cette notable dégradation du gain (20 dB/dec) implique un accroissement imposé de la puissance injectée, soit un auto-échauffement prononcé, de là une diminution de la PAE.

<b>HEMT de topologie <math>2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2</math></b>			
<b>Fréquence de mesure de puissance hyperfréquence</b>	<b>18 GHz</b>	<b>40 GHz</b>	<b>94 GHz</b>
<b>Polarisation (<math>V_{GS}; V_{DS}</math>)</b>	(-3.15 ; 25)	(-2.65 ; 25V)	(-2 ; 9)
<b>Impédance de charge optimale <math>\Gamma_L</math></b>	$0.65 \angle 25^\circ$	$0.6 \angle 50^\circ$	$0.56 \angle 113^\circ$
<b><math>G_p</math> (dB)</b>	9.8	6.5	2
<b>PAE</b>	25 %	12.5 %	2 %
<b><math>P_{1dB}</math> (dBm)</b>	12.5	17	----
<b><math>P_{sat}</math> (dBm)</b>	25.10	24.36	13
<b><math>P_{sat}</math> (W/mm)</b>	3.3	2.7	0.3

**Tableau 4.7** : Récapitulatif des mesures de puissance hyperfréquence pour le HEMT  $2 \times 50 \times 0.075 \mu m^2$

## 8 Conclusion du Chapitre 4

Ce dernier chapitre présente les caractérisations en régime statique et en régime hyperfréquence d'une sélection de composants HEMTs fabriqués dans le cadre de cette thèse. Auparavant, une description détaillée des outils nécessaires à la compréhension des phénomènes physiques et électriques mis en jeu dans les transistors est décrite.

L'étude est focalisée essentiellement autour de trois structures : InAlN/GaN sur substrat Si(111) HR, AlGaIn/GaN sur substrat SiC semi-isolant et enfin sur AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR. Les caractéristiques statiques ont ainsi permis de remonter essentiellement aux informations relatives au courant  $I_D$  et à la transconductance  $g_m$ , paramètres représentatifs des performances des transistors. Par ailleurs, les mesures hyperfréquences « petit-signal » ont permis de mettre en évidence les fréquences de coupure du gain en courant  $F_t$  et du gain en puissance  $F_{Max}$ . Enfin, les caractérisations en puissance hyperfréquence ont démontré les potentialités en régime grand signal des transistors. En ce sens, pour une structure InAlN/GaN sur substrat SiC semi-isolant, des fréquences de coupure de  $F_t = 72 \text{ GHz}$  et  $F_{Max} = 170 \text{ GHz}$  ont été extraites pour un transistor de topologie  $2 \times 25 \times 0.150 \mu\text{m}^2$ . Par suite, à 40 GHz, une densité de puissance en régime de saturation de 3 W/mm a été atteinte, associée à un gain en zone linéaire de 5.3 dB et un rendement en puissance ajoutée de 13 %. Concernant, la structure AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR, les caractérisations petit signal ont permis d'extraire des fréquences  $F_t$  et  $F_{Max}$  respectivement de 110 GHz et 150 GHz. Par ailleurs, des performances en termes de puissance de sortie en saturation de 2.7 W/mm à 40 GHz ont été atteints pour un HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ . Celui-ci est associé à un gain linéaire de 6.5 dB et un rendement en puissance ajoutée de 12.5 %. À ce jour, ce résultat constitue l'état de l'art en termes de densité de puissance pour un HEMT de type AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR obtenu par croissance MBE.

