

# Fabrication et caractérisation de transistors HEMT et de diodes à base de GaN pour la conversion de tension DC-DC en électronique de puissance

**Membre du jury :**

<b>Rapporteuse</b>	Nathalie Malbert	Professeure IMS Université de Bordeaux
<b>Rapporteur</b>	Jean-Christophe Nallatamby	Professeur XLIM Université de Limoges
<b>Invité</b>	Erwan Morvan	Ingénieur CEA LETI
<b>Président de jury et Examineur</b>	Dominique Planson	Professeur AMPERE INSA de Lyon

**Thèse dirigée par :**

<b>Co-encadrant</b>	Nicolas Defrance	Maitre de conférences IEMN Université de Lille
<b>Co-directeur</b>	Nadir Idir	Professeur L2EP Université de Lille
<b>Directeur</b>	Jean-Claude De Jaeger	Professeur Emérite IEMN Université de Lille



## Remerciements

Ce travail a été réalisé à l'Université de Lille, au sein de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologies (IEMN), dirigé premièrement par Lionel Buchailot, puis succédé par Thierry Melin, que je remercie tous deux pour leur accueil dans ce laboratoire.

Mes remerciements s'adressent ensuite à Nicolas Defrance, un véritable puit de connaissances dont les conseils avisés et la hauteur des discussions en ont fait un excellent encadrant, mais dont aussi la gentillesse et l'amabilité font de lui une personne humaine et amicale.

Je remercie également Marie Lesecq qui, bien que n'ayant pas fait partie intégrante de l'encadrement, a accepté bénévolement de me former à la technologie des composants. Ce travail n'aurait jamais pu être poussé de la sorte sans son habilité exceptionnelle en salle blanche.

Merci également à Jean Claude de Jaeger et à Nadir Idir, professeurs de l'Université de Lille, directeur et co-directeur de thèse, dont la grande expérience des composants GaN a été un moteur dans l'avancée des travaux réalisés, et dont la sagesse m'a initié au milieu de la recherche académique.

Mes sincères remerciement s'adressent ensuite à Nathalie Malbert, professeur de l'Université de Bordeaux, et à Jean-Christophe Nallatamby, professeur de l'Université de Limoges, de m'avoir fait l'honneur d'évaluer ce manuscrit de thèse en tant que rapporteur.es.

Mes remerciements non moins sincères s'adressent également à l'ensemble des membres du jury de soutenance, à savoir Dominique Planson, pour l'avoir présidé, et Erwan Morvan, qui a accepté cette invitation de bon gré. A tous les membres ayant constitué ce jury, je tiens à exprimer mes plus profonds remerciements pour leur bienveillance commune et l'intérêt qu'ils ont porté à mon exposé.

J'ai été enchanté d'être si bien épaulé par des équipes d'ingénieurs aussi compétentes, dont les représentants ont pleinement contribué à l'avancée de mes projets de recherche. Merci à Vanessa, Sylvie, Étienne et Sophie, du pôle CHOP, pour leur contribution aux mesures et les bons moments passés ensemble. Merci à Timothy, Dmitri, Marc, Chiara, Pascal, et tant d'autres ingénieurs, du pôle CMNF, pour leur accompagnement dans mes travaux.

De vifs remerciements aux autres membres de l'équipe Puissance, doctorants et post-doc, avec qui j'ai mêlé l'utile à l'agréable, qui ont bénévolement collaboré avec moi. Je pense notamment à Martin, Yassine, Seif, Marc, et Caroline avec qui j'espère entretenir encore une longue amitié, riche en discussions, en humour et en bière.

Mes derniers remerciements s'adressent à toutes les personnes qui n'ont pas participé à ces travaux, mais qui ont été présents dans toutes les étapes de ma vie, à commencer par mes parents et mon frère qui m'ont toujours soutenu et que j'espère avoir su rendre fier. C'est aussi sans oublier tous mes amis, ma « fratrie de cœur », dont certains m'ont fait l'honneur d'assister à mon exposé de soutenance: Toinou, Estelle, Oriane, Maxou, Cyril, Kata, Yohann, Maëva, Younes, Axel, Beber, Alexandra, Alexandre, Roman, Niels, Valentin, Walter, Marie Line...

Enfin, à la personne la plus sensible, la plus dévouée et la plus passionnée, avec laquelle j'ai vécu mes plus beaux jours et attends encore mes plus belles années, Jeyan, merci du fond du cœur.

# Table des matières

INTRODUCTION GENERALE .....	18
CHAPITRE 1: PROPRIETES ET ETAT DE L'ART DES COMPOSANTS GAN POUR L'ELECTRONIQUE DE PUISSANCE.....	22
<b>1 Généralités sur le GaN.....</b>	<b>22</b>
1.1 Propriétés intrinsèques .....	22
1.2 Polarisation spontanée et piézoélectrique.....	24
1.3 Techniques de croissance épitaxiale .....	25
1.3.1 Dépôt en phase vapeur de métallorganique (MOCVD).....	25
1.3.2 Epitaxie par jet moléculaire.....	26
1.3.3 Dopage du GaN.....	27
1.3.3.1 Dopage non-intentionnel.....	27
1.3.3.2 Dopage intentionnel .....	27
1.4 Substrats de croissance .....	28
<b>2 Propriétés de l'hétérojonction AlGaIn / GaN.....</b>	<b>29</b>
2.1 Formation du gaz électronique bidimensionnel.....	29
2.1.1 Effet de polarisation à l'hétérojonction AlGaIn/GaN .....	29
2.1.2 Epaisseur critique de formation du 2DEG .....	30
2.2 Contenu d'une épitaxie pour HEMT AlGaIn/GaN.....	31
2.2.1 Couche(s) de nucléation .....	31
2.2.1.1 Nucléation de l'AlN sur substrat Si.....	31
2.2.1.2 Substrat SiC .....	32
2.2.1.3 Substrat GaN autosupporté .....	32
2.2.2 Couche tampon de GaN (buffer) .....	33
2.2.3 Barrière AlGaIn.....	34
2.3 Optimisation de l'épitaxie .....	35
2.3.1 Back-barrier .....	35
2.3.2 Espaceur .....	35
2.3.3 Couche d'encapsulation .....	36

<b>3</b>	<b>Etat de l'art des HEMT GaN pour la commutation en électronique de puissance .....</b>	<b>37</b>
3.1	HEMT normally-on.....	38
3.2	HEMT normally-off .....	38
3.2.1	Caractéristique de fonctionnement .....	39
3.2.2	Traitement de surface par plasmas fluorés.....	40
3.2.2.1	Pseudo-dopage P .....	40
3.2.2.2	Influence sur la rugosité en surface .....	40
3.2.2.3	Instabilité du fluor dans L'AlGaN.....	41
3.2.2.4	Autres cas de traitement fluoré.....	42
3.2.3	Gate-recess.....	43
3.2.4	Couche P-GaN.....	43
3.3	Dépôt d'un diélectrique pour la fabrication de MOSHEMT.....	44
3.3.1	Caractéristiques du diélectrique .....	45
3.3.2	ALD thermique.....	46
3.3.3	ALD assisté par plasma .....	47
3.4	Structure spécifique des HEMT à haute tension de claquage .....	48
3.4.1	Insertion d'une électrode de champ .....	48
3.4.2	Influence de $L_{GD}$ et de $L_G$ .....	48
3.5	Influence des effets de pièges dans les HEMT normally-off.....	49
<b>4</b>	<b>Etat de l'art des diodes GaN .....</b>	<b>50</b>
4.1	Diode à contact Schottky.....	50
4.1.1	Les différents métaux .....	50
4.1.2	Influence des effets de pièges en régime dynamique.....	51
4.1.3	Influence du prétraitement de surface .....	52
4.2	Diode latérale à effet de champ .....	53
4.2.1	Performance en régime statique.....	53
4.2.2	Performances en régime pulsé.....	54
<b>5</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>55</b>

CHAPITRE 2: TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS GAN DEDIES A L'ELECTRONIQUE DE  
 PUISSANCE 58

<b>1</b>	<b>Procédé de micro-fabrication de HEMT de puissance de la filière GaN en lithographie optique</b>	<b>59</b>
----------	--	-----------

1.1	Présentation des épitaxies traitées .....	59
1.2	Contacts ohmiques .....	60
1.2.1	Fabrication des contacts ohmiques .....	60
1.2.1.1	Nettoyage et clivage .....	61
1.2.1.2	Lithographie .....	62
1.2.1.3	Désoxydation préalable .....	62
1.2.1.4	Métallisation par évaporation avec gravure in-situ .....	62
1.2.1.5	Recuit thermique rapide .....	63
1.2.2	Vérification de la qualité des contacts ohmiques.....	64
1.2.3	Optimisation de la gravure avant dépôt.....	65
1.2.3.1	Gravure ex-situ du cap SiN (procédé A) .....	65
1.2.3.2	Influence de la vitesse de gravure (procédés B et C) .....	66
1.3	Isolation des composants par implantation ionique .....	68
1.4	Fabrication des contacts Schottky .....	71
1.5	Passivation .....	73
1.6	Plots d'épaississement .....	75
<b>2</b>	<b>Traitement de surface par plasma pour la fabrication de HEMTs normally-off et de LFER.....</b>	<b>75</b>
2.1	Masque de lithographie .....	76
2.2	Traitement de surface par plasma fluoré .....	77
2.2.1	Principe de fonctionnement.....	77
2.2.2	Les différents plasmas .....	78
2.2.2.1	Reactive Ion Etching (RIE) .....	78
2.2.2.2	Couplage inductif (ICP) et hybride .....	78
2.2.3	Traitement par plasma à couplage inductif.....	79
2.2.3.1	Choix du gaz .....	79
2.2.3.2	Élaboration de la recette en ICP/RIE .....	79
2.2.3.3	Recuit thermique à basse température .....	80
2.2.3.4	Rapport temps/puissance .....	83
2.2.4	Autres techniques de traitement de surface.....	85
2.2.4.1	Par plasma RIE.....	85
2.2.4.2	Implantation ionique F <sup>+</sup> .....	87
<b>3</b>	<b>Optimisation du procédé de fabrication .....</b>	<b>89</b>

3.1	Développement de structures à fort courant.....	89
3.2	Formation de grilles et anodes « sigma ».....	90
3.3	Adaptation des traitements SF <sub>6</sub> pour les LFER et les HEMT .....	91
3.3.1	Ouverture de passivation in-situ .....	92
3.3.2	Anode et gate-recess partiel .....	93
3.4	Dépôt d'oxyde pour la fabrication de MOSHEMT .....	94
3.4.1	Dépôt d'alumine en ALD thermique.....	94
3.4.1.1	Tenue en tension et courant de fuite de l'oxyde .....	94
3.4.2	Prétraitement de surface .....	95
3.4.3	Gravure de l'alumine en ICP - RIE.....	97
3.4.3.1	Mélange BCl <sub>3</sub> / Ar .....	97
3.4.3.2	Mélange BCl <sub>3</sub> / SF <sub>6</sub> .....	98
3.5	Seconde couche de passivation.....	100
3.6	Performance en régime DC .....	102
3.6.1	Caractéristiques des MOSHEMTs .....	102
3.6.2	Caractéristiques des LFER.....	104
3.7	Synthèse des étapes de fabrication.....	107
<b>4</b>	<b>Conclusion.....</b>	<b>109</b>
CHAPITRE 3: CARACTERISATION DES HEMT NORMALLY-OFF ET DES DIODES GAN....		111
PARTIE 1 : CARACTERISATION DES DIODES SCHOTTKY ET DES LFER .....		113
<b>1</b>	<b>Analyse des contacts Schottky avec prétraitement par plasma SF<sub>6</sub> et traitement thermique ..</b>	<b>113</b>
1.1	Etude des contacts Schottky Ni/AlGaN au travers de la caractéristique courant - tension - température	113
1.1.1	Technologie des composants sous test .....	113
1.1.2	Mesure I-V à température ambiante.....	115
1.1.3	Mesures IV à températures cryogéniques.....	116
1.1.3.1	Analyse au travers des inhomogénéités de la barrière.....	118
1.1.3.2	Extrapolation du paramètre tunnel E <sub>00</sub> .....	120
1.2	Etude de l'interface Ni/AlGaN au travers de la caractéristique capacité – tension .....	125
1.2.1	Mesures C-V .....	125



1.2.2	Calcul de la densité d'électrons.....	127
1.2.3	Densité d'états à l'interface Ni/AlGaN .....	129
<b>2</b>	<b>Analyse de surface par spectroscopie XPS .....</b>	<b>130</b>
<b>3</b>	<b>Current collapse des LFER.....</b>	<b>133</b>
3.1	Analyse qualitative .....	133
3.2	Extrapolation de l'énergie des pièges .....	136
<b>4</b>	<b>Conclusion de la partie 1 .....</b>	<b>138</b>
 <b>PARTIE 2 : CARACTERISATION DES MOSHEMTS.....</b>		<b>140</b>
<b>1</b>	<b>Analyse des effets de piège des grilles MOS .....</b>	<b>140</b>
1.1	Méthode de mesures C-V .....	141
1.1.1	Protocole de mesure .....	141
1.1.2	Extraction du $D_{it}$ par la méthode HF/LF.....	142
1.1.3	Extraction du $D_{it}$ par stress électrique.....	145
1.1.4	Comparaison des deux méthodes .....	147
<b>2</b>	<b>Performances des MOSHEMT en régime pulsé.....</b>	<b>148</b>
2.1	Mesure du gate-lag et du drain-lag .....	148
2.2	Adaptation des mesures du gate-lag aux MOSHEMT normally-off.....	150
2.2.1	Mesures I-V pulsées avec $V_{GS0} > 0$ .....	150
2.2.2	Influence du field-plate sur les effets de pièges.....	152
<b>3</b>	<b>Conclusion de la partie 2 .....</b>	<b>153</b>
 <b>CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES.....</b>		<b>156</b>
 <b>REFERENCES.....</b>		<b>162</b>



## Table des figures

FIGURE 1.1 : MAILLE ELEMENTAIRE DE GAN DE TYPE WURTZITE.....	23
FIGURE 1.2 : STRUCTURE DE BANDE DU GAN.....	23
FIGURE 1.3 : VITESSE DES ELECTRONS EN FONCTION DU CHAMP ELECTRIQUE DANS LE GAN ET D'AUTRES SEMI-CONDUCTEUR (A). DIAGRAMME DE KIVIAT DES PROPRIETES ELECTROTHERMIQUES DES MATERIAUX GAN, SIC ET Si. ....	24
FIGURE 1.4 : EFFET DE POLARISATION SPONTANEE DANS LE GAN. ....	24
FIGURE 1.5 : SCHEMA D'UN REACTEUR MOCVD AVEC MESURE PAR REFLECTOMETRIE DE L'EPaisseur EPITAXIEE. ....	25
FIGURE 1.6 : EFFET DES POLARISATIONS INTERNES SUR LA REPARTITION DES CHARGES D'UNE HETEROJONCTION ALGAN/GAN.....	30
FIGURE 1.7 : TENSION DE CLAQUAGE EN FONCTION DE LA CONCENTRATION EN CARBONE (MESUREE PAR SPECTROSCOPIE DE MASSE DES IONS SECONDAIRES. BUFFER GAN :C DE 600 NM ET CANAL GAN DE 100 NM. ....	34
FIGURE 1.8 : BANDE DE CONDUCTION ET PROBABILITE DE PRESENCE DE L'ELECTRON DANS L'HETEROJONCTION ALGAN/ALN/GAN. 36	
FIGURE 1.9 : EMPILEMENT D'UNE EPITAXIE GAN SUR TOUT SUBSTRAT (SAUF GAN AUTOPORTE). ....	37
FIGURE 1.10 : STRUCTURE ELEMENTAIRE D'UN HEMT ALGAN/GAN NORMALLY-ON. ....	38
FIGURE 1.11 : CARACTERISTIQUE DE TRANSFERT DE HEMT NORMALLY-ON ET NORMALLY-OFF (ICI AVEC PRETRAITEMENT DE LA GRILLE PAR UN PLASMA CF <sub>4</sub> ). ....	39
FIGURE 1.12 : STRUCTURE ELEMENTAIRE D'UN HEMT NORMALLY-OFF AVEC PRETRAITEMENT DU PIED DE GRILLE. ....	40
FIGURE 1.13 : PROFIL DE DISTRIBUTION RECONSTITUE PAR SIMS DU FLUOR DANS LE GAN. ....	41
FIGURE 1.14 : MESURE XPS DES ELEMENTS F (A) ET GA (B) SUR DEUX ECHANTILLONS GAN AVEC OU SANS TRAITEMENT PAR PLASMA CF <sub>4</sub> .....	42
FIGURE 1.15 : SCHEMA SIMPLIFIE D'UNE STRUCTURE DE HEMT AVEC UNE COUCHE DE P-GAN, ET SON DIAGRAMME DE BANDE EQUIVALENT. ....	44
FIGURE 1.16 : REPRESENTATION D'UN CYCLE DE CROISSANCE D'Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> EN ALD THERMIQUE. ....	47
FIGURE 1.17 : IMAGE AU MICROSCOPE OPTIQUE D'UN LFER DEUX DOIGTS, DE 2*2.5 MM (A). STRUCTURE LATERALE STANDARD DU LFER (B). ....	53
FIGURE 2.1 : SCHEMA DES HETEROSTRUCTURES PRODUITES PAR LE CRHEA (A) ET PAR SOITEC (B). ....	60
FIGURE 2.2 : FORMATION DES CONTACTS OHMIQUES PAR EVAPORATION METALLIQUE .....	63
FIGURE 2.3 : COMPARAISON DE DEUX MESURES D'ECHELLES TLM. CONTACTS OHMIQUES STANDARDS (A) ET CONTACTS OHMIQUES DEFECTUEUX (REDRESSEURS) (B).....	64
FIGURE 2.4 : RESISTANCE TOTALE EN FONCTION DE LA DISTANCE ENTRE PLOTS, SUR SIX ECHELLES TLM DIFFERENTES, SELON LE PROCEDE A (A). MESURES I-V DES CINQ ECHELONS D'UNE DES TLM (B).....	66
FIGURE 2.5 : RESISTANCES DES CONTACTS OHMIQUES SELON LES METHODES DE GRAVURE DE LA BARRIERE ALGAN DES PROCEDES A, B ET C. ....	68
FIGURE 2.7 : MESURES I-V SUR DES ECHELLES TLM D'ISOLATION.....	69

FIGURE 2.6 : VUE EN COUPE SCHEMATIQUE D'UN MOTIF D'IMPLANTATION AVEC UNE BICOUCHE DE RESINE.....	69
FIGURE 2.8 : SIMULATION SRIM - DISTRIBUTION DE L'ION N <sup>+</sup> POUR DES ENERGIES D'IMPLANTATION DE 20, 50, 100 ET 150 KEV. ....	70
FIGURE 2.9 : FORMATION DE LA GRILLE PAR EVAPORATION METALLIQUE.....	71
FIGURE 2.10 : I <sub>G</sub> (V <sub>GS</sub> ) EN ECHELLE LINEAIRE ET LOGARITHMIQUE (GAUCHE). VALEUR ASSOCIEE DE HAUTEUR DE BARRIERE ET DU FACTEUR D'IDEALITE, CALCULEE AVEC LES EQUATIONS 2.2 ET 2.3. ....	72
FIGURE 2.11 : FORMATION DE LA COUCHE DE PASSIVATION PAR PECVD.....	74
FIGURE 2.12 : RESISTANCE, DENSITE ET MOBILITE DES ELECTRONS DU 2DEG AVANT ET APRES PASSIVATION.....	74
FIGURE 2.13 : FORMATION DES PLOTS D'EPAISSISSEMENT PAR EVAPORATION METALLIQUE. ....	75
FIGURE 2.14 : LAYOUT DU MASQUE PRESTO 4B. LES NIVEAUX EN BLEU, MARRON, VERT, VIOLET ET JAUNE CORRESPONDENT RESPECTIVEMENT AUX CONTACTS OHMIQUES ET SCHOTTKY, ISOLATION DES COMPOSANTS, TRAITEMENT SF <sub>6</sub> ET PLOTS D'EPAISSISSEMENT. ....	76
FIGURE 2.15 : EXPOSITION DU PIED DE GRILLE / D'ANODE AU PLASMA SF <sub>6</sub> (DEPOT DE LA GRILLE ET DE L'ANODE UTILIEREUR).....	77
FIGURE 2.16 : TEMPERATURE DE RECUIT EN FONCTION DU TEMPS.....	81
FIGURE 2.17 : RESISTANCE DU CANAL EN FONCTION DE LA DISTANCE ENTRE LES PLOTS POUR LES ECHANTILLONS NON RECUIT D (A) ET RECUIT C (B). IMAGE MEB D'UN ECHELON DE TLM EXPOSE AU TRAITEMENT SF <sub>6</sub> (C). ....	82
FIGURE 2.18 : I <sub>D</sub> ET G <sub>m</sub> EN FONCTION DE V <sub>GS</sub> POUR LES HEMT SUIVANT LES PROCESS A, C ET D. ....	83
FIGURE 2.19 : CARACTERISTIQUES I-V DIRECTE ET INVERSE DES LFER DES PROCEDES C ET E. ....	84
FIGURE 2.20 : CARACTERISTIQUE I(V) SUR G-TLM TRAITÉES EN RIE DE LARGEUR 100μM (AVANT DEPOT DE LA GRILLE) EN CINQ POINTS DU WAFER. L <sub>G</sub> = 2μM ET L <sub>DS</sub> = 15μM. AVANT (A) ET APRES (B) RECUIT.....	85
FIGURE 2.21 : SIMULATION SRIM DES PROFILS D'IMPLANTATION D'ION F <sup>+</sup> AVEC CACHE SiN (A) ET SANS (C), ET DE COLLISIONS GENERANT DES LACUNES DANS LA MAILLE AVEC CACHE SiN (B) ET SANS (D). L'ENERGIE D'IMPLANTATION EST DE 7 KEV. ....	88
FIGURE 2.22 : RESISTANCE DU CANAL APRES IMPLANTATION, AVANT (A) ET APRES (B) LTA. ....	89
FIGURE 2.23 : LAYOUT DU MASQUE DE LITHOGRAPHIE AMPS (A). SCHEMA DE MONTAGE DE L'INTEGRATION MONOLITHIQUE HEMT/LFER (B). ....	90
FIGURE 2.24 : STRUCTURE DU HEMT NORMALLY-OFF AVEC FIELD PLATE DE GRILLE (A). LA COUCHE DE PASSIVATION SiN EST NECESSAIREMENT DEPOSEE EN AMONT AFIN DE SOUTENIR L'EXTENSION DE LA GRILLE (IDEM POUR UN FIELD-PLATE D'ANODE). IMAGE MEB D'UN HEMT A GRILLE AVEC FIELD-PLATE (B).....	91
FIGURE 2.26 : DETECTION DE FIN D'ATTAQUE DU SiN SUR GAN POUR DES PUISSANCES ICP DE 40 W (A) ET DE 150W (B). ....	92
FIGURE 2.25 : OUVERTURE DE PASSIVATION ET TRAITEMENT DE SURFACE PAR PLASMA DE SF <sub>6</sub> EN ICP/RIE.....	92
FIGURE 2.27 : STRUCTURES LATERALES DES LFER (A) ET MOSHEMT (B). LES COUCHES DE SiN EN SURFACE, D'Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> ET DE METAL NI SONT REPRESENTÉES MAIS NE SONT PAS, A CETTE ETAPE, ENCORE FORMÉES.....	93
FIGURE 2.28 : DEPOT D'ALUMINE EN ALD (PLEINE PLAQUE). ....	94
FIGURE 2.29 : MESURES I-V DES CONTACTS MOS DE GRILLES (2*1MM) SELON LE PROCEDE DE DEPOT EN ALD A ET B. ....	95

FIGURE 2.30 : MESURES I-V DES CONTACTS MOS DE GRILLES (2*1MM) DE SIX MOSHEMT, AVEC PRETRAITEMENT NH <sub>3</sub> AVANT DEPOT D'AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub> IN SITU (A).....	96
FIGURE 2.31 : GRAVURE DE L'ALUMINE A L'EMPLACEMENT DES ANODES SCHOTTKY DES LFER. AUCUNE TRANSFORMATION DES MOSHEMT. ....	97
FIGURE 2.32 : SIGNAL DE DETECTION DE FIN D'ATTAQUE (A). EPAISSEUR D'ALUMINE GRAVEE ET VITESSE DE GRAVURE MESUREE PAR ELLIPSOMETRIE, EN FONCTION DU TEMPS (B).....	98
FIGURE 2.33 : DETECTION DE FIN D'ATTAQUE DE L'ALUMINE SUR SILICIUM (A) ET SUR GAN (B) AVEC UN RATIO BCL <sub>3</sub> / SF <sub>6</sub> DE 25/5. PHOTO DE LA PLAQUE DE GAN SUR SON SUPPORT APRES GRAVURE (C).....	99
FIGURE 2.34 : DETECTION DE FIN D'ATTAQUE DE L'ALUMINE SUR SILICIUM (A) ET SUR GAN (B) AVEC UN RATIO BCL <sub>3</sub> / SF <sub>6</sub> DE 5/25. ....	100
FIGURE 2.35 : PHOTO D'UN HEMT VU DE DESSUS, PRISE AU MICROSCOPE OPTIQUE (A). SCHEMA EN COUPE LATERALE DES STRUCTURES DE LFER ET DE MOSHEMT APRES DEPOT DE LA SECONDE COUCHE DE PASSIVATION.....	100
FIGURE 2.36 : MESURES DE R <sub>□</sub> DU CANAL PAR EFFET HALL POUR CHAQUE EPAISSEUR DE PASSIVATION SIN. LES STRUCTURES AVEC ET SANS BACK-BARRIER SONT REPRESENTEES, AINSI QUE LES DEUX COUCHES DE SIN.....	101
FIGURE 2.37 : EVOLUTION DE LA RESISTANCE DU CANAL EN FONCTION DE L'EPAISSEUR TOTALE DE LA COUCHE DE PASSIVATION EN SIN DEPOSEE PAR PECVD.....	102
FIGURE 2.38 : CARACTERISTIQUES DIRECTES I <sub>D</sub> (V <sub>DS</sub> ) (A ET C), ET I <sub>D</sub> (V <sub>GS</sub> ) ET TRANSCONDUCTANCE G <sub>M</sub> (V <sub>GS</sub> ) (B ET D). DEPOT D'AL <sub>2</sub> O <sub>3</sub> SELON LE PROCEDE TMAL + H <sub>2</sub> O (A ET B), ET TMAL + O <sub>3</sub> (C ET D).....	103
FIGURE 2.39 : IMAGE MEB D'UN MOSHEMT 2X8MM : AGRANDISSEMENT SUR LE MOTIF SERPENTIN.....	104
FIGURE 2.40 : MESURES I-V DES LFER SUR L'EPITAXIE AVEC BACK-BARRIER EN POLARISATION INVERSE (A) EN DIRECT (B), ET SUR L'EPITAXIE SANS BACK-BARRIER EN INVERSE (C) ET DIRECT (D). ....	105
FIGURE 2.41 : MESURES I-V DU CLAQUAGE DE DEUX DIODES SUR L'EPITAXIE AVEC BACK-BARRIER, DE LONGUEURS 6 MM (A) ET 16 MM (B), ET SANS BACK-BARRIER, (C) ET (D) RESPECTIVEMENT. ....	106
FIGURE 2.42 : DIODE LFER 2*8 MM APRES CLAQUAGE EN PLAN LARGE (A) ET AGRANDISSEMENT SUR LE SERPENTIN (B). ....	106
FIGURE 2.43 : FIL DES ETAPES DE FABRICATION DES COMPOSANTS NORMALLY-OFF .....	107
FIGURE 2.44 : EVOLUTION STRUCTURELLE DES COMPOSANTS MOSHEMT ET LFFER AU FIL DU PROCEDE. ....	108
FIGURE 3.1 : VUE EN COUPE LATERALE DES DIODES SCHOTTKY. ....	114
FIGURE 3.2 : MESURES I-V A TEMPERATURE AMBIANTE EN DIRECT (A) ET EN INVERSE (B). ....	115
FIGURE 3.3 : MESURES I-V DIRECTE EN TEMPERATURE CRYOGENIQUES. ANODE DE DIMENSIONS 3*100 μM <sup>2</sup> .....	117
FIGURE 3.4 : EXTRAPOLATION DES PARAMETRES <math>\langle \Phi_b \rangle</math> ET $\Sigma$ (LIGNES PLEINES) PAR LA MESURE DE LA BARRIERE DE POTENTIEL APPARENTE $\Phi_b$ EN FONCTION DE LA TEMPERATURE (POINTS). LES LIGNES POINTILLEES REPRESENTENT LA SECONDE OPTION DE REGRESSION, A PLUS BASSE TEMPERATURE.....	119
FIGURE 3.5 : DIAGRAMME DE BANDE REPRESENTANT LA HAUTEUR DE BARRIERE MOYENNE DES CONTACTS SCHOTTKY ET DES DEFAULTS DANS L'ALGAN, POUR LES ECHANTILLONS A (EN BLEU) ET B (EN ROUGE).....	119

FIGURE 3.6 : REPRESENTATION SCHEMATIQUE DE $E_{00}$ ET DES DIFFERENTS MODES DE CONDUCTION PAR EFFET TUNNEL ET PAR EMISSION THERMOÏONIQUE. ....	121
FIGURE 3.7 : MESURES DU FACTEUR DE QUALITE EN FONCTION DE LA TEMPERATURE. LES COURBES PLEINES CORRESPONDENT A L'EXTRAPOLATION DE $H(T, E_{00})$ ET LES COURBES EN POINTILLEES SONT DONNEES A TITRE INDICATIF [114] POUR DIFFERENTES VALEURS DE $E_{00}$ , SELON L'EQUATION 3.6. ....	122
FIGURE 3.8 : MESURES C-V AVEC VARIATIONS EN FREQUENCE DES CONTACTS SCHOTTKY SANS (A ET C) ET AVEC (B ET D) PRETRAITEMENT PAR PLASMA $SF_6$ , ET SANS (A ET B) ET AVEC (C ET D) LTA. ....	126
FIGURE 3.9 : PROFIL DE CONCENTRATION DES ELECTRONS DANS L'EPITAXIE. ....	128
FIGURE 3.10 : DENSITE DES ETATS D'INTERFACE DE L'ECHANTILLON A EN FONCTION DE $E_c - E_{it}$ . CALCULS REALISES POUR $F_{BF} = 10$ KHZ ET POUR $F_{HF} = 10$ MHZ. ....	130
FIGURE 3.11 : SPECTRES XPS A LARGE EXCURSION D'ENERGIE, L'ENSEMBLE DES ELEMENTS DETECTABLES SUR LES ECHANTILLONS Y FIGURENT (A). SPECTRES FINS DES ELEMENTS ET ORBITALES $GA_{3d}$ , $AL_{2p}$ , $C_{1s}$ ET $N_{1s}$ (B). ....	132
FIGURE 3.12 : CURRENT COLLAPSE $I(T)$ APRES STRESS ALLANT DE 0 A -200 V POUR DES DUREES DE 1, 10 ET 100 SECONDES. ....	135
FIGURE 3.13 : TEMPS DE RECOUVREMENT A 90 % DU COURANT EN FONCTION DE $V_{STRESS}$ POUR PLUSIEURS VALEURS DE $T_{STRESS}$ (A). RESISTANCE NORMALISEE EN FONCTION DE $V_{STRESS}$ POUR PLUSIEURS VALEURS DE $T_{STRESS}$ (B). LE CODE COULEUR EST LE MEME SUR LES DEUX GRAPHIQUES. ....	136
FIGURE 3.14 : DUREE D'EMISSION DE PIEGES EN FONCTION DE LA PROFONDEUR DANS LA BANDE INTERDITE, POUR DIFFERENTES SECTIONS DE CAPTURE. ....	137
FIGURE 3.16 : SCHEMA DE LA STRUCTURE MOS SOUS TEST. ....	141
FIGURE 3.17 : CARACTERISTIQUES C-V DES ECHANTILLONS A, B ET C. ....	142
FIGURE 3.18 : PROFIL DE DISTRIBUTION DES ELECTRONS DANS L'EPITAXIE, SELON LA METHODE C-V HF/LF. ....	143
FIGURE 3.19 : DENSITE D'ETATS D'INTERFACE DES TROIS ECHANTILLONS EN FONCTION DE LA PROFONDEUR SOUS LA BANDE DE CONDUCTION. ....	145
FIGURE 3.20 : CONSTANCE DE TEMPS DES ETATS D'INTERFACE EN FONCTION DE LA PROFONDEUR SOUS LA BANDE DE CONDUCTION. ....	146
FIGURE 3.21 : CARACTERISTIQUES C-V AVEC ET SANS STRESS PREALABLE POUR LES ECHANTILLONS A, B ET C. ....	147
FIGURE 3.22 : MESURE DE GATE-LAG ET DE DRAIN-LAG. MOSHEMT NORMALLY-OFF DE DIMENSION $L_G = 3 \mu m$ , $L_{GS} = 1.5 \mu m$ , $L_{GD} = 3.5 \mu m$ , ET UNE LONGUEUR DE FIELD PLATE $L_{FP} = 1 \mu m$ (DIRIGE DE LA GRILLE VERS LE DRAIN). ....	149
FIGURE 3.23 : MESURES DE GATE-LAG AVEC POINT DE REPOS POSITIF (CANAL NON-PINCE). ....	151
FIGURE 3.24 : DIAGRAMME DE BANDE SCHEMATIQUE DE L'HETEROSTRUCTURE $Al_2O_3 / AlGAN / GAN$ . LA REPARTITION DES ETATS D'INTERFACE ACCEPTEURS EST REPRESENTEE LE LONG DU GAP DE L'ALGAN PAR LA COURBE BLEUE (ALLURE EXPONENTIELLE COMME CALCULEE POUR L'ALGAN). L'AIRE REMPLIE SOUS LA COURBE INDIQUE DES ETATS ACCEPTEURS ACTIVES (CHARGES D'UN ELECTRON). ....	152
FIGURE 3.25 : MESURE DE GATE-LAG ET DE DRAIN-LAG EN FONCTION DE LA LONGUEUR DU FIELD-PLATE. ....	153