## 9 Bibliographie du Chapitre 4

- [1] C. Canali, G. Majni, R. Minder, and G. Ottaviani, "Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 22, no. 11, pp. 1045–1047, Nov. 1975.
- [2] T. Palacios, S. Rajan, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Influence of the dynamic access resistance in the gm and fT linearity of AlGaIn/GaN HEMTs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 52, no. 10, pp. 2117–2123, Oct. 2005.
- [3] 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 AlGaIn/GaN HEMTs for T-Gate Devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 54, no. 10, pp. 2589–2597, Oct. 2007.
- [4] F. Lecourt, "Hétérostructures AlGaIn/GaN et InAlN/GaN pour la réalisation de HEMTs de puissance hyperfréquence en bande Ka," Université de Lille 1, Lille, 2012.
- [5] A. M. Ionescu and H. Riel, "Tunnel field-effect transistors as energy-efficient electronic switches," *Nature*, vol. 479, no. 7373, pp. 329–337, Nov. 2011.
- [6] Y. Tang, K. Shinohara, D. Regan, A. Corrion, D. Brown, J. Wong, A. Schmitz, H. Fung, S. Kim, and M. Micovic, "Ultrahigh-Speed GaN High-Electron-Mobility Transistors With of 454/444 GHz," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 6, pp. 549–551, Jun. 2015.
- [7] P. J. Tasker and B. Hughes, "Importance of source and drain resistance to the maximum  $f_{sub T}$  of millimeter-wave MODFETs," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 10, no. 7, pp. 291–293, Jul. 1989.
- [8] J. M. Rollett, "Stability and Power-Gain Invariants of Linear Twoports," *IRE Trans. Circuit Theory*, vol. 9, no. 1, pp. 29–32, Mar. 1962.
- [9] "Wiley: Modern Microwave Transistors: Theory, Design, and Performance - Frank Schwierz, Juin J. Liou." Available: [http://eu.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd\\_0471417785.html](http://eu.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd_0471417785.html). [Accessed: 08-Oct-2015].
- [10] S. J. Mason, "Power Gain in Feedback Amplifier," *Trans. IRE Prof. Group Circuit Theory*, vol. CT-1, no. 2, pp. 20–25, Jun. 1954.
- [11] A. Davidson, K. Jones, and E. Strid, "LRM and LRRM Calibrations with Automatic Determination of Load Inductance," in *ARFTG Conference Digest-Fall, 36th*, 1990, vol. 18, pp. 57–63.
- [12] D. Marti, S. Tirelli, V. Teppati, L. Lugani, J.-F. Carlin, M. Malinverni, N. Grandjean, and C. R. Bolognesi, "94-GHz Large-Signal Operation of AlInN/GaN High-Electron-Mobility Transistors on Silicon With Regrown Ohmic Contacts," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 1, pp. 17–19, Jan. 2015.
- [13] J. Kuzmík, "InAlN/(In)GaIn high electron mobility transistors: some aspects of the quantum well heterostructure proposal," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 17, no. 6, p. 540, 2002.
- [14] S. Tirelli, L. Lugani, D. Marti, J.-F. Carlin, N. Grandjean, and C. R. Bolognesi, "AlInN-Based HEMTs for Large-Signal Operation at 40 GHz," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3091–3098, Oct. 2013.
- [15] S. Tirelli, D. Marti, H. Sun, A. R. Alt, J.-F. Carlin, N. Grandjean, and C. R. Bolognesi, "Fully Passivated AlInN/GaN HEMTs With of 205/220 GHz," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 1364–1366, Oct. 2011.
- [16] P. N. Chyurlia, F. Semond, T. Lester, J. A. Bardwell, S. Rolfe, H. Tang, and N. G. Tarr, "Monolithic integration of AlGaIn/GaN HFET with MOS on silicon (111) substrates," *Electron. Lett.*, vol. 46, no. 3, pp. 253–254, Feb. 2010.