## Table des tableaux

TABLEAU 1.1 : DONNEES NUMERIQUES DES PRINCIPALES CARACTERISTIQUES DES SUBSTRATS.....	28
TABLEAU 1.2 : CARACTERISTIQUES DES DIELECTRIQUES DE PASSIVATION USUELS POUR LA FABRICATION DE MOS-HEMT. ....	45
TABLEAU 2.1 : CARACTERISTIQUES DES PROCEDES A, B ET C. ....	68
TABLEAU 2.2 : ENERGIES ET DOSES DES IONS POUR L'IMPLANTATION. ....	69
TABLEAU 2.3 : PARAMETRES INVARIABLES (A) ET PUISSANCES DU PLASMA (B) DES DIFFERENTES RECETTES. LES VALEURS INSCRITES EN GRAS CORRESPONDENT AUX PROCEDES CONCLUANTS. ....	80
TABLEAU 2.4 : SYNTHESE DES PROCEDES TESTES. $P_{RF} = 80W$ . ....	81
TABLEAU 2.5 : PARAMETRES DU PLASMA SF <sub>6</sub> DU PROCEDE E.....	84
TABLEAU 2.6 : MESURES DE HALL DES SURFACES AVEC/SANS PRETRAITEMENT PAR PLASMA FLUORE CCP. *RESISTANCE EXTRAITE PAR MESURES I-V. ....	87
TABLEAU 3.1 : RECAPITULATIF DES HAUTEURS DE BARRIERE REELLES CALCULEES, ET COURANT DE SATURATION CORRESPONDANT SELON LE MODELE DE SCHOTTKY-MOTT. ....	123
TABLEAU 3.2 : SYNTHESE DES PROCEDES DE FABRICATION DES ECHANTILLONS A, B ET C. ....	141



## Table des équations

2.1 : RESISTANCE DES CONTACTS OHMIQUES EXTRAITE PAR MESURES TLM .....	66
2.2 : HAUTEUR DE BARRIERE SCHOTTKY EXTRAPOLEE PAR REGRESSION EXPONENTIELLE EN POLARISATION DIRECTE .....	73
2.3 : FACTEUR D'IDEALITE EXTRAPOLE PAR REGRESSION EXPONENTIELLE EN POLARISATION DIRECTE.....	73
2.4 : RESISTANCE PAR CARRE DU 2DEG MESUREE PAR EFFET HALL .....	86
3.1 : RESISTANCE SERIE DES CONTACTS SCHOTTKY .....	115
3.2 : COURANT DANS UN CONTACT SCHOTTKY IDEAL .....	116
3.3 : COURANT DE SATURATION DANS UN CONTACT SCHOTTKY IDEAL.....	116
3.4 : DISPERSION DE LA HAUTEUR DE BARRIERE D'UN CONTACT SCHOTTKY NON IDEAL .....	118
3.5 : COURANT DE FUITE INVERSE DANS UN CONTACT SCHOTTKY NON IDEAL.....	120
3.6 : FACTEUR D'IDEALITE EN FONCTION DU PARAMETRE TUNNEL.....	121
3.7 : HAUTEUR DE BARRIERE EN BANDE PLATE EN FONCTION DU FACTEUR D'IDEALITE .....	122
3.8 : CONCENTRATION DE DONNEUR DANS L'ALGAN EN FONCTION DU PARAMETRE TUNNEL .....	122
3.9 : DENSITE D'ETATS DANS LA BANDE DE CONDUCTION DE L'ALGAN EN FONCTION DU TAUX D'ALUMINIUM .....	123
3.10 : PERMITIVITE RELATIVE DE L'ALGAN EN FONCTION DU TAUX D'ALUMINIUM.....	123
3.11 : DENSITE D'ELECTRON EXTRAITE PAR MESURE C-V .....	127
3.12 : PROFONDEUR DES ELECTRONS SOUS LE METAL DES CONTACTS SCHOTTKY OU MOS (MODELE DU CONDENSATEUR PLAN) .....	127
3.13 : DENSITE DES ETATS D'INTERFACE EN FONCTION DE LA CAPACITE DES ETATS D'INTERFACE.....	129
3.14 : CAPACITE DES ETATS D'INTERFACE EN FCTION DE CBF ET CHF .....	129
3.15 : COURBURE DE BANDE SELON L'INTEGRALE DE BERGLUND .....	129
3.16 : CONSTANCE DE TEMPS D'EMISSION DES PIEGES EN FONCTION DE LA PROFONCDEUR SOUS LA BANDE DE CONDUCTION .....	136
3.17 : DENSITE NETTE DES ETATS D'INTERFACE .....	145

# Introduction générale

Le secteur des semi-conducteurs est en constante expansion depuis bientôt un siècle, notamment engendré grâce aux travaux réalisés par les laboratoires Bell ayant menés à la découverte du transistor bipolaire. Les années qui suivirent ont alors connu de très nombreuses innovations et inventions. Avec l'arrivée du silicium sur le marché, dans les années 50, les recherches menées n'ont cessé de repousser les limites de fonctionnement des circuits électroniques, en termes de densité d'intégration, de puissance admissible et de fréquence d'utilisation. Depuis les années 2000, la maîtrise du silicium a atteint un niveau tel que les technologies basées sur celui-ci touchent à leurs limites théoriques pour la montée en fréquences. De là a été motivée la recherche de nouveaux matériaux capable de surpasser le silicium aussi bien pour les applications hyperfréquences que de puissance. Le GaN s'est imposé comme un matériau de choix dès les années 90, tout d'abord pour l'optoélectronique du fait de son gap élevé lui donnant des propriétés d'émission dans le proche ultraviolet, puis grâce à un ensemble de propriétés de conduction supérieures lui donnant un fort avantage en matière d'électronique de puissance, à haute tension et fréquence. Ses limites théoriques le vouent au remplacement du silicium dans certaines applications, par exemple pour les systèmes d'alimentation embarqués à forte densité de puissance et à haut rendement énergétique, de par ses faibles pertes. Les domaines visés concerneraient le high-tech et les transports principalement (automobile, aéronautique) ainsi que les environnements hostiles (aérospatiale) du fait de sa robustesse en température (plus de 150°C). On pourrait également relever son endurance à de forts niveaux de radiations ionisantes et aux claquages que lui confère son grand gap, augmentant la longévité des systèmes extra-atmosphériques.

Dans l'optique de prolonger les récentes études faites sur le sujet, ce travail de thèse s'articule autour des composants pour l'électronique de puissance en régime de commutation pour les systèmes de gestion d'alimentation, tels que les convertisseurs de tension DC-DC. L'objectif sera de développer des transistors de type HEMT fonctionnant en mode normally-off et des diodes à basse tension de seuil afin de répondre aux besoins en puissance et en

rendement énergétique des systèmes ciblés. Dans ces dispositifs à forte puissance, il est également question d'un problème de sécurité. En effet, les technologies à base de GaN sont intrinsèquement normally-on et peuvent ainsi être la cause de dommages pouvant détériorer les systèmes. Il apparaît donc nécessaire de développer des technologies normally-off capable de bloquer l'alimentation du système sans l'intervention d'une commande extérieure et surtout en cas de dysfonctionnement des drivers des convertisseurs de tension.

Le premier chapitre de ce manuscrit répondra à deux questions élémentaires. Nous l'entamerons d'abord en posant les fondements à l'origine des intérêts portés au semiconducteur GaN. Il s'agira donc de rappeler les propriétés cristallines du GaN et ses méthodes de croissance pouvant les influencer. Puis nous nous pencherons sur le mécanisme de formation du gaz électronique bidimensionnel au travers des mécanismes de polarisation interne dans une hétérojonction AlGaIn/GaN. Enfin, nous établirons un état de l'art des composants GaN, à commencer par les HEMT normally-off et les procédés associés comme les divers traitements de la surface du semiconducteur et le dépôt du diélectrique de grille. Nous finirons par l'état de l'art des diodes GaN, de type Schottky ainsi que les diodes à effet de champ, dont le développement tarde au niveau industriel.

Le second chapitre sera dédié aux procédés de fabrication qui ont permis d'aboutir aux dispositifs recherchés, l'ensemble des étapes de conception des HEMT et des diodes sera abordées, et des études paramétriques seront présentées pour les plus critiques d'entre elles, comme la formation des contacts ohmiques. Deux aspects attireront particulièrement notre attention dans le cadre de ce travail. Le premier d'entre eux est l'élaboration d'un procédé de traitement par plasma fluoré afin d'atteindre le fonctionnement normally-off des composants, les résultats en régimes statiques des transistors et des diodes seront exposés afin de mettre au point un procédé stable. Nous évaluerons aussi les effets d'un traitement thermique des échantillons soumis au traitement fluoré. Le second consiste en l'étude du dépôt du diélectrique de grille en vue de la réalisation de transistors MOS-HEMT. Une attention particulière sera portée à la fonctionnalisation de la surface avant dépôt.

La caractérisation des composants réalisés fera l'objet d'un troisième et dernier chapitre que nous pourrions diviser en deux parties distinctes de par la nature des dispositifs étudiés. Le développement de diodes et de transistors fait appel à des innovations particulières de leurs technologies d'anode ou de grille. Nous aborderons dans un premier temps, les mécanismes physiques de conduction dans le contact Schottky afin de mieux cerner les effets du traitement par plasma fluoré sur l'interface métal-semiconducteur qui régit les caractéristiques courant-tension. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux propriétés des contacts métal-oxyde-semiconducteur des transistors, là encore afin d'évaluer l'influence du traitement par plasma fluoré sur les performances en régimes statique et dynamique des MOSHEMT.



# Chapitre 1: Propriétés et état de l'art des composants

## GaN pour l'électronique de puissance

Ce chapitre est dédié en premier lieu à l'exposé des intérêts du GaN et des hétérostructures AlGaN/GaN sur divers substrats, puis à la compréhension des motivations de ce travail de thèse au travers des diverses technologies allouées à la commutation en électronique de puissance et leurs performances. Nous allons donc tout d'abord expliquer brièvement les caractéristiques fondamentales du GaN et de l'hétérojonction AlGaN/GaN menant à la formation du gaz électronique bidimensionnel. Nous allons ensuite décrypter le contenu d'une épitaxie GaN « conventionnelle » en rappelant le rôle de chaque couche de l'épitaxie. Une fois ces bases acquises, nous pourrons dresser un état de l'art des composants GaN spécifiques à notre application, c'est à dire par les transistors HEMT normally-off, les MOS-HEMT normally-on/off (métal / Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> / semi-conducteur), les diodes Schottky (en particulier à contact Ni/AlGaN) et enfin les diodes à effet de champ.

### 1 Généralités sur le GaN

#### 1.1 Propriétés intrinsèques

Le GaN est un semiconducteur III-V qui cristallise sous une forme stable de maille hexagonale de type Wurtzite dont les paramètres  $a$  et  $c$  valent respectivement 0.32 nm et 0.52 nm (figure 1.1). C'est un matériau à large bande interdite de 3.4 eV, qui correspond à la différence du maximum de la bande de valence et du minimum de la bande de conduction [1] (figure 1.2). La densité de porteur intrinsèque est donc extrêmement faible en théorie [2] (environ  $10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ ), mais toujours trop grande pour le considérer isolant, on parle plutôt de matériau semi-résistif. Ce grand gap lui confère un champ de claquage pouvant aller jusqu'à 3 MV/cm selon la qualité du cristal.

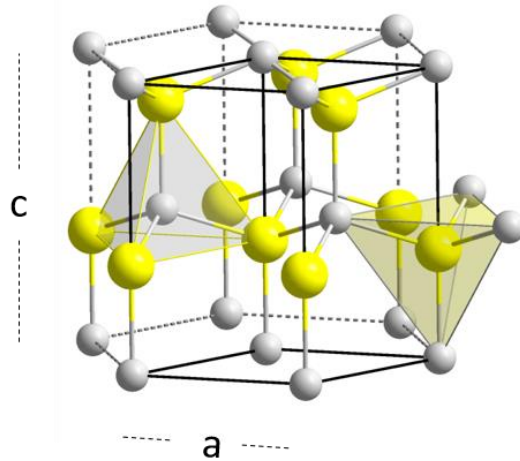


Figure 1.1 : Maille élémentaire de GaN de type Wurtzite.

Le GaN est principalement apprécié pour ses propriétés de transport des électrons plutôt que celles des trous du fait de leurs mobilités très différentes, à savoir un  $\mu_n$  jusqu'à  $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  et  $\mu_p = 000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  [3] [4], qui rendent le GaN dopé N bien plus intéressant. De plus la vitesse de saturation des électrons est d'environ  $3.10^7 \text{ cm/s}$ , ce qui rend le GaN très compétitif face à d'autres semiconducteurs [5] (GaAs, AlN, Si, SiC...) (figure 1.3a). La figure 1.3b résume les principaux critères de comparaison des matériaux semi-conducteurs pour l'électronique de puissance.

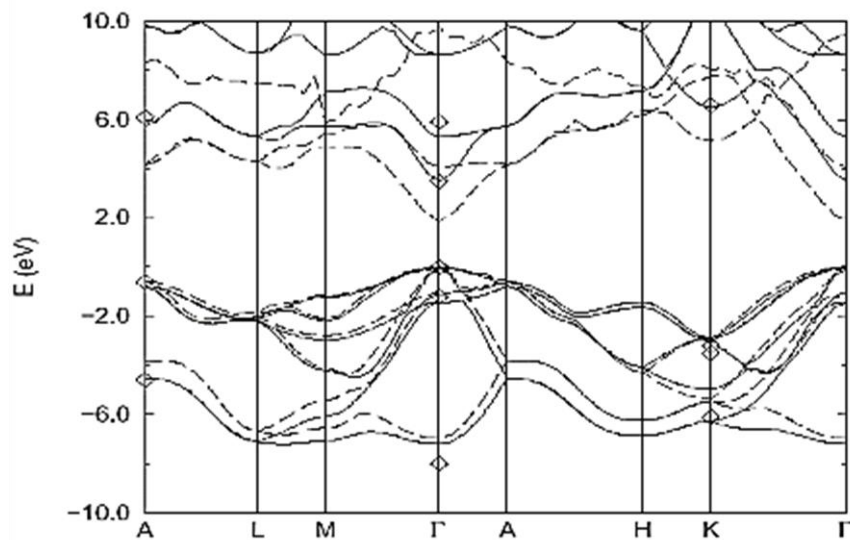


Figure 1.2 : Structure de bande du GaN.

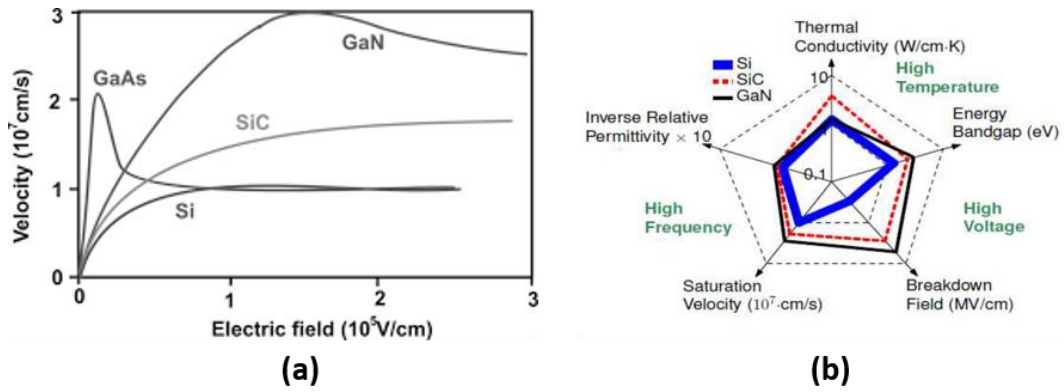


Figure 1.3 : Vitesse des électrons en fonction du champ électrique dans le GaN et d'autres semi-conducteur (a). Diagramme de Kiviat des propriétés électrothermiques des matériaux GaN, SiC et Si.

## 1.2 Polarisation spontanée et piézoélectrique

Dans une maille de GaN ou d'AlN, le barycentre des charges partielles positives portées par le gallium ne coïncide pas avec celui des charges partielles négatives portées par l'azote. En effet, l'électronégativité du gallium de 1.81, contre 3.04 pour l'azote contraint le nuage électronique à se rapprocher des faces d'azote. La structure tétraédrique de la maille est alors déformée, ce qui éloigne les barycentres de chaque charge. Il en résulte une polarisation spontanée et permanente de la structure, orientée dans la direction de croissance du matériau (figure 1.4). Un second effet de polarisation d'origine piézoélectrique peut également s'ajouter. L'application d'une contrainte en tension ou en compression sur le GaN

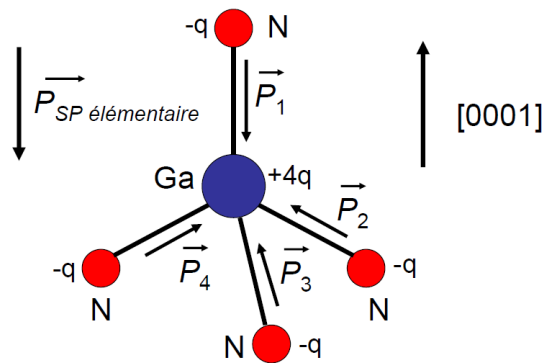


Figure 1.4 : Effet de polarisation spontanée dans le GaN.



provoque une déformation de la structure cristalline et modifie le rapport des paramètres de maille, se traduisant par un éloignement ou au contraire un rapprochement des barycentres des charges. Ces deux contributions à la polarisation totale du cristal sont à l'origine des propriétés de conduction de l'hétérojonction AlGaIn/GaN, qui seront explicitées en partie 2.1.