- [17] D. Marti, S. Tirelli, A. R. Alt, J. Roberts, and C. R. Bolognesi, “150-GHz Cutoff Frequencies and 2-W/mm Output Power at 40 GHz in a Millimeter-Wave AlGaIn/GaN HEMT Technology on Silicon,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 33, no. 10, pp. 1372–1374, Oct. 2012.
- [18] 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,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 33, no. 8, pp. 1168–1170, Aug. 2012.
- [19] P. Altuntas, F. Lecourt, A. Cutivet, N. Defrance, E. Okada, M. Lesecq, S. Rennesson, A. Agboton, Y. Cordier, V. Hoel, and J.-C. De Jaeger, “Power Performance at 40 GHz of AlGaIn/GaN High-Electron Mobility Transistors Grown by Molecular Beam Epitaxy on Si(111) Substrate,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 303–305, Apr. 2015.
- [20] S. Rennesson, F. Lecourt, N. Defrance, M. Chmielowska, S. Chenot, M. Lesecq, V. Hoel, E. Okada, Y. Cordier, and J.-C. De Jaeger, “Optimization of High Electron Mobility Heterostructures for High-Power/Frequency Performances,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3105–3111, Oct. 2013.
- [21] N. Baron, Y. Cordier, S. Chenot, P. Vennéguès, O. Tottereau, M. Leroux, F. Semond, and J. Massies, “The critical role of growth temperature on the structural and electrical properties of AlGaIn/GaN high electron mobility transistor heterostructures grown on Si(111),” *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 3, p. 033701, Feb. 2009.
- [22] S. Tripathy, V. K. X. Lin, S. B. Dolmanan, J. P. Y. Tan, R. S. Kajen, L. K. Bera, S. L. Teo, M. K. Kumar, S. Arulkumaran, G. I. Ng, S. Vicknesh, S. Todd, W. Z. Wang, G. Q. Lo, H. Li, D. Lee, and S. Han, “AlGaIn/GaN two-dimensional-electron gas heterostructures on 200 mm diameter Si(111),” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 8, p. 082110, Aug. 2012.

---

# **Conclusion générale et perspectives**



# Conclusion générale et perspectives

Ce manuscrit relate une synthèse exhaustive de l'ensemble des études et avancées menées dans le cadre de cette thèse ayant pour thématique la fabrication et la caractérisation de dispositifs de type HEMT de la filière GaN pour des applications de puissance hyperfréquence. Cette thèse a été effectuée à l'Institut d'Électronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) au sein du groupe Composants et Dispositifs Micro-ondes de Puissance.

Ce mémoire montre l'intérêt et les potentialités des matériaux III-V à large bande interdite, en particulier, pour le nitrure de gallium en vue de la fabrication de transistors à haute mobilité électronique utilisés pour les amplificateurs de puissance hyperfréquence fonctionnant à hautes fréquences.

Les propriétés du GaN reportées dans le chapitre 1 impliquent la possibilité de développer des densités de puissance importantes pour les applications dans le domaine de la défense, du spatial ainsi que des télécommunications. L'accent a été mis essentiellement sur la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu dans les hétérojonctions AlGaIn/GaN et InAlN/GaN. Par ailleurs, une comparaison des différents types de substrat de croissance des hétérostructures HEMTs a été réalisée en vue de distinguer leurs atouts et inconvénients. Le modèle de formation du gaz bidimensionnel d'électrons par les effets conjoints des polarisations spontanées et piézoélectriques a ensuite été étudié. L'état de l'art en termes de densité puissance de sortie en fonction de la fréquence pour les différentes filières de la technologie GaN a été établi afin de situer les performances des composants réalisés dans le cadre de ce travail.

Le second chapitre relate la fabrication des transistors, dont plusieurs étapes du procédé de fabrication ont été optimisées durant ce travail. Une optimisation de la technologie relative aux contacts ohmiques sur des structures de types InAlN/GaN sur substrat Si(111) HR a permis d'obtenir des résistances de contacts de l'ordre de  $0.15 \Omega \cdot \text{mm}$ . Par ailleurs, la réduction des dimensions des composants HEMTs reste une ligne directrice incontournable pour l'amélioration des fréquences de fonctionnement des transistors. La réduction d'échelle consiste principalement à diminuer la longueur de grille mais aussi la distance grille-source. Dans ce sens, un travail conséquent en termes d'optimisation technologique a été réalisé permettant d'atteindre des longueurs de grille de 60 nm associées à des distances source-grille de l'ordre de 500 nm. La distance source-grille est néanmoins limitée par la technologie de

contacts ohmiques employée dans notre procédé de fabrication. En effet, celle-ci consiste en des contacts recuits et par conséquent présente une rugosité de surface non négligeable et des flancs rugueux limitant ainsi la diminution de l'espace source-grille. Une autre étude a été menée ayant pour objectif la caractérisation des contacts Schottky. Cette approche a consisté à modéliser le contact Schottky au travers des inhomogénéités de barrière caractérisées par la présence de deux phases à l'interface métal/semiconducteur induisant deux hauteurs de barrière moyenne différentes.

Le troisième chapitre traite de la caractérisation des effets limitatifs des composants HEMTs. D'une part, un travail d'investigation sur l'origine des pertes dans les structures MOCVD et MBE a été mené. Il apparaît que les pertes importantes dans les structures MOCVD semblent pouvoir être inhibées par le biais de l'utilisation d'un template en combinant les techniques de croissance MOCVD et MBE. D'autre part, une analyse approfondie de l'effet kink observé dans les structures InAlN/GaN a été opérée. En particulier, une corrélation entre l'effet kink et la mobilité effective a permis de reproduire analytiquement le lieu de la tension kink. Le raisonnement ainsi conduit a permis de mettre en exergue un niveau de piège situé à 60.1 meV sous la bande de conduction responsable de l'apparition de l'effet kink. La valeur du niveau d'énergie déterminé correspond ainsi à des pièges relatifs à des lacunes d'azote. De plus, les limitations thermiques des composants HEMTs ayant un impact sur leurs performances et leur fiabilité, un travail de caractérisation de la résistance thermique par l'intermédiaire de deux techniques a été mené. Pour comprendre et quantifier le phénomène d'auto-échauffement, il a été proposé une comparaison entre deux méthodes de caractérisation thermique : caméra IR et méthode des coïncidences. Les mesures ont permis d'extraire la résistance thermique relative à la structure HEMT étudiée avec des résultats en adéquation entre les deux méthodes.

Le dernier chapitre est consacré à l'ensemble des caractérisations en régime statique et en régime hyperfréquence effectuées sur différentes structures épitaxiales sur lesquelles des composants HEMTs ont été fabriqués dans le cadre de ce travail. Dans un premier temps, une description détaillée des paramètres relatifs à la compréhension du fonctionnement des composants HEMTs a été présentée. Ensuite, l'étude s'est focalisée essentiellement autour de trois structures : InAlN/GaN sur substrat Si(111) HR, InAlN/GaN sur substrat SiC semi-insolant et enfin sur AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR. Cette dernière est le fruit d'un long travail collaboratif avec le laboratoire CRHEA pour l'optimisation des épitaxies. Dans le cadre de cette collaboration, un effort considérable a été mené en vue d'obtenir une bonne

qualité cristalline permettant d'avoir une faible résistance de canal tout en gardant une fine épaisseur de barrière. Les composants HEMTs fabriqués sur cette hétérostructure ont permis d'atteindre des résultats à l'état de l'art. En l'occurrence, des mesures hyperfréquences témoignent respectivement de fréquences de coupure du gain en courant et du gain en puissance de  $F_t = 110 \text{ GHz}$  et  $F_{Max} = 150 \text{ GHz}$  pour un HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ . Les caractérisations de puissance hyperfréquence à 40 GHz ont permis d'atteindre une densité de puissance en saturation de 2.7 W/mm à une polarisation de drain de 25 V associée à un gain en puissance en zone linéaire de 6.5 dB et un rendement en puissance ajoutée de 12.5 %. À ce jour, ce résultat constitue l'état de l'art en termes de densité de puissance pour un HEMT de type AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) HR obtenu par croissance MBE.