## 1.3 Techniques de croissance épitaxiale

### 1.3.1 Dépôt en phase vapeur de métallorganique (MOCVD)

Ce type de dépôt en phase vapeur utilise des molécules métallorganiques volatiles comme précurseurs métalliques, tel que les triméthylaluminium / gallium / indium (TMAI, TMGa, TMIIn), qui sont acheminés depuis le réservoir vers le réacteur par un gaz vecteur pouvant être du dihydrogène ou de l'argon (figure 1.5). L'ammoniac  $\text{NH}_3$  est utilisé comme source d'azote, injecté de la même façon. La réaction est engendrée sur le substrat dans une

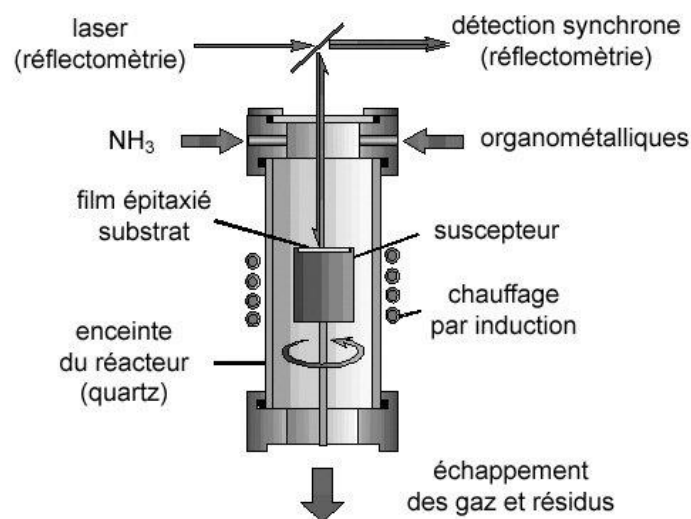


Figure 1.5 : Schéma d'un réacteur MOCVD avec mesure par réflectométrie de l'épaisseur épitaxiée.

chambre sous une basse pression, de l'ordre de la centaine de Torr, chauffés à des températures pouvant aller de 900 à 1400°C. Les espèces chimiques résiduelles ainsi que le gaz vecteur sont évacuées par pompage. Cette méthode propose donc une croissance à très haute température qui confère une énergie suffisante aux espèces chimiques déposées pour

se déplacer dans le volume et aux interfaces, favorisant leur chance de trouver un site de nucléation. La vitesse de croissance peut atteindre plusieurs microns par heure.

Une seconde contrainte s'ajoute lors du refroidissement en fin de croissance dans la mesure où les coefficients de dilatation thermique du cristal et du substrat présentent une grande différence. Le substrat, en se rétractant, peut alors mettre en contrainte l'épitaxie et provoquer une mosaïque de dislocations appelées « cracks », qui se répercuteront jusqu'à la surface. C'est là encore ce qui est souvent observé avec les substrats en silicium, qui met le GaN en tension du fait d'un coefficient d'expansion plus faible (respectivement  $5.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  contre  $3.6 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ).

### 1.3.2 Epitaxie par jet moléculaire

Le principe de fonctionnement de la MBE repose sur la sublimation par un faisceau d'électrons de précurseurs de hautes puretés. Le réacteur est placé sous ultravide afin que le libre parcours moyen des atomes sublimés soit largement plus long que la distance à parcourir jusqu'au substrat. De cette façon, les différentes sources, orientées vers le substrat, libèrent de la matière sans que celle-ci n'entre en collision avant d'arriver sur la surface de croissance, où elle se condense avant de trouver un site de nucléation. La réaction peut se produire à plus basse température qu'en MOCVD (moins de  $900^\circ\text{C}$ ) ce qui limite le taux de dislocation dû aux désaccords des coefficients d'expansion thermique, tout en permettant une vitesse de dépôt pouvant atteindre trois microns par heure. Grâce aux sources de matière utilisées et au vide pouvant être supérieur à  $10^{-11}$  Torr, la caractéristique la plus notable de cette technique est la fabrication de couche de haute pureté. Les composants à base de GaN utilisant l'épitaxie MBE ont des performances similaires que ceux sur MOCVD. Toutefois, cette méthode ne fait pas l'objet d'un développement industriel du GaN du fait que les réacteurs MBE n'accueillent pas de wafer de plus de 4 pouces, là où la MOCVD n'est pas limitée en surface.

### 1.3.3 Dopage du GaN

#### 1.3.3.1 Dopage non-intentionnel

Bien que le grand gap du GaN ne permette d'obtenir que très peu de génération de porteurs libres dans sa forme intrinsèque, sa croissance induit un grand nombre de défauts dans la structure cristalline et provoque systématiquement un dopage non-intentionnel de type N du semiconducteur. Cela a pour effet de le rendre moins résistif et donc de dégrader les performances des composants (baisse de la tenue en tension, fuite de courant à l'état off par exemple). L'un des verrous technologiques de la croissance du GaN est donc la fabrication d'un matériau intrinsèque. Ces défauts ont des origines diverses et peuvent être localisés ; tels que des lacunes d'azote ou de gallium, ou des impuretés interstitielles et substitutionnelles de silicium ou d'oxygène. Fujikura *et al.* relatent par exemple une concentration minimale de porteur de  $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  pour un dopage non intentionnel attribué à une concentration en silicium de  $3 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , ce qui figure à l'heure actuelle parmi les meilleures performances recensées [6]. Les défauts peuvent aussi être étendus comme c'est le cas des dislocations qui traversent verticalement l'épitaxie, et dont le GaN en particulier souffre plus souvent que d'autres matériaux III-V (GaAs ou InP). Les liaisons pendantes qui résultent de la discontinuité du cristal sont plutôt donneuses d'électrons.

#### 1.3.3.2 Dopage intentionnel

Le dopage P du GaN présente deux intérêts majeurs dans le cas de ce type d'épitaxie. Le premier est de compenser le dopage non-intentionnel N décrit au paragraphe précédent, qui peut être nuisible dans certaines couches de l'hétérostructure. Il s'agit le plus souvent d'impuretés de carbone ou de fer ajoutées dans la couche tampon, et sensées la rendre plus résistive afin d'améliorer les performances en régime statique et à l'état off des composants. Dans le second cas, très fréquent aussi, on cherche à développer une couche de P-GaN (avec un réel dopage P, et pas uniquement une compensation non-intentionnelle du dopage N) afin de réaliser des composants dit « normally-off ». Cet aspect sera vu plus en détails en partie

3.2. Enfin, on trouve à de plus rares occasions des dopages N<sup>+</sup> intentionnels ayant pour but de réduire la résistance des contacts ohmiques réalisés sur GaN ou sur AlGaN.

## 1.4 Substrats de croissance

Les hétérostructures HEMT AlGaN/GaN utilisent usuellement différents types de substrats : saphir, SiC, Si ou GaN. Les principales caractéristiques des différents substrats sont résumées dans le tableau 1.1.

Le choix du substrat est motivé par l'application visée (RF, Electronique de puissance), la qualité de la structure en termes de densité de défauts, et par son coût. Une partie de ces défauts, notamment les dislocations, prennent leur origine dans les contraintes mécaniques imposées par les désaccords de maille et de dilatation thermique entre substrat et épitaxie. Dans ce contexte, les substrats GaN et SiC répondent le mieux aux problèmes en proposant des épitaxies à faible densité de défauts grâce à l'accord de maille pour le GaN et un faible taux de dislocation GaN/SiC. De plus, le SiC possède la meilleure conductivité thermique, ce qui en fait un matériau de choix pour l'électronique de puissance.

<b>Substrat (semi- isolant)</b>	<b>paramètre de maille a/c (Å)</b>	<b>Désaccord de maille avec GaN</b>	<b>Coefficient d'expansion thermique da/a</b>	<b>Conductivité thermique (W.K<sup>-1</sup>.cm<sup>-1</sup>)</b>	<b>Résistivité électrique (Ω.cm)</b>
<i>Si (111)</i>	5,43	17%	3,59	1.48	< 10 <sup>4</sup>
<i>Saphir</i>	4,758 / 12,99	6%	7,5	0.36	10 <sup>6</sup>
<i>SiC (Wurtzite)</i>	3,081 / 15,12	3,5%	4,2	4.9	10 <sup>11</sup>
<i>GaN (Wurtzite)</i>	3,189 / 5,185	0	5,6	1.3	10 <sup>7</sup>

Tableau 1.1 : Données numériques des principales caractéristiques des substrats.

Le silicium et le saphir quant à eux n'offrent pas une telle qualité cristalline et des propriétés thermiques moyennes, mais sont autrement moins onéreux. Les épitaxies sur silicium plus particulièrement font l'objet de nombreuses recherches pour cette raison,

affichant un bon compromis entre qualité et coût mais ils nécessitent une couche de nucléation plus complexe.

## 2 Propriétés de l'hétérojonction AlGaN / GaN

### 2.1 Formation du gaz électronique bidimensionnel

La formation d'un gaz 2D d'électrons (2DEG) est un mécanisme essentiel dans la réalisation de composants GaN, car c'est par lui que se forme le canal conducteur. L'AlGaN qui a une bande interdite plus grande que celle du GaN est l'un des matériaux qui, mis en œuvre dans une hétérojonction avec du GaN, permet l'apparition du 2DEG. Dans cette partie, nous rappellerons les bases de ce mécanisme.

#### 2.1.1 Effet de polarisation à l'hétérojonction AlGaN/GaN

L'apparition du 2DEG repose sur les polarisations spontanée et piézoélectrique décrites en partie 1.2. Premièrement, la polarité du cristal (GaN et AlGaN) définit le sens du vecteur de polarisation spontanée. On parle de face Ga ou au contraire de face N, mais seule la polarité face Ga concerne les travaux de cette thèse. La polarisation est dirigée de la surface vers l'épitaixie, avec une accumulation de charge négative à l'interface avec le vide qui permet de rehausser la barrière de potentiel vers de hauts niveaux d'énergie. La polarité est imposée dès le début de la croissance, lors du dépôt des premières couches atomiques.

Ensuite, la couche d'AlGaN doit impérativement être placée en tension sur la couche de GaN, car de cette façon le vecteur de polarisation piézoélectrique est dirigée dans le même sens que celui de la polarisation spontanée. Les deux se cumulent ce qui renforce le champ électrique interne dans l'AlGaN, menant à une forte accumulation de charges électriques aux interfaces. La structure de bande de l'hétérojonction permet alors de faire passer la bande de conduction coté GaN sous le niveau de Fermi, il apparaît ainsi une concentration conséquente d'électrons dans cette région (figure 1.6) [7]. A noter que l'on suppose le GaN totalement relaxé de toutes contraintes mécaniques, annulant ainsi sa composante piézoélectrique. Il

s'agit là d'un point crucial car le paramètre de maille du GaN ( $a = 3.189 \text{ \AA}$ ) est tel que sa croissance sur Si ou sur SiC impose une contrainte en compression dont l'effet piézoélectrique s'oppose à la polarisation spontanée du cristal en face gallium, réduisant ainsi la polarisation d'ensemble de la structure.

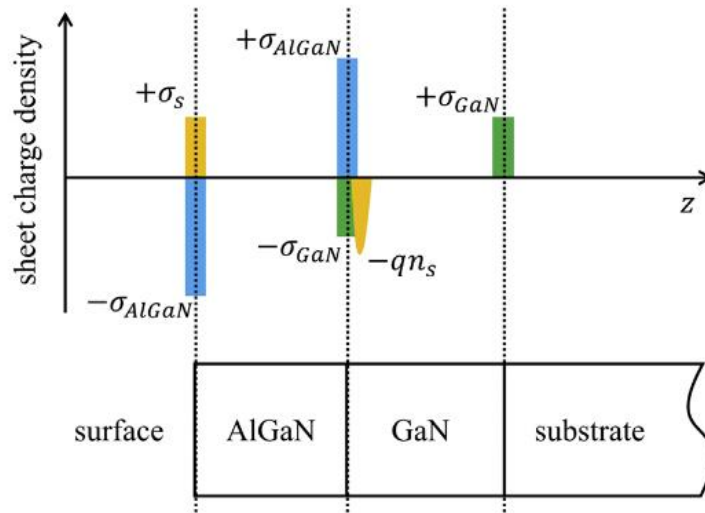


Figure 1.6 : Effet des polarisations internes sur la répartition des charges d'une hétérojonction AlGaN/GaN.

### 2.1.2 Épaisseur critique de formation du 2DEG

Nous avons décrit le jeu de polarisation permettant de générer un champ électrique au sein de l'AlGaN, cela permet une accumulation de charges aux extrémités vide/AlGaN et AlGaN/GaN, mais pas de créer un gaz d'électrons libres. Dans un second temps, ce sont les états de surface de l'AlGaN qui permettent la libération de porteurs et donc l'apparition du 2DEG. En effet, en surface de l'AlGaN se trouve des liaisons pendantes d'atomes qui n'ont pas formées de liaisons du fait de l'interface avec le vide. Il existe ainsi des états situés dans la bande interdite. Ceux-ci sont inactifs car sous le niveau de Fermi. Le champ électrique interne permet de rehausser le niveau de la bande de conduction et ainsi d'activer ces états donneurs et donc les électrons sont alors drainés vers l'hétérojonction coté GaN au travers de la barrière, par effet tunnel. L'activation des états de surface est atteinte à partir d'une épaisseur d'AlGaN, dite épaisseur critique, minimale pour que la polarisation spontanée du cristal engendre un champ électrique suffisamment intense. La courbure de la bande de conduction

fait alors passer ces états au-dessus du niveau de Fermi. Cette épaisseur dépend surtout du taux d'aluminium dans la barrière, elle diminue à mesure que celui-ci augmente. Pour une barrière  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$ , elle est d'environ 5 nm.

## 2.2 Contenu d'une épitaxie pour HEMT AlGaN/GaN

### 2.2.1 Couche(s) de nucléation

Le rôle des couches de nucléation est d'assurer une transition progressive des paramètres de maille afin de relaxer les contraintes entre le substrat et le buffer de GaN, et donc d'éviter l'apparition de dislocations traversant verticalement l'épitaxie. La nature chimique de ces couches ainsi que les conditions de croissance dépendent avant tout du substrat utilisé, et ont une importance primordiale sur la qualité du reste de l'épitaxie et des performances électriques qui en découlent.

#### 2.2.1.1 Nucléation de l'AlN sur substrat Si

En pratique, la couche de nucléation ne peut être en GaN du fait que l'alliage Ga-Si forme un eutectique aux températures de croissance souhaitées. L'interface GaN/Si passe alors en phase liquide. Ce phénomène, appelé « melt-back etching », détériore fortement l'ensemble de l'épitaxie et du substrat par la formation de cavités lors du refroidissement. Les couches de nucléation sont donc en AlN, qui assure la transition progressive des paramètres de maille. Toutefois, il subsiste des complications liées aux interactions physico-chimiques entre la première couche d'AlN et le silicium. En effet, la température de croissance d'une couche qualitative de GaN ou d'AlN par MOCVD est comprise entre 1000 et 1200°C afin de former un monocristal homogène. De telles températures favorisent la diffusion entre les éléments métalliques Ga ou Al dans le substrat ce qui diminue son caractère résistif. Or, une couche de nucléation dont l'interface est de mauvaise qualité ne joue pas son rôle dans la relaxation des contraintes et dans le transfert des paramètres de maille, il en résulte une épaisseur de croissance du buffer limitée en épaisseur, et une forte densité de dislocations.

Pour limiter le problème, une première couche est généralement déposée à plus basse température afin de réduire la diffusion des espèces dans le substrat Si. Toutefois si la température de dépôt de cette première couche est trop faible, la qualité cristalline est plus mauvaise et il peut en résulter une structure amorphe. On trouve parmi les épitaxies expérimentales des températures minimales de 600°C [8] [9] et pouvant atteindre 1050°C [10]. Etant donné que cette couche n'a pour but que d'empêcher la diffusion des espèces chimique déposées à haute température et que sa qualité est moindre, son épaisseur est inférieure à une centaine de nanomètres. Aussi, pour cette raison, une seconde couche de nucléation est déposée à plus haute température, entre 1100 et 1200°C, afin d'amorcer la croissance du GaN dans les meilleures conditions.

#### 2.2.1.2 *Substrat SiC*

Comme évoqué précédemment, les propriétés thermiques du SiC en font un excellent candidat dans la réalisation de composants pour l'électronique de puissance. L'accord des paramètres de maille et de dilatation thermique (tableau 1.1) permettent de réduire largement les contraintes sur le GaN. De plus, la température de dépôt de la couche de nucléation, toujours en AlN, n'est pas limitée.

#### 2.2.1.3 *Substrat GaN autosupporté*

Le principal avantage d'un substrat GaN est bien sûr la compatibilité parfaite entre celui-ci et l'épitaxie, ce qui permet de s'affranchir des couches de nucléation et de réduire la taille du buffer. L'accord des paramètres de mailles et la réduction du volume et du nombre d'interface dans l'hétérostructure permet d'atteindre des taux de dislocation record pour les technologies GaN, de l'ordre de  $10^{10} \text{ cm}^{-3}$ . Ces épitaxies sont donc très intéressantes pour les applications RF. Elles le sont en revanche un peu moins pour la haute tension car le substrat SiC, bien que moins favorable pour la qualité de la croissance, se montre premièrement plus performant de par ses propriétés thermique et résistive, mais aussi moins onéreux que le GaN.



### 2.2.2 Couche tampon de GaN (buffer)

La couche tampon de GaN, ou buffer, est déposée sur la couche de nucléation supérieure. Elle a pour fonction première de relaxer totalement les contraintes mécaniques restantes. Cet aspect est particulièrement important pour la formation d'un gaz d'électrons dense, car le buffer, une fois relaxé de toute contrainte, sera plus efficace pour placer la barrière AlGaN en tension, accentuer la polarisation piézoélectrique régnant à l'intérieur de celle-ci et ainsi activer les états de surface. L'épaisseur nécessaire pour y parvenir dépend entre autre du substrat choisi, de la structure et de l'épaisseur des couches de nucléation. On trouve ainsi des buffers allant de 100 nm à plusieurs microns.