Les perspectives de ce travail doivent être en grande partie en adéquation avec les contraintes imposées par l'industrie de la micro-électronique et peuvent être scindé en deux thématiques distinctes.

La première concerne les aspects matériaux des hétérostructures dédiées aux composants HEMTs. Il est maintenant bien établi qu'une passivation *in situ* de SiN contribue fortement à l'inhibition des états de surfaces. Ainsi, l'utilisation de cette dernière associée à des structures avec de fines épaisseurs de barrières (~ 5nm) peut permettre une amélioration importante des performances des composants HEMTs, en particulier, en termes de montée en fréquence. Par ailleurs, celle-ci présenterait un avantage simultané en vue de réduire drastiquement les effets de canal court via le respect du rapport d'aspect. Conjointement, il est nécessaire de réaliser des hétérostructures présentant le moins de pertes possible en régime hyperfréquence en vue de respecter les contraintes imposées par les circuits MMIC. Par conséquent, un travail sur l'ingénierie du buffer est nécessaire en particulier via la gestion de l'interface substrat/III-V.

La seconde approche consiste en l'optimisation des procédés technologiques afin d'atteindre sans cesse des performances en termes de fréquences de coupure et de puissance plus élevées. Le premier est l'utilisation de la technologie de grille auto-alignée avec la mise en œuvre des contacts ohmiques réépitaxiés par une zone GaN dopée favorisant la réduction de l'espace source-grille et par conséquent la montée en fréquence en diminuant drastiquement les résistances d'accès. En effet, les contacts ohmiques de ce type ne nécessitant pas de recuit d'alliage sont beaucoup plus plats et les flans sont beaucoup plus

raides. La réduction de la longueur de grille demeure un point clé autorisant une amélioration des performances des composants HEMTs. Outre ces perspectives, l'un des plus gros challenges actuels et à venir de la micro-électronique repose sur la fiabilité des circuits et des dispositifs. Au même titre que la performance électrique pure, la durée de vie des composants constitue un critère fondamental pour valider une technologie pérenne transférable au niveau industriel.

# Liste des publications

## Revue internationale à comité de lecture:

- ✓ **P. Altuntas**, F. Lecourt, A. Cutivet, N. Defrance, E. Okada, M. Leseq, S. Rennesson, A. Agboton, Y. Cordier, V. Hoel, and J.-C. De Jaeger, "Power Performance at 40 GHz of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> High-Electron Mobility Transistors Grown by Molecular Beam Epitaxy on Si(111) Substrate," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 36, no. 4, pp. 303–305, Apr. 2015.
- ✓ Y. Cordier, E. Frayssinet, M. Chmielowska, M. Nemoz, A. Courville, P. Vennéguès, P. D. Mierry, S. Chenot, J. Camus, K. A. Aissa, Q. Simon, L. L. Brizoual, M. A. Djouadi, N. Defrance, M. Leseq, **P. Altuntas**, A. Cutivet, A. Agboton, and J.-C. D. Jaeger, "Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistors on silicon substrates with MBE/PVD Al<sub>N</sub> seed layers," *Phys. Status Solidi C*, vol. 11, no. 3–4, pp. 498–501, Feb. 2014.
- ✓ Agboton, N. Defrance, **P. Altuntas**, F. Lecourt, Y. Douvry, V. Hoel, A. Soltani, and J.-C. De Jaeger, "Emphasis on trap activity in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs through temperature dependent pulsed I-V characteristics," *Eur. Phys. J. Appl. Phys.*, vol. 64, no. 2, p. 20101, Nov. 2013.

## Conférences internationales avec actes :

- ✓ **P. Altuntas**, N. Defrance, M. Leseq, A. Agboton, R. Ouhachi, E. Okada, C. Gaquiere, J.-C. De Jaeger, E. Frayssinet, and Y. Cordier, "On the correlation between kink effect and effective mobility in InAl<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs," in *European Microwave Integrated Circuit Conference (EuMIC)*, 2014 9th, 2014, pp. 88–91.
- ✓ **P. Altuntas**, M. Leseq, N. Defrance, A. Cutivet, A. Agboton, J.-C. De Jaeger, Y. Cordier, M. Chmielowska, S. Rennesson, J. Camus, K. Ait Aissa, Q. Simon, L. Le Brizoual, M.A. Djouadi, "AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs on HR silicon (111) substrate with an Al<sub>N</sub> seed film grown by PVD," in *Proceedings of 22nd European Workshop on Heterostructure Technology, HeTech 2013*, Glasgow, Scotland, UK, september 9-11,2013, paper 5.6.
- ✓ Cutivet, **P. Altuntas**, N. Defrance, E. Okada, V. Avramovic, M. Leseq, V. Hoel, J.-C. De Jaeger, F. Boone, and H. Maher, "Large-signal modeling up to W-band of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> based high-electron-mobility transistors," in *Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC)*, 2015 10th European, 2015, pp. 93–96.
- ✓ N. Defrance, M. Leseq, **P. Altuntas**, S. Mhedhbi, A. Cutivet, V. Hoel, B. Damilano, G. Tabares-Jimenez, E. Frayssinet, Y. Cordier, A. Ebongue, "First power demonstration of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs on flexible substrate," *Proceedings of 39th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, WOCSDICE 2015*, Smolenice, Slovakia, june 8-10, 2015, Session - Ga<sub>N</sub> Based Devices, 2 pages, en cours de publication.

✓ A. Agboton, N. Defrance, **P. Altuntas**, V. Avramovic, A. Cutivet, R. Ouhachi, J. C. De Jaeger, S. Bouzid-Driad, H. Maher, M. Renvoise, and P. Frijlink, “Electron delay analysis and image charge effect in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT on silicon substrate,” in Solid-State Device Research Conference (ESSDERC), 2013 Proceedings of the European, 2013, pp. 57–60.

✓ A. Cutivet, A. Agboton, **P. Altuntas**, M. Leseq, N. Defrance, J.-C. De Jaeger, Y. Cordier, M. Chmielowska, S. Rennesson, J. Camus, K. Ait Aissa, Q. Simon, L. Le Brizoual, M.A. Djouadi, F. Boone and H. Maher, “AlN/Si interfaces properties revealed by broadband characterization of coplanar waveguides,” Proceedings of 37th Workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits held in Europe, WOCSDICE 2013, Warnemünde, Germany, may 26-29, 2013, pp. 37-38, ISBN 978-3-00-041435-0.

#### **Conférences internationales sans actes :**

✓ A. Agboton, N. Defrance, **P. Altuntas**, M. Leseq, V. Hoel, J.C De Jaeger, E. Frayssinet and Y. Cordier, “Characterization of trapping effect in AlInN/GaN HEMT : comparative study of interface states density extraction methods from 77 K to 297 K,” 23rd European Workshop on Heterostructure Technology, HeTech 2014, Rauschholzhausen, Germany, october 12-15, 2014.

#### **Conférences nationales avec actes :**

✓ L.T. Okala, M. Leseq, **P. Altuntas**, J.C De Jaeger, “Fabrication et caractérisation DC de composant HEMTs In(Ga)AlN/GaN sur silicium,” Actes des 17èmes Journées Nationales du Réseau Doctoral en Micro-Nanoélectronique, JNRDM 2014, Villeneuve d'Ascq, France, 26-28 mai, 2014.

#### **Conférences nationales sans actes :**

✓ R. Ouhachi, M. Leseq, N. Defrance, **P. Altuntas**, V. Hoel, B. Damilano, Y. Cordier and A. Ebongué, “Flexible gallium nitride based devices,” Journées de la Section Electronique du Club EEA - Electronique souple, Villeneuve d'Ascq, France, 20-21 octobre, 2014.