Puisqu'il est en contact direct avec le canal, le buffer doit répondre à certaines exigences afin de ne pas nuire aux performances des composants. Dans un premier temps, on cherche à obtenir un GaN semi-isolant, or, le dopage (type N) non intentionnel lors de sa croissance favorise le passage des électrons sous forts champs, ce qui engendre des courants de fuites parasites dans le volume de la structure [11]. De nombreuses études ayant abouties au développement d'épitaxies industrielles ont montré que ces fuites sont significativement réduites en compensant par un dopage P de GaN par du carbone ou du fer. Il est toutefois indispensable de conserver une couche de GaN non intentionnellement dopée N suffisamment épaisse (>100 nm) pour éviter la recombinaison des électrons du 2DEG sur les sites dopés P. Enfin, le buffer a une influence conséquente sur la tenue en tension des composants GaN. Son épaisseur mais aussi le dopage P visant à compenser le dopage N non-intentionnel contribuent à réduire le claquage au travers du matériau [12] [13] (figure 1.7), appelé punch-through. Nous verrons également en partie 2.3.1 que l'insertion d'une seconde barrière AlGaN (back-barrier) contribue aussi à la robustesse du buffer.

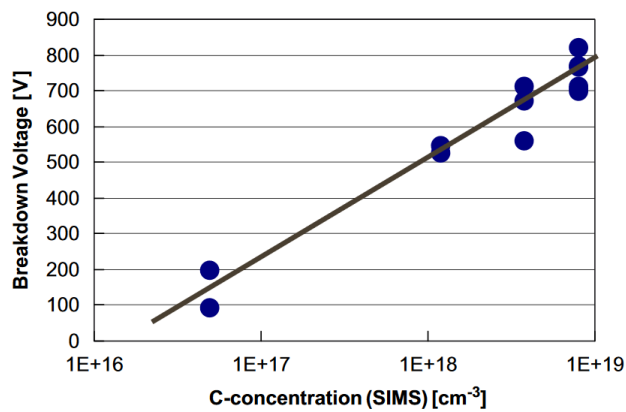


Figure 1.7 : Tension de claquage en fonction de la concentration en carbone (mesurée par spectroscopie de masse des ions secondaires). Buffer GaN :C de 600 nm et canal GaN de 100 nm.

### 2.2.3 Barrière AlGaIn

Le rôle essentiel de la barrière AlGaIn a déjà été expliqué dans la partie 2.1, nous ne reviendrons pas sur le mécanisme de formation du 2DEG pour une hétérojonction AlGaIn/GaN. Les caractéristiques de la barrière ont une forte influence sur le fonctionnement électrique des transistors HEMT, en fonction notamment du taux d'aluminium contenu, de l'épaisseur et d'un éventuel dopage résiduel. En pratique, un taux d'aluminium élevé permet d'avoir un 2DEG plus dense d'une part, mais une barrière plus résistive d'autre part du fait du grand gap de l'AlN (6.2 eV). Aussi, la tension de pincement à appliquer pour repousser les électrons à l'état off devient plus importante. Le taux d'aluminium peut être contrebalancé en jouant sur l'épaisseur de la barrière. L'épaisseur critique de formation du 2DEG diminue à mesure que le pourcentage d'aluminium augmente, pour atteindre une couche atomique avec de l'AlN pur. Toutefois, en raison du désaccord de maille entre le GaN et l'AlN, les barrières à très haut taux d'aluminium (>50%) souffrent d'une importante rugosité à l'hétérojonction, qui dégrade la mobilité des porteurs de charges et limite ainsi l'épaisseur minimale de cette couche à 2 ou 3 nm [14] [15]. On peut également trouver dans la littérature des barrières aux valeurs intermédiaires telle que démontrée par Chakroun *et. al* [16], qui ont utilisé une barrière Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.55</sub>N pour une épaisseur de seulement 4 nm. En effet, l'utilisation d'une barrière de faible épaisseur ne permet pas l'apparition d'un 2DEG très dense, ce qui est

favorable pour la fabrication de composants normally-off (voir partie 3.2), mais peut aussi permettre de bénéficier d'un 2DEG suffisamment dense à l'état on, grâce au fort taux d'aluminium.

Ces dernières années, dans la grande majorité des cas, on trouvera plutôt des barrières avec un taux d'aluminium compris entre 15 et 30 %, pour des épaisseurs comprises entre 5 et 20 nm. La densité d'électrons du canal est alors aux alentours de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  pour une mobilité avoisinant des  $1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ .

## 2.3 Optimisation de l'épitaxie

### 2.3.1 Back-barrier

Cette couche d'AlGaN avec un taux d'aluminium assez faible (moins de 10%) s'intercale entre le buffer et la couche active de GaN et permet de mieux confiner le 2DEG dans le canal. La polarisation de cette couche est dans la même direction que celle du canal et amène une concentration de charge surfacique à l'interface GaN/AlGaN. Le champ électrique ainsi créé tend à repousser les électrons vers le canal, ce qui augmente sa conductivité. De plus la présence d'une back-barrier limite la diffusion des électrons dans le volume du buffer sous fort champ électrique, du fait de sa bande interdite plus élevée. Cela a pour effet de rehausser la tension de claquage et de diminuer les fuites de courant au travers du buffer. Il est donc courant d'en insérer une dans l'épitaxie afin d'optimiser les performances des transistors et des diodes à l'état off.

### 2.3.2 Espaceur

L'espaceur s'intercale entre les couches d'AlGaN et de GaN formant le canal, son but est de mieux confiner les électrons du 2DEG afin d'améliorer sa densité et la mobilité des porteurs. Il s'agit d'une couche d'AlN très fine, typiquement de 1 nm. L'interface AlN/GaN est plus abrupte, c'est-à-dire que l'hétérojonction formée s'étend sur un plus faible nombre de couches atomiques qu'avec de l'AlGaN/GaN, et sa rugosité est moindre. La réduction des collisions entre électrons et atomes entraîne ainsi l'augmentation de la mobilité des porteurs

du canal. Enfin, le gap de l'AlN est plus important que celui du GaN (6.2 eV contre 3.4 eV), ce qui permet de mieux confiner les électrons du côté GaN de l'hétérojonction en abaissant le niveau de la bande de conduction, et ainsi d'augmenter la concentration des porteurs dans le canal. La figure 1.8 représente le diagramme de la bande de conduction et la probabilité de présence de l'électron le long d'une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN [17].

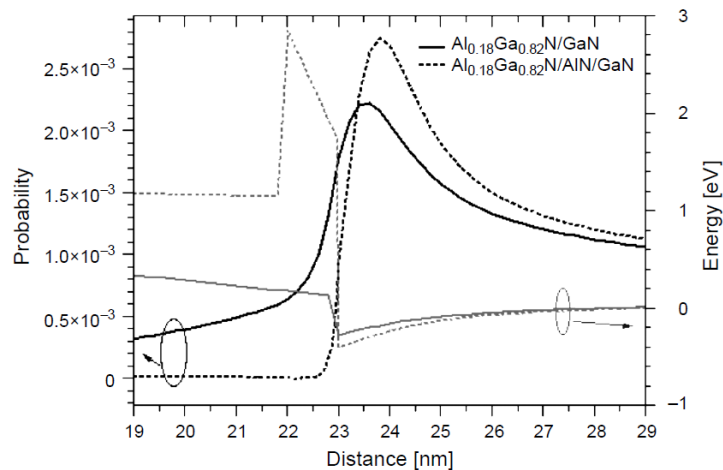


Figure 1.8 : Bande de conduction et probabilité de présence de l'électron dans l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN.

### 2.3.3 Couche d'encapsulation

La couche de cap se trouve au sommet de l'épitaxie et est constituée soit de GaN soit de SiN. Elle a deux fonctions : la première est de protéger la surface de l'oxydation native d'AlGaN qui apparaît au contact de l'air et à laquelle l'aluminium de la barrière est particulièrement sensible ; la seconde est de réduire les courants de fuite au travers de la grille des HEMT [18]. Le cap vient en effet passiver les états de surface de l'AlGaN, ce qui a pour conséquence de rehausser la barrière de potentiel. Dans le cas d'un cap SiN, la large bande interdite associée à son épaisseur permet à la fois de réduire les courants d'émission thermoïonique et par effet tunnel. On trouve généralement des caps d'épaisseurs comprises entre 1 et 5 nm, mais celle-ci doit être limitée car elle favorise l'apparition de trous à la jonction GaN (cap)/AlGaN. Elle tend aussi à diminuer la concentration d'électrons dans le 2DEG. Des études montrent également son influence sur la tension de pincement [19] [20] des transistors. Tout d'abord en éloignant la grille du canal, on observe une baisse du seuil de

conduction, puisqu'il faut appliquer un champ électrique plus fort pour atteindre le 2DEG. De plus, la passivation des pièges en surface de la barrière contribue à stabiliser ce paramètre.

Le schéma de l'empilement complet est représenté en figure 1.9, il n'est pas à l'échelle, les couche les plus minces de la structure (cap, barrière et espaceur) sont surreprésentées. Le substrat, lui, est largement sous-représenté. Selon son diamètre et sa composition, son épaisseur est comprise entre 250  $\mu\text{m}$  et 1 mm, alors que le cumul de toute l'épitaxie est de quelques microns maximum.

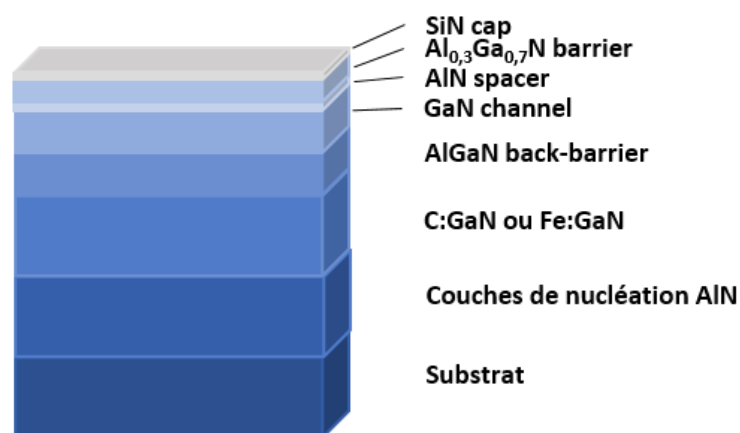


Figure 1.9 : Empilement d'une épitaxie GaN sur tout substrat (sauf GaN autoporté).

### 3 Etat de l'art des HEMT GaN pour la commutation en électronique de puissance

Les utilisations du GaN pour les applications de puissance se divisent en deux catégories : les composants destinés aux radiofréquences pour les systèmes d'informations, et ceux pour la commutation dans les systèmes d'électronique de puissance, qui nous intéressent dans le cadre de ce travail. L'état de l'art des technologies de HEMT usuelles, qui se distinguent principalement par leur technologie de grille, sont abordées dans cette partie.

### 3.1 HEMT normally-on

Le HEMT dit « normally-on » est la structure la plus simplement réalisable (figure 1.10). La grille est un contact Schottky souvent sur AlGaN de type Ni/AlGaN. Le développement technologique consiste en un dépôt métallique généralement précédé d'un nettoyage de la surface et d'une désoxydation afin de réduire la densité des états d'interface Ni/AlGaN. A tension grille-source nulle, le composant permet le passage d'un courant dans le canal. L'application d'une tension négative sur la grille provoque la déplétion du canal électronique et le pincement du canal. Ce type de transistor présente un risque, puisqu'en cas de dysfonctionnement de l'alimentation des circuits de grille des transistors (absence de tension de grille), le passage d'un courant dans les transistors connectés en parallèle avec l'alimentation du convertisseur (bras d'onduleur) entrainera un court-circuit provoquant la destruction du système. Pour cette raison, il n'est donc pas utilisé pour la commutation, mais plutôt pour la RF.

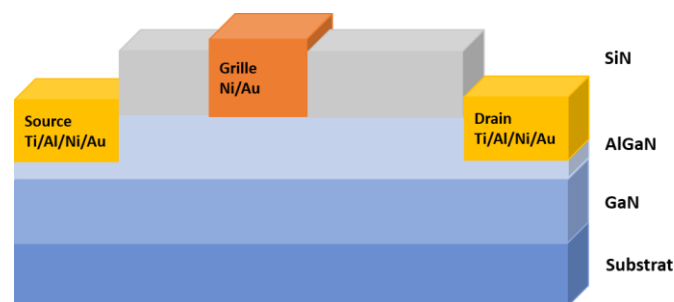


Figure 1.10 : Structure élémentaire d'un HEMT AlGaN/GaN normally-on.

### 3.2 HEMT normally-off

Contrairement au HEMT normally-on, un HEMT normally-off ne conduit pas le courant pour une tension grille-source nulle. Pour empêcher la conduction, le procédé technologique doit rompre le canal électronique sous le pied de grille. L'application d'un potentiel positif doit ensuite permettre de réinjecter des électrons pour reconstituer le 2DEG. La littérature concernant les composants GaN fait état de trois procédés permettant d'obtenir un

fonctionnement normally-off : le recess de grille, une couche de type p sous la grille et le traitement de surface par plasma fluoré. Nous allons dans cette partie présenter ces méthodes, et notamment celle du traitement par plasma fluoré sur laquelle s'est orienté ce travail de thèse.

### 3.2.1 Caractéristique de fonctionnement

La caractéristique de transfert  $I_D$ , ( $V_{GS}$ ) ainsi que la transconductance  $g_m(V_{GS})$  représentées en figure 1.11 [21] montrent la transition de l'état normally-on à l'état normally-off de HEMT dont la surface AlGaIn a été prétraitée par différents plasma  $CF_4$  avant dépôt de la grille. On observe ainsi le décalage de la tension de pincement de -4 V à +0.9 V au fil de l'augmentation de la puissance du plasma et de sa durée. Il existe plusieurs façons de considérer que l'état normally-off a été atteint. La plus exacte se base sur la courbe  $I_D$  ( $V_{GS}$ ) (en échelle logarithmique) dont le pied doit toucher l'axe des abscisses au minimum à 0 V. Mais il n'est pas rare de voir dans la littérature un critère moins strict, comme une régression linéaire de la courbe  $I_D$  ( $V_{GS}$ ) ou du  $g_m$  ( $V_{GS}$ ), tous deux en échelle linéaire. C'est par ailleurs ce dernier critère que nous utiliserons par la suite. Trois critères notables sont susceptibles d'évoluer et sont mesurables sur la caractéristique directe  $I_D$  ( $V_{DS}$ ). D'abord, le procédé de traitement du pied de grille peut engendrer une augmentation de la résistance du canal pour une tension

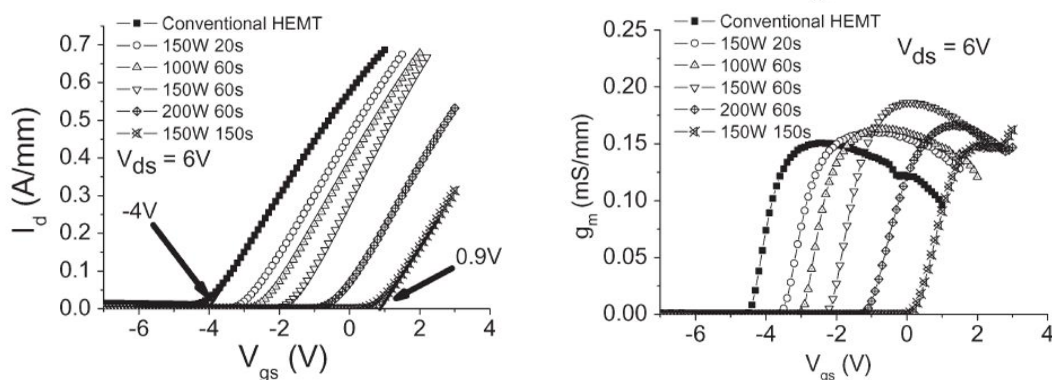


Figure 1.11 : Caractéristique de transfert de HEMT normally-on et normally-off (ici avec prétraitement de la grille par un plasma  $CF_4$ ).

$V_{GS}-V_p$  donnée par rapport à un transistor normally-on. En effet, selon le procédé utilisé, une réduction de la mobilité électronique est parfois observée. Ensuite, le contact Schottky laisse

passer un courant de grille  $I_G$  en polarisation directe se superposant à  $I_D$ . Enfin, l'altération des états de la surface ou de l'épaisseur de la barrière modifie la réponse de la structure soumise à un champ électrique donné.