#### **Présentations nationales sans actes :**

✓ **P. Altuntas**, “AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> & InAlN/GaN High Electron Mobility Transistors (HEMTs) for high frequency power applications at 40 GHz and beyond,” Journées GaNeX, 27 janvier 2015.

# Résumé

Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base de nitrure de gallium constituent une filière prometteuse pour l'amplification de puissance hyperfréquence pour les applications en bande millimétrique. Les propriétés remarquables du nitrure de gallium, telles que la tension de claquage élevée et la grande vitesse de saturation des électrons dans le gaz 2DEG sont à l'origine des performances exceptionnelles obtenues avec les dispositifs à base de GaN.

Les travaux de thèse ont été réalisés au sein du groupe Composants et Dispositifs Micro-ondes de Puissance à l'IEMN. Ce travail relate la fabrication et la caractérisation de dispositifs de type HEMT de la filière GaN pour des applications de puissance hyperfréquence. La première partie de ce travail expose les phénomènes physiques mis en jeu dans les hétérostructures à base de GaN. Par ailleurs, l'état de l'art en termes de densité de puissance vient compléter cette partie. La suite de ce travail porte sur l'optimisation des procédés technologiques ayant comme point de mire la montée en fréquence ainsi qu'en puissance. À ce titre, une optimisation des contacts ohmiques est notamment proposée permettant de réduire la résistance de ces derniers. Par ailleurs, un travail a été mené en vue de la réduction de la longueur du pied de grille permettant d'atteindre des longueurs minimales de l'ordre de 60 nm. De plus, des analyses sont effectuées afin de déterminer les principales limitations inhérentes aux composants HEMTs (i.e. pertes, pièges, thermiques). Le dernier chapitre présente l'ensemble des caractérisations en régimes statique et hyperfréquence sur des structures HEMTs fabriquées dans le cadre de cette thèse. Il en ressort notamment un résultat en termes de densité de puissance à 40 GHz, à ce jour à l'état de l'art, relatif à un HEMT de topologie  $2 \times 50 \times 0.075 \mu\text{m}^2$ . Celui-ci ayant permis d'obtenir une densité de puissance de 2.7 W/mm associée à un gain linéaire de 6.5 dB et un rendement en puissance ajoutée de 12.5 %.

**Mots clés :**

*GaN- HEMT-AlGaN- InAlN- puissance hyperfréquence- bande Ka- bande W*

---

# Abstract

Gallium Nitride (GaN) based High Electron Mobility Transistors (HEMTs) have emerged as the best candidate for high temperature, high voltage and high power operation in millimeter-wave range. The unique combination of high breakdown field, high electron velocity, and large sheet electron densities of III-N material permits outstanding performance.

The work was performed within IEMN laboratory in Microwave Power Devices group. It relates the fabrication and the characterization of GaN HEMT devices for microwave power applications. The first chapter exposes the physical and electrical properties of gallium nitride as well as a review concerning the state of the art in terms of output power density related to GaN HEMTs devices. The second chapter deals with the technological processes with a particular attention on the process optimization concerning the ohmic contact and the T-gate technology. Despite outstanding properties, the HEMT performance remains inherently limited by physical and electrical parasitic phenomena. Thus, the third chapter presents the whole studies performed in order to understand these limitations effects (i.e. buffer losses, traps, thermal effect). In the last chapter DC, RF, pulsed and large signal measurements are reported for HEMTs based on different heterostructures. In particular, the capability of AlGaN/GaN transistors on Si(111) substrate grown by MBE is demonstrated for high frequency microwave power applications at 40 GHz with a continuous wave output power density of 2.7 W/mm associated with a power added efficiency of 12.5 % and a linear gain of 6.5 dB corresponding to the highest saturated power density ever reported on Si(111) substrate to date.

**Key words:**

*GaN- HEMT-AlGaN- InAlN- microwave power measurement- Ka band-W band*