### 3.2.2 Traitement de surface par plasmas fluorés

#### 3.2.2.1 Pseudo-dopage P

Ce procédé est réalisé dans une chambre de gravure sèche telle que la RIE (Reactive Ion Etching) utilisant un plasma à couplage capacitif (CCP), ou dans une chambre de plasma hybride CCP / ICP (Inductively Coupled Plasma). Dans les deux cas, le principe est le même : il s'agit d'exposer l'AlGaN à un plasma fluoré (figure 1.12), les plus courants sont le  $\text{CHF}_3$ , le  $\text{CF}_4$ , ou le  $\text{SF}_6$ , car ils sont déjà largement exploités en micro fabrication pour la gravure sèche de divers matériaux (SiN et  $\text{SiO}_2$  par exemple). L'objectif est d'injecter sur une profondeur de quelques nanomètres, dans la barrière AlGaN, des ions fluorure  $\text{F}^-$  fortement électronégatif qui agissent tels des accepteurs ionisés ; on parle de pseudo-dopage P. La charge portée par

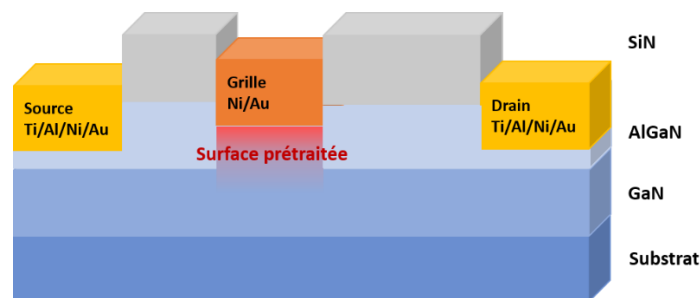


Figure 1.12 : Structure élémentaire d'un HEMT normally-off avec prétraitement du pied de grille.

ceux-ci repousse les électrons du 2DEG vers le buffer par leur champ électrostatique [22] [23] [24]. L'application d'un potentiel positif sur la grille vient alors s'opposer à ce champ et permet le repeuplement des électrons du canal. Des décalages de la tension de pincement atteignant près de 4 V ont pu être ainsi observés, portant celle-ci autour de 1 V dans les meilleurs cas.

#### 3.2.2.2 Influence sur la rugosité en surface

Bien que le GaN et l'AlGaN soient peu sensibles à la gravure par gaz fluorés, avec des vitesses de gravure de l'ordre de 0.5 nm/min [25] (mesurées en RIE, plasma  $\text{CF}_4$  - 100 W), cette



opération affecte la rugosité de la surface. La plupart de ces observations mettent en avant une augmentation de la rugosité après traitement, induisant parfois une chute de la mobilité des électrons [26] [27]. Toutefois *Lee et al.* ont montré une réduction de la rugosité en utilisant un plasma SF<sub>6</sub> à une puissance très basse (10 W), rapportant également une diminution notable, de plus de deux décades, du courant de fuite dans la grille [28].

### 3.2.2.3 Instabilité du fluor dans L'AlGaN

La méthode souffre toutefois d'un inconvénient notable : le fluor trouve difficilement une position stable au sein de la maille d'AlGaN. Cela provient du fait que le fluor est majoritairement présent sur des sites interstitiels, ne formant aucune liaison avec les atomes avoisinants. Plusieurs études montrent que l'élément tend à rétrodiffuser et même à désorber sous l'effet de la chaleur par la suite du procédé de fabrication, lors du recuit de grille entre 400 et 600°C [26] [29]. La diminution de la concentration de fluor dans la barrière contribue à repeupler le 2DEG. *K.J. Chen et al.* proposent une approche expliquant les

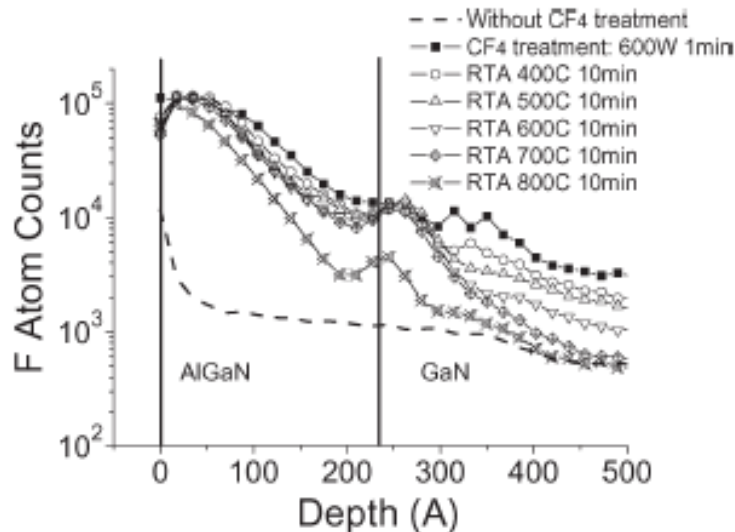


Figure 1.13 : Profil de distribution reconstitué par SIMS du fluor dans le GaN.

mécanismes de diffusion du fluor dans le GaN [30]. La désorption de l'ion F<sup>-</sup> en surface libère des interstices disponibles à l'atome en profondeur, particulièrement sur les lacunes de gallium où le fluor peut être stabilisé. Sur la figure 1.13 par exemple [21], on peut voir que le

profil de distribution n'évolue plus après 2 heures de recuit à 600 °C. Un autre groupe d'étude avance de même que le fluor peut se fixer sur ces lacunes laissées par les éléments métalliques [31]. Enfin, du fait de cette instabilité au sein de la maille d'AlGaIn, le pseudo-dopage F<sup>-</sup> est également impacté par le stress électrique, qui tends là encore à rabaisser la tension de pincement des E-HEMT [32].

La présence de fluor dans la maille de GaN peut aussi être décelée par mesures XPS, telle que celles montrées en figure 1.14. Dans cet exemple, l'échantillon de GaN a été exposé à un plasma de 100 W durant 2 minutes. L'orbitale 1s du fluor est détectée autour de 685 eV ; la figure 1.14a met en avant une tendance de cet élément à se lier plutôt au gallium qu'à l'azote. L'orbitale 2p<sub>3/2</sub> du gallium est détectée à une énergie de 1118 eV environ. Par réciprocité de la mesure, il est possible d'observer un léger décalage vers 1119 eV dû à la liaison Ga-F (figure 14b). On peut noter que les mesures XPS permettent tout comme les mesures SIMS d'établir un profil de concentration.

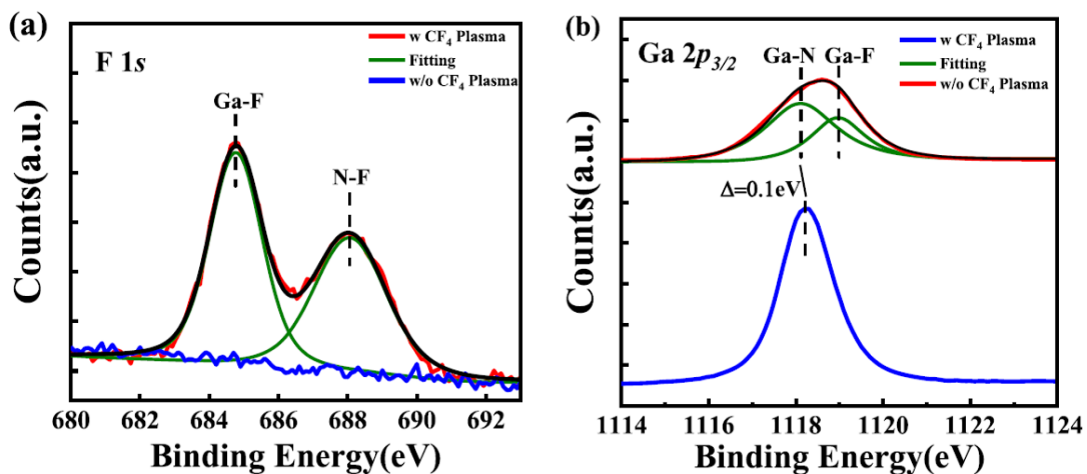


Figure 1.14 : Mesure XPS des éléments F (a) et Ga (b) sur deux échantillons GaN avec ou sans traitement par plasma CF<sub>4</sub>.

#### 3.2.2.4 Autres cas de traitement fluoré

Pour finir, nous pouvons citer d'autres cas de traitement de surface ayant pour objectif d'injecter du fluor à proximité du 2DEG. Wang *et al.* reportent un traitement par plasma après dépôt d'alumine comme diélectrique de grille avec trois itérations successives afin d'en

augmenter la concentration dans le volume de l'oxyde [26]. Un décalage de  $V_{th}$  jusqu'à 7 V a été mesuré, atteignant ainsi un seuil de conduction de près de 5 V. *Shen et al.* proposent quant à eux un dépôt de fluorure d'aluminium  $AlF_3$  et misent sur la diffusion de fluor par recuit thermique avant de graver cette couche. Un décalage de  $V_{th}$  vers le positif d'environ 4.3 V a été atteint. Toutefois ces deux méthodes souffrent aussi du back-shift de la tension de pincement après recuit.

### 3.2.3 Gate-recess

Le gate-recess consiste à graver tout ou partie de la barrière AlGaIn afin de déposer la grille au plus près du 2DEG, sous son épaisseur critique de formation. L'application d'un potentiel positif sur la grille permet ensuite de repeupler le gaz 2D. Comme pour le traitement de surface abordé précédemment, le point critique dans le développement de ce procédé est la dégradation de la surface engendrée par une gravure sèche (états d'interface ou rugosité) ainsi que le dépôt du diélectrique séparant le métal du SC. Ce second aspect sera abordé dans la partie 3.1.4 dédiée aux MISHEMT. Le GaN et l'AlN sont efficacement gravés dans un plasma hybride à couplage inductif (ICP) / RIE de gaz chloré ( $Cl_2$  et/ou  $BCl_3$ ) parfois dans un mélange d'argon. *Wu et al.* ont démontré par exemple un E-HEMT avec un pincement à 1V pour une gravure à 1 nm de l'hétérojonction, contre -3.5V pour la version sans recess de grille de cette technologie [33]. Ou encore, *Zhe et al.* proposent des transistors dont le  $V_{th}$  atteint respectivement 2.1V et 4.6V. Toutefois cet exemple illustre bien l'impact de tel traitement du pied de grille sur la chute de la densité de courant, passant pour ces mêmes composants de 320 mA/mm à moins de 110 mA/mm [34]. L'inconvénient majeur de cette méthode est le contrôle de la profondeur du recess qui est le paramètre fondamental lié à la tension de seuil.

### 3.2.4 Couche P-GaN

Dans ce dernier cas, une couche de GaN dopée P le plus souvent par du magnésium, est déposée en surface de l'épitaxie à l'endroit du dépôt de grille (figure 1.15), in-situ ou par reprise d'épitaxie au cours du procédé de fabrication. L'empilement P-GaN/AlGaIn/GaN peut être apparenté à une diode PiN dont la zone de déplétion s'étend jusqu'à l'hétérojonction

AlGaN/GaN avec un dopage P suffisant. La tension de seuil étant fonction de la densité du 2DEG, le taux de dopage est ajusté de sorte à obtenir un  $V_p$  supérieure à 1 V [35]. Le contact métallique est de préférence Schottky plutôt qu'ohmique, car il apparait clairement une forte diminution du courant de fuite par la grille. Par exemple, Tsai *et al.* relèvent des courants de grille descendant jusqu'au 10 nA/mm à  $V_{GS} = 6$  V, avec un contact Schottky sur 200 nm de P-GaN, contre 1 mA/mm pour un contact ohmique. Ils l'ont attribué à la barrière Schottky de 1 eV environ qui forme une zone de déplétion dans la couche P-GaN [36] [37].

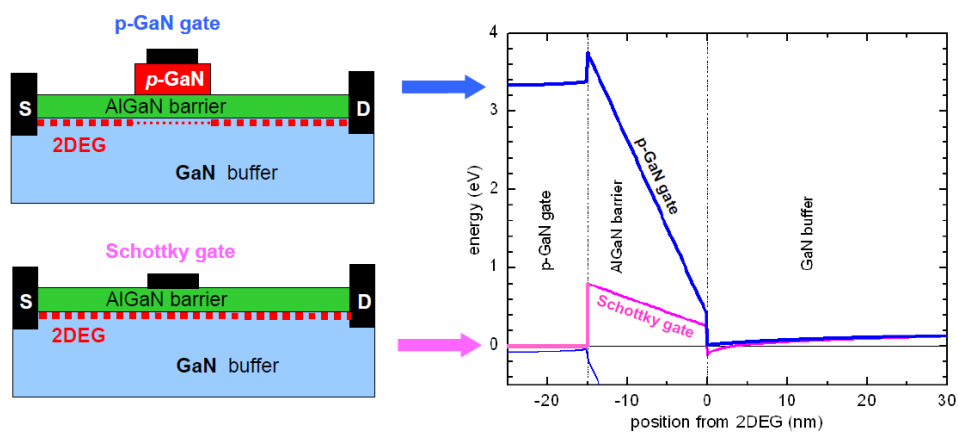


Figure 1.15 : Schéma simplifié d'une structure de HEMT avec une couche de P-GaN, et son diagramme de bande équivalent.

### 3.3 Dépôt d'un diélectrique pour la fabrication de MOSHEMT

Le HEMT normally-off permet le blocage du canal lorsque la grille est au repos, puis celui-ci est restitué à l'application d'une tension  $V_{GS}$  positive, responsable de la circulation d'un courant au travers du contact Schottky. Le fonctionnement de ce type de transistor nécessite l'insertion d'un diélectrique avant le dépôt de la grille afin de rompre le contact Schottky, on parle alors de MIS-HEMT (Metal Isolant Semiconducteur) pour un isolant tel que le SiN, ou de MOSHEMT dans le cas d'un oxyde, typiquement de l'alumine  $Al_2O_3$  et parfois le  $SiO_2$ .

### 3.3.1 Caractéristiques du diélectrique

Afin de répondre au besoin d'isolation électrique de la grille, les diélectriques les plus couramment utilisés sur HEMT AlGaIn/GaN sont l'alumine ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), le  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et le  $\text{SiO}_2$ . Ces matériaux, déjà intéressants pour la passivation de l'AlGaIn, offrent une interface de qualité variable, et ont un champ critique élevé. Ces deux critères sont primordiaux afin de limiter la densité de pièges à l'interface et de relever la limite en tension de la grille. De plus le dépôt doit être réalisé à basse température (moins de  $400^\circ\text{C}$ ), ce qui mène à la croissance d'une couche amorphe et de densité variable pouvant dégrader sa tenue en tension et sa résistivité. Ces paramètres peuvent être modulés par l'épaisseur déposée, généralement allant de 10 à 20 nm. La permittivité relative du matériau est le troisième paramètre qui doit être pris en considération. Plus elle est élevée, plus la polarisation du matériau en réponse à un champ externe sera forte, accumulant plus de charges électriques à l'interface avec le GaN afin d'améliorer le contrôle de la densité du 2DEG. Le tableau 1.2 liste quelques caractéristiques primordiales pour le choix du diélectrique. L'alumine se distingue relativement bien pour cette application, avec une constante diélectrique élevée, ainsi qu'une résistivité et un champ critique corrects.

Diélectrique	Permittivité relative	Bandgap (eV)	Résistivité ( $\Omega\cdot\text{cm}$ )	Champ critique (MV/cm)
$\text{Si}_3\text{N}_4$	7.5	5	$< 10^{15}$	5
$\text{SiO}_2$	3.9	9	$< 10^{16}$	$< 10$
$\text{Al}_2\text{O}_3$	9	7.8	$< 10^{16}$	$> 8$

Tableau 1.2 : Caractéristiques des diélectriques de passivation usuels pour la fabrication de MOS-HEMT.

La qualité du diélectrique dépend également de la technique et de la température du dépôt. Deux méthodes se distinguent principalement pour le dépôt de l'alumine : le dépôt en couche atomique (ALD) thermique, et l'ALD assisté par plasma (PEALD), qui seront abordés respectivement dans les parties 3.3.2 et 3.3.3.

Les matériaux  $\text{Si}_3\text{N}_4$  et  $\text{SiO}_2$  sont eux plus souvent déposés par CVD (LPCVD ou PECVD). Hua *et al.* ont montré un MIS-HEMT LPCVD- $\text{SiN}_x$  15 nm / GaN (avec gravure complète de la barrière AlGaIn) dont les fuites de courant par la grille ne s'élevait qu'à 1 pA/mm à  $V_{GS} = 10$  V. Toutefois la transconductance maximale n'atteignait que 15 mS/mm, et la densité d'état d'interface allait jusqu'à  $10^{13}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>, soit une décade de plus que les résultats observés pour les MOS avec alumine [38]. De même pour Shi *et al.* qui observent une densité d'état allant de  $10^{13}$  à  $10^{14}$  eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Ces données nous orientent donc vers l'alumine comme diélectrique de grille [39].

### 3.3.2 ALD thermique

Le premier atout de cette technique est la production de couche monoatomique grâce à l'exposition alternée à différents précurseurs chimiques, espacées d'une phase de purge, de façon cyclique jusqu'à l'obtention de l'épaisseur désirée. La vitesse de croissance avoisine l'Angström par cycle. Son deuxième atout est l'homogénéité du dépôt sur des surfaces à fort rapport d'aspect grâce à l'utilisation de réactifs à l'état gazeux qui ne sont pas présents simultanément, garantissant que la réaction n'a lieu qu'en surface et non dans le volume du réacteur. Etant donnée la très faible épaisseur de l'isolant, quelques dizaines d'Angström, le dépôt en couche atomique (ALD) est souvent préféré pour sa faible vitesse de croissance permettant la réalisation de couche d'épaisseur quasi atomique (voir figure 1.16). A ce moment du processus de fabrication, la température du dépôt excède rarement les 400°C, ce qui affecte la densité du dépôt ainsi que sa structure, amorphe plutôt que cristalline.

Dans le cas de la croissance d'alumine qui nous intéresse, la première étape d'un cycle consiste à exposer la surface au précurseur métallique (triméthyl/triéthylaluminium). Une purge par un gaz vecteur ( $\text{N}_2$  ou Ar) permet ensuite d'évacuer le gaz excédentaire. L'oxydant ( $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_2$  ou  $\text{O}_3$ ) est ensuite introduit, puis purgé à son tour. Comme la réaction n'a lieu qu'en surface, la nature chimique de celle-ci influe sur la vitesse de croissance du dépôt. Afin de lisser cette vitesse initiale pour différents substrats, la réaction peut être engendrée sur une surface sur laquelle se trouve déjà les groupes fonctionnels adéquats. Le support de

croissance, recouvert d'un oxyde natif au contact avec l'air, peut être prétraité ex-situ par un plasma hydrogéné (NH<sub>3</sub> ou autre) afin d'obtenir une surface riche en groupe –OH. Ceux-ci réagiront plus facilement avec le précurseur métallique et la dynamique de croissance arrivera plus rapidement à l'équilibre.

En utilisant cette technique pour la fabrication de MOS-HEMT avec de l'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, des études sur les états d'interface ont rapidement montré l'intérêt de ce matériau comme diélectrique de grille. Mizue *et al.* [40] ont par exemple rapporté des densités allant de 10<sup>12</sup> à 3.10<sup>12</sup> eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>. Plus récemment, des groupes de recherche sont parvenus à descendre à un ordre de grandeur de 10<sup>10</sup> eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup> [41] [42].

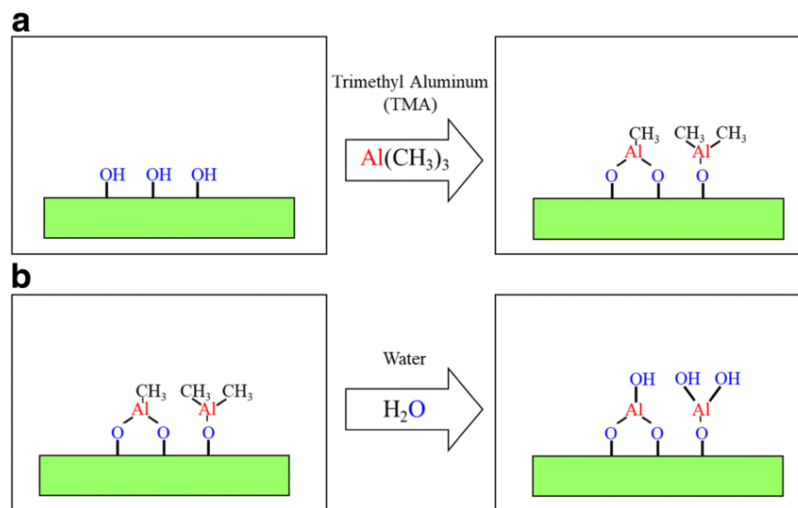


Figure 1.16 : Représentation d'un cycle de croissance d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> en ALD thermique.

### 3.3.3 ALD assisté par plasma

La PEALD présente les mêmes avantages que l'ALD thermique en termes d'épaisseur des couches déposées et d'uniformité sur des surfaces à fort rapport d'aspect ; elle fait aussi appel aux mêmes précurseurs chimiques. La différence principale repose sur l'utilisation d'un plasma RF pour libérer les éléments à déposer, ce qui permet de réaliser le dépôt à température ambiante. Il est particulièrement intéressant pour la croissance de SiN car un plasma d'ammoniac ou de diazote facilite grandement la nitruration de la surface comparée à l'ALD thermique dont la température est limitée au moment où il intervient dans la fabrication des composants.

## 3.4 Structure spécifique des HEMT à haute tension de claquage

Le besoin d'une tenue en tension conséquente, pouvant atteindre quelques centaines de volts, amène des problèmes propres à cette application. Bien que le GaN ait un champ critique élevé (supérieur à 3 MV/cm), l'accumulation de charges à la limite du pied de grille à l'état off provoque un pic du champ dans cette zone. Celui-ci peut être le premier responsable d'un claquage du buffer (punch-through). Il est donc nécessaire d'optimiser les structures des composants afin d'étaler les lignes de champ dans l'espace grille- drain, en jouant sur une répartition plus homogène des porteurs libres le long du canal grille-drain.

### 3.4.1 Insertion d'une électrode de champ

Une électrode de champ (field-plate), est une extension du contact de grille ou de source vers le contact de drain, séparée de la barrière AlGaIn par un diélectrique, et permettant la distribution du champ électrique dans sa longueur. Il apparaît alors un second site d'accumulation des porteurs à l'état off, à l'extrémité du field-plate, ce qui déleste la grille avec une meilleure répartition du champ électrique dans l'espace grille-drain. Cette technique améliore considérablement la tenue en tension des composants GaN. *Shi et al.* ont simulé et expérimenté des structures dont les tensions de claquage allaient de 300 V (sans FP) à 1.1 kV (FP de source et de grille) [43].

Une amélioration du comportement en régime pulsé a également été avancée. En effet, à fort champ, les électrons peuvent être piégés dans les différents éléments et interfaces de la structure. *Hasan et al.* ont montré une atténuation de la résistance dynamique d'un facteur 10 pour un FP de grille d'une longueur de 1  $\mu\text{m}$ . Cet effet est attribué à la proximité du FP des zones chargées d'électrons près de la grille, et dont le passage à l'état on permet un dépiégeage plus rapide [44].

### 3.4.2 Influence de $L_{GD}$ et de $L_G$

On trouve dans les technologies de puissance des composants de dimensions supérieures à celles couramment utilisées pour les applications RF. Notamment, l'élongation



de la distance grille-drain  $L_{GD}$  ou de la longueur de grille  $L_G$ , permet de repousser encore leur limite en tension. On relève dans la littérature des longueurs drain-grille atteignant la trentaine de microns [45] pour des applications en EP. Toutefois la résistance du canal  $R_{DG}$  augmente de façon proportionnelle avec la longueur  $L_{GD}$ .

### 3.5 Influence des effets de pièges dans les HEMT normally-off

Les pièges localisés dans les différents éléments de la structure des transistors, volumiques et interfaciaux, sont responsables de la dégradation des performances en régime dynamique. Ceux-ci peuvent se caractériser par des mesures pulsées dites de gate-lag et de drain-lag. Lors d'une mesure de gate-lag, seule la grille est mise sous stress électrique à l'état off afin d'activer spécifiquement les pièges sous et en bordure de l'électrode, tandis que le drain est laissé au repos. Puis une brève phase passée à l'état on permet de mesurer la chute du courant de drain provoquée par le piégeage des électrons. Les mesures de drain-lag fonctionnent de la même façon, à la différence près que le drain est également sous stress durant l'état off.

Des mesures de gate-lag (point de repos à -2 V) de MOSHEMT normally-off avec prétraitement par plasma fluoré ( $V_p = 1.85$  V et  $I_{d,max} = 0.74$  A/mm), et 10 nm d' $Al_2O_3$  comme oxyde, ont donné une chute de 8.8% du courant sur buffer GaN, et 40% avec sur buffer AlGaIn, attestant l'importance des pièges contenus dans l'épitaxie par rapport à la technologie de grille du composant [46]. Lin *et al.* ont obtenu une gate-lag de 6.5% sur un MOSHEMT normally-on (point de repos à -5 V) et un drain lag de 12.6% ( $V_{GS0} = -5$  V et  $V_{DS0} = 10$  V) [47]. Cho *et al.* se sont quant à eux focalisés sur l'influence du prétraitement de la surface par un plasma  $O_2$  avant le dépôt du diélectrique de grille (du  $SiO_2$ ), et ont ainsi constaté une diminution du gate lag de 58% à 33%, des valeurs très importantes pouvant néanmoins s'expliquer par un très bas point de repos  $V_{GS0}$  de -12 V [48]. En effet, plus la différence  $V_p - V_{GS0}$  est grande, plus les électrons peuvent accéder à des pièges éloignés dans le fond de l'épitaxie.

## 4 Etat de l'art des diodes GaN

Contrairement aux divers transistors HEMT qui ont pu être abordés dans la partie précédente, les diodes GaN ne font toujours pas à ce jour l'objet d'une production à l'échelle industrielle. En effet, cette technologie ne permet pas encore d'atteindre les objectifs de haut rendement prévus par la filière GaN, notamment à cause d'effet de pièges persistants qui limite la fréquence de commutation des diodes, et donc la densité de puissance délivrée. Trois types de diodes sont mis en avant dans la littérature : les diodes à contact Schottky, les diodes à effet de champs et les diodes PN. Ces dernières sortent du cadre de notre étude car elles font appel à une technologie moins mature qu'est la croissance de P-GaN, et sont majoritairement basées sur des topologies verticales.

### 4.1 Diode à contact Schottky

#### 4.1.1 Les différents métaux

La réalisation de diode à faible dissipation de puissance est compromise à cause du grand gap du GaN qui impose des tensions de seuil  $V_{on}$  de conduction assez élevées, typiquement comprise entre 1 et 2 V pour les contacts Schottky sur AlGaN. Les diodes PN souffrent plus encore de ce problème avec des  $V_{on}$  dépassant 3 V [49]. Plusieurs métaux peuvent être envisagés pour la réalisation d'un tel contact de type Schottky : le nickel et le platine sont les plus fréquemment étudiés dans la littérature, mais l'on peut aussi rencontrer le molybdène [50], le chrome et le tungstène [51]. Toutefois la hauteur de la barrière de potentiel  $\phi_b$  dépend peu du métal utilisé du fait des états de surface de l'AlGaN qui bloquent le potentiel de la bande de conduction par rapport au niveau de Fermi.

Pour un contact Ni/AlGaN, la hauteur de barrière mesurée est souvent comprise entre 0.6 à 1.1 eV, ce qui est assez élevé et garanti en contrepartie un courant de saturation inverse modéré, souvent de l'ordre de 1 à 100  $\mu\text{A}/\text{mm}$ . Chakraborty et Kim [52] ont relevé des valeurs de  $V_{on}$ ,  $\phi_b$  et  $I_R$  d'environ 1.5 V, 0.6 eV et 5  $\mu\text{A}/\text{mm}$  (pour un bias de -10 V) avec leurs diodes Ni/AlGaN, respectivement, et de près de 2 V, 0.5 eV et 60  $\mu\text{A}/\text{mm}$  pour leur équivalent

Pt/AlGaN. Polyntsev *et al.* [53] font le même constat avec des diodes Ni/AlGaN dont le  $V_{on}$  est de 0.45 V contre 0.8 V pour le contact Pt/AlGaN. Toutefois les résultats obtenus en inverse sont plus nuancés, avec un  $I_R$  très variable selon la technologie d'anode (recess de barrière ou non) et le cap de l'épitaxie (SiN ou GaN). Avec du nickel  $I_R$  est assez stable, allant de 10 à 70  $\mu\text{A}/\text{mm}$ , tandis qu'avec du platine, les valeurs s'étalent de 40 nA/mm à 71  $\mu\text{A}/\text{mm}$ . Il semble donc encore difficile de statuer sur la prédominance de l'un ou de l'autre de ces métaux pour la réalisation de diodes Schottky. Enfin, les tensions de claquage issue des composants de technologie Ni/AlGaN atteignent voire dépassent aujourd'hui le kilovolt. Kang *et al.* ont expérimenté un diode dont le BV valait 980 V pour une distance  $L_{AC}$  de 6  $\mu\text{m}$ , et de près de 2 kV pour un  $L_{AC}$  de 20  $\mu\text{m}$ , avec l'utilisation d'un field-plate et d'une épitaxie constituée d'un buffer de GaN :C de 4  $\mu\text{m}$  d'épaisseur [54]. Lee *et al.* mettent eux un claquage de 1470 V pour un  $L_{AC}$  de 18  $\mu\text{m}$  et de 1130 pour une longueur de 13  $\mu\text{m}$ , avec un courant inverse inférieur à 20  $\mu\text{A}/\text{mm}$  [55].

#### 4.1.2 Influence des effets de pièges en régime dynamique

En plus des effets de pièges au sein de l'épitaxie, des états s'ajoutent à l'interface métal/semiconducteur et viennent dégrader les performances en commutation, particulièrement en limitant la fréquence de celle-ci, paramètre fondamental pour la conception de système à forte densité de puissance de la filière GaN. L'étude de cette limitation en régime dynamique peut être réalisée par la mesure de la chute de courant dans le domaine temporel. Lors du blocage du composant à l'état off et sous fort champ, les électrons se retrouvent piégés dans les différents défauts volumiques ou aux interfaces. Lors du passage à l'état on (polarisation directe), le 2DEG n'est pas instantanément restitué dans le canal. Le repeuplement du 2DEG peut être monitoré dans le domaine temporel par l'intermédiaire de la résistance équivalente du canal. Le résultat est généralement donné sous la forme du rapport entre la résistance dynamique mesurée lors de la commutation off-on et de la résistance à l'équilibre  $R_{D\ on} / R_{on}$ . La constante de temps peut être également mesurée, et reflète la profondeur des pièges dans la bande interdite. Récemment, des performances correctes ont été obtenues, avec des augmentations du  $R_{on}$  de 21% en mesures pulsées à -250

V par Zhang *et al.* [56], toutefois, il s'agissait d'impulsions de 10 ms pour une période de 100 ms, soit une fréquence de commutation de 10 Hz. Kemmerling *et al.* ont quant à eux rapporté une chute de courant de 16 % avec un recouvrement total au bout de 100  $\mu$ s, sur une mesure en simple impulsion [57].

#### 4.1.3 Influence du prétraitement de surface

Plusieurs études relatent des améliorations significatives des performances en régime continu par l'exposition de l'AlGaIn à un plasma fluoré tel que le procédé utilisé pour rendre les transistors normally-off. En polarisation directe, la résistance série  $R_{on}$  et la tension de seuil  $V_{on}$  diminuent, réduisant au passage la dissipation de puissance du composant. Une réduction conséquente du courant de fuite inverse  $I_R$  est également observée. Liu *et al.* reportent des valeurs de  $V_{on}$  (à 100 mA/mm),  $R_{on}$  et  $I_R$  de 1.1 V, 3.4  $\Omega$ .mm et approximativement 100  $\mu$ A/mm respectivement [58]. Jin Ha *et al.* relèvent quant à eux une réduction des fuites d'autant plus importante que la puissance du plasma pour le prétraitement augmente, passant de 300  $\mu$ A/mm à 100  $\mu$ A/mm pour un plasma CF<sub>4</sub> de 50 W, puis à environ 6  $\mu$ A/mm à 100 W, sans pour autant observer de grande différence sur le  $V_{on}$  [59]. Une réduction du facteur d'idéalité accompagne aussi ces résultats entre les contacts avec et sans prétraitement. Ce premier groupe de recherche constate une diminution de 1.8 à 1.4 environ, tandis que le second mesure une diminution de 1.2 à 1.1. Cette évolution traduit en réalité une diminution de la conduction par effet tunnel et explique ainsi la réduction des courants de fuite. Ce sujet sera abordé lors d'une analyse physique approfondie sur le contact Ni/AlGaIn dans le chapitre 3.

## 4.2 Diode latérale à effet de champ

### 4.2.1 Performance en régime statique

Le mécanisme de conduction des diodes latérales à effet de champ (LFER) est le même que celui des HEMT. Un LFER est un HEMT dont la grille est court-circuitée avec la source, et forme une anode hybride (figure 1.17). En l'absence de grille pour commander l'état du canal, ce type de composant est nécessairement normally-off afin d'assurer le blocage en polarisation inverse. Cette structure est intéressante dans la mesure où la conduction est rétablie par effet de champ à une tension de pincement modulable lors de la fabrication, contrairement au contact Schottky dont le seuil de conduction est défini par les états d'interface métal / AlGaN. En effet, la tension de repeuplement du canal, par extension la tension de seuil en polarisation directe, peut être ajustée lors de la fabrication en fonction de la technique utilisée pour obtenir le comportement normally-off. Il est donc possible de réaliser

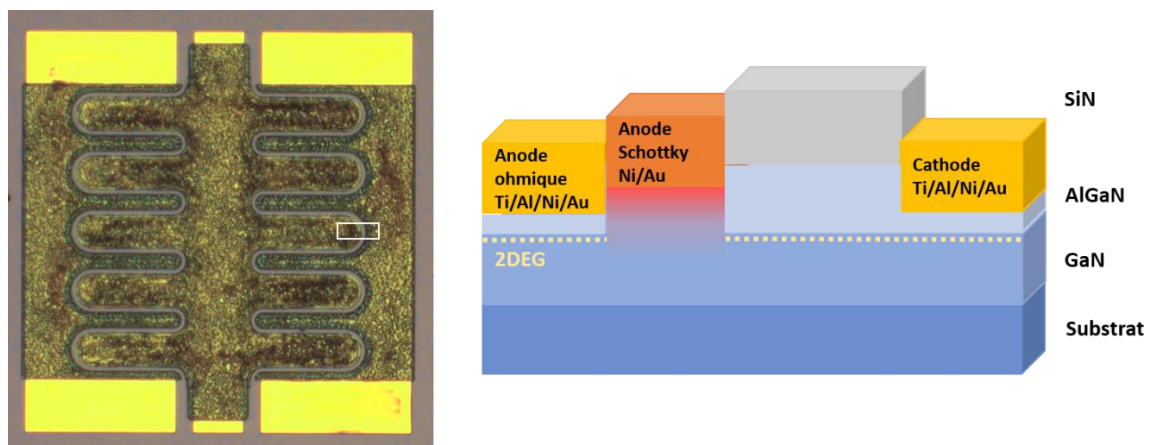


Figure 1.17 : Image au microscope optique d'un LFER deux doigts, de 2\*2.5 mm (a).  
Structure latérale standard du LFER (b).

des composants avec des tensions de seuil proche de zéro. De plus, en polarisation inverse, l'état normally-off empêche automatiquement le courant de circuler. Les LFER promettent ainsi de meilleures performances en termes de dissipation de puissance et de fuite en polarisation inverse.

On peut citer par exemple *Chen et al.* [24] qui ont démontré une diode dont la tension de seuil  $V_{on}$  est de 0.2 V, une résistance spécifique  $R_{sp}$  de 1.4 m $\Omega$ .cm<sup>2</sup> et une tension de claquage BV de 390 V. Plus récemment, *Basler et al.* [60] ont obtenu des performances de  $V_{on} = 0.2$  V avec  $R_{sp} = 10.8$  m $\Omega$ .cm<sup>2</sup>, un courant de fuite en inverse  $I_r$  de 57  $\mu$ A/mm et BV de 670 V. Enfin, *Gao et al.* [61] ont mesuré sur une structure de LFER avec un contact MOS, un courant de fuite de l'ordre de 100  $\mu$ A/mm pour un  $V_{on}$  de 0.6 V environ.

#### 4.2.2 Performances en régime pulsé

L'analyse des performances des LFER en régime pulsé peut être réalisée de la même façon que pour les diodes Schottky, par des mesures de la résistance dynamique. Malheureusement, à partir de ce type de mesures il n'est pas possible de distinguer l'emplacement des pièges, contrairement à des mesures de gate-lag et de drain-lag. *Zhou et al.* ont utilisé une épitaxie à faible épaisseur de barrière telle que les composants soient normally-off sans traitement particulier [62]. Une couche de passivation SiN déposée par LPCVD à posteriori vient restaurer le canal. Une résistance dynamique normalisée de 1.9 (pour un  $R_{on}$  de 7.3  $\Omega$ .mm en statique) a été obtenue avec un point de repos à -175 V durant 1000 ms et une mesure du courant efficace à l'état on de 5 ms.

*Shi et al.* ont utilisé une épitaxie à faible épaisseur de barrière telle que les composants soient normally-off sans traitement particulier [63]. Une couche de passivation déposée à posteriori vient restaurer le canal. Une résistance normalisée de 1.9 a été obtenue avec un point de repos à -175 V durant 1000 ms et une mesure à l'état on de 5 ms.

*Ki et al.* ont amélioré leur performance sur des LFER avec un traitement de surface type gravure de l'AlGaIn, de 16 % à 3.5 % en jouant sur le profil de l'anode Schottky à son extrémité afin de redistribuer les lignes du champ électrique [64].

## 5 Conclusion

Dans ce premier chapitre, les principes fondamentaux des technologies à hétérojonction AlGaIn/GaN ont été exposés. Il en ressort une prédominance très claire sur d'autres semiconducteurs usuels, notamment le silicium, en termes de performances pour des applications de l'électronique de puissance. Les travaux d'ingénierie de la structure de bandes des épitaxies à base de GaN permettent l'apparition d'hétérostructures adaptées pour la haute tension, tout en préservant de très bonnes propriétés de conduction. Ensuite, l'état de l'art des transistors HEMT a mis en évidence une très grande variété de procédés de développement, aux résultats souvent concurrents. Tout d'abord, une vue d'ensemble des procédés de traitement de l'AlGaIn a été établie, afin de constater leur efficacité pour la fabrication de composants normally-off à effet de champ. Ensuite, l'expansion des MOSHEMT pour cette application a été mise en avant, notamment grâce aux améliorations technologiques apportées en vue de réduire les états d'interfaces nuisibles au fonctionnement en haute fréquence. Des adaptations structurelles ont également permis de repousser les limites en tension et de réduire les effets de pièges. Enfin, un état de l'art des diodes GaN à topologie latérale a mis en évidence les technologies et les performances actuelles de ce type de composants. Les diodes Schottky semblent avoir fait l'objet de très nombreuses innovations, principalement concernant l'interface métal-AlGaIn, ayant permis une nette amélioration de leur comportement en régime dynamique et une réduction des fuites de courant. Les LFER, bien qu'ils permettent une dissipation de puissance moindre, restent sujets à des verrous technologiques liés à leur états normally-off qui limitent clairement leurs performances à haute fréquence et leur rapport  $I_{on/off}$ . Les diodes Schottky semblent par ailleurs faire l'objet d'une plus grande attention que les LFER malgré des performances similaires.







# Chapitre 2: Technologie des composants GaN dédiés à l'électronique de puissance

Ce chapitre est dédié à l'exposé des procédés de fabrication technologique de diodes et transistors HEMT normally-off basés sur hétérojonction AlGaN/GaN. Ces travaux se sont d'abord appuyés sur des procédés existants de fabrication de HEMTs normally-on, développés par notre groupe de recherche. Nous décrirons donc pour commencer les étapes du procédé initial : dépôts métalliques de drain/source/cathode et de grille/anode, passivation de l'AlGaN... Parmi les étapes qui seront exposées dans cette première partie, seule la gravure de l'AlGaN préalable au dépôt des contacts ohmiques a fait l'objet d'une optimisation, tandis que les autres restent inchangées.

Dans une deuxième partie, qui constitue l'objectif central de ce travail de thèse, nous aborderons la fabrication de composants à effet de champ (HEMT normally-off, LFER) à l'aide d'un traitement de la surface AlGaN par un plasma SF<sub>6</sub>. Plusieurs voies ont été explorées afin de mettre au point un procédé permettant d'atteindre le mode de fonctionnement recherché, à savoir la nature du réacteur (RIE, ICP, implantation ionique) ainsi que les paramètres d'exposition (puissance, durée...). Nous verrons notamment que le procédé de plasma ICP-RIE à faible énergie offre de bien meilleures performances. Comme nous l'avons évoqué au chapitre 1, la fabrication de HEMT normally-off par l'emploi d'un plasma fluoré est soumise à deux contraintes : l'instabilité des paramètres électriques sous l'influence de la température et la détérioration du matériau due à l'attaque physique du plasma. Nous proposerons donc une solution de traitement thermique à basse température visant à restaurer la dégradation induite par le traitement de surface.

Dans la troisième partie de ce chapitre, nous exposerons les différentes optimisations apportées au développement des diodes et transistors. Entre autre, plusieurs procédés de dépôt d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> sont expérimentés afin de fabriquer des HEMTs à grille MOS, dont les fuites de courant sont largement réduites par rapport aux grilles Schottky. Les différents essais réalisés

incluent la comparaison entre deux chimies de dépôt en ALD, TMAI + H<sub>2</sub>O et TMAI + O<sub>3</sub> ainsi que l'influence du prétraitement de surface NH<sub>3</sub>. Plusieurs recettes de gravure de l'alumine en ICP-RIE ont également été évaluées. Nous terminerons ce chapitre par un récapitulatif de l'ensemble des étapes du développement, dans l'ordre chronologique, synthétisant les études paramétriques qui ont été menées pour la réalisation de technologies de composants dédiés à l'électronique de puissance.

## 1 Procédé de micro-fabrication de HEMT de puissance de la filière GaN en lithographie optique

Dans cette partie nous décrivons le procédé standard de fabrication de HEMT normally-on ayant servi de point de départ pour l'élaboration ultérieure des technologies normally-off et des diodes Schottky. Après avoir présenté les épitaxies AlGaN/GaN utilisées, nous détaillerons les différentes étapes du procédé qui sont, chronologiquement :

- La réalisation des contacts ohmiques
- L'isolation des composants
- La réalisation des électrodes de grilles (contacts Schottky)
- La passivation
- La réalisation des plots d'épaissement.

Des caractérisations électriques intermédiaires, telles que les mesures TLM, les mesures de Hall et les mesures des Schottky seront proposées afin de juger la qualité du procédé et aussi d'extraire des informations utiles sur les caractéristiques des épitaxies utilisées.

### 1.1 Présentation des épitaxies traitées

Dans la suite de ce manuscrit, l'ensemble des travaux qui seront exposés ont été réalisés sur trois épitaxies provenant de deux fournisseurs différents. La première d'entre elle a été développée par le Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (CRHEA)

et a servi de matériau de base pour élaborer les procédés et mettre au point les technologies démonstratives de composants normally-off. Il s'agit d'une croissance sur substrat silicium 111 résistif composée de deux couches de nucléation AlN formées successivement à 1250 °C puis 1400 °C, d'épaisseurs 20 nm et 200 nm respectivement. Elle est suivi d'un buffer GaN: C de 100 nm, d'un canal GaN non intentionnellement dopé (NID) de 100 nm, d'un espaceur AlN de 1.5 nm, d'une barrière AlGaN de 15 nm avec un taux d'aluminium de 30%, et enfin d'un cap de SiN de 5 nm formé in-situ.

La seconde épitaxie provient du fabricant SOITEC, dont la croissance a été réalisée sur substrat SiC. Elle est constituée d'un buffer de GaN :C, d'une back-barrier AlGaN, d'un canal de GaN NID de 150 nm, d'une barrière AlGaN de 15 nm avec un taux d'aluminium de 25 % et d'un cap SiN in-situ de 6 nm.

Enfin, la troisième épitaxie utilisée a également été conçue par SOITEC. Elle ne contient pas de back-barrier, mais est, hormis cela, identique en tout point à la précédente. Les différentes structures sont représentées en figure 2.1.

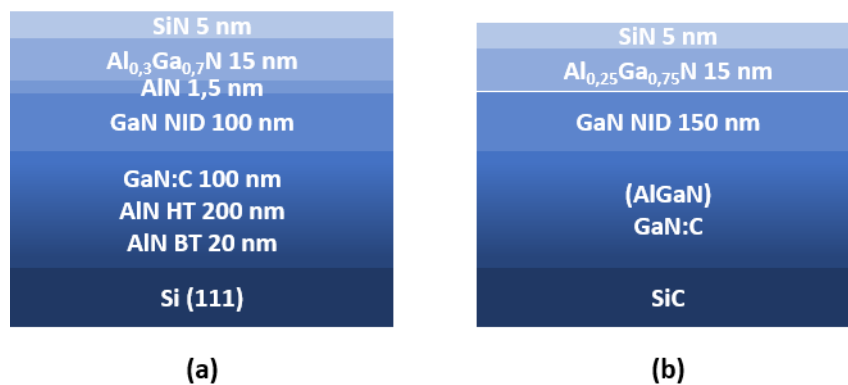


Figure 2.1 : Schéma des hétérostructures produites par le CRHEA (a) et par SOITEC (b).

## 1.2 Contacts ohmiques

### 1.2.1 Fabrication des contacts ohmiques

Le dépôt des contacts ohmiques est une étape techniquement sensible. L'objectif est d'arriver à une résistance de contact inférieure à 0.5  $\Omega$ .mm (seuil acceptable). Toutefois, il

existe des facteurs de forte influence pouvant dégrader ce paramètre. Pour commencer, l'AlGaIn est sujet à une oxydation native relativement rapide, du fait que le gallium et l'aluminium réagissent avec le dioxygène ou l'humidité de l'air à température ambiante [65]. Or les composés de type Al-O sont isolants, comme l' $\text{Al}_2\text{O}_3$  dont le gap est de 6.4 eV, et les composés Ga-O sont plutôt semi-conducteurs, tel que le  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  avec un gap de 4.5 eV. De plus, l'AlGaIn possède lui aussi un grand gap (de 3.4 eV pour le GaN à 6.2 eV pour l'AlN), ce qui va opposer une forte résistance au passage des électrons du métal au canal. Nous verrons dans les prochains paragraphes les procédés mis en œuvre pour diminuer la résistance électrique des contacts ohmiques.

Le dépôt des contacts intervient en première étape pour trois raisons. La première est que le recuit thermique rapide (RTA) suivant la métallisation atteint pour ce process des températures de 875°C. A cette température, le coefficient de diffusion des éléments peut devenir tel qu'il peut altérer la structure même de l'épitaxie. Après le dépôt de contacts Schottky Ni/Au, par exemple, une température excédant 600°C provoquerait la rétrodiffusion du gallium et engendrerait la formation d'un alliage Ni-Ga [66]. La seconde raison est la formation simultanée des marques d'alignement avec les contacts ohmiques dont le contraste métal/wafer est apprécié pour l'alignement manuel des lithographies optiques. Enfin, on pourra noter que les mesures d'échelles TLM ou de Hall via des accès ohmiques permettront de monitorer le bon déroulement au fil des étapes de fabrication. C'est le cas lors de mesures sous pointes d'isolation, de résistance de contact / de canal avant et après passivation, etc., et ainsi fournir des informations essentielles sur l'influence de chaque étape technologique et les améliorations à apporter.

#### 1.2.1.1 *Nettoyage et clivage*

Une fois le wafer rentré en salle blanche dans une atmosphère contrôlée, on procède au nettoyage de pollution éventuelle. On commence par un trempage dans l'acétone dans un bain d'ultrason à 40°C pendant 20 minutes, puis un rinçage à l'isopropanol (IPA). On effectue ensuite un trempage dans l'acide nitrique dilué  $\text{HNO}_3/\text{EDI}$  1:1 durant 1'30'', suivi d'un rinçage

dans l'eau déionisée (EDI) pendant 1'. On réitère le bain d'acétone + ultrason avec rinçage IPA. On termine par un bain d'acide chlorhydrique dilué HCl/EDI 1 :1 durant 1'30'', avec rinçage EDI pendant 1'. Le wafer est ensuite séché au pistolet d'azote pendant 3' en continu.

Une couche de résine AZ4562 est utilisée pour protéger l'épitaxie de projections de poussières et du contact direct avec le plan de travail lors du clivage mécanique. La découpe est effectuée par clivage manuel avec une amorce réalisée à l'aide d'une pointe diamant. La résine finalement est éliminée dans un bain de remover SVC14.

#### 1.2.1.2 *Lithographie*

Afin de définir les motifs de contacts ohmiques de source et de drain, nous avons eu recours à la lithographie optique. La résine photosensible AZnLOF permettant l'obtention d'un profil casquette après révélation a été utilisée.

#### 1.2.1.3 *Désoxydation préalable*

Après développement de la lithographie, mais surtout au dernier moment avant le placement sous vide dans le bâti d'évaporation, on procède à la désoxydation de la surface. Celle-ci consiste en un bain HCl/EDI 1 :1 durant 1'30'', suivi d'un rinçage dans l'EDI pendant 1', puis du séchage à l'azote pendant 3 minutes. Il est crucial de respecter le temps de séchage car la présence d'eau peut accélérer la réaction d'oxydation.

#### 1.2.1.4 *Métallisation par évaporation avec gravure in-situ*

Afin de faciliter l'accès entre le contact et le 2DEG, la barrière doit être partiellement gravée (figure 2.2). Une précédente étude d'optimisation au sein du groupe de recherche a permis d'estimer que l'épaisseur optimale à graver est 75% de l'épaisseur totale de la barrière d'AlGa<sub>0.3</sub>N. Une gravure par faisceau d'ion d'argon Ar<sup>+</sup> (IBE) est réalisée in-situ, avec une tension de 300 V et un faisceau de 10 mA. La vitesse de gravure est d'environ 1 nm/minute pour l'Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N. Durant cette étape, l'éventuelle couche de passivation in situ est également gravée, la durée est à adapter en fonction de l'épaisseur et de la composition de celle-ci.

On procède ensuite au dépôt d'un séquentiel de métal Ti/Al/Ni/Au d'épaisseurs respectives 12/200/40/100 nm, et enfin le retrait de la résine dans du SCV14 durant au moins une heure à 70°C.

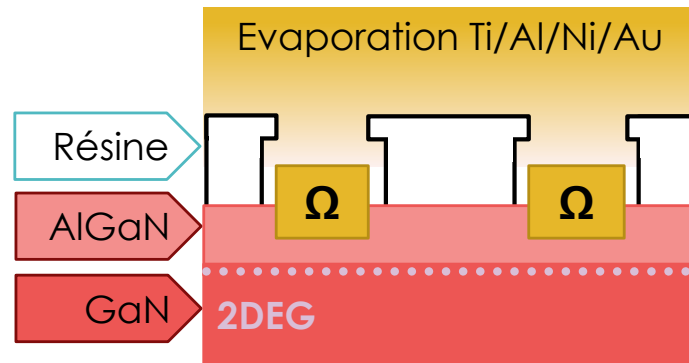


Figure 2.2 : Formation des contacts ohmiques par évaporation métallique

#### 1.2.1.5 Recuit thermique rapide

Le Recuit Thermique Rapide (RTA) consiste en deux plateaux de température de 30'' chacun, à 450°C puis à 850°C, avec des rampes de montée et descente de 45°C/s, sous atmosphère azotée. Son rôle est de conférer aux métaux déposés l'énergie nécessaire pour finaliser le contact. En particulier, cela va permettre au titane d'interagir avec l'AlGaN, en brisant les liaisons N-Al ou N-Ga pour former un composé TiN [67]. Les lacunes d'azote se comportent ainsi comme des donneurs d'électrons, ce qui diminue drastiquement la résistance d'accès [68]. Toutefois les éléments métalliques dont la maille a été brisée sont susceptibles de diffuser vers le métal déposé, détruisant ce qu'il reste de la barrière AlGaN. C'est pourquoi une seconde couche métallique d'aluminium est ajoutée dans l'empilement, pour compenser le phénomène. Comme dit plus haut, l'aluminium s'oxyde pour former de l'alumine, très isolante, il est donc nécessaire de le recouvrir pour éviter tout contact avec l'air. L'or ne peut être directement déposé par-dessus en raison de l'alliage friable Al-Au (« peste pourpre ») qui se forme à l'interface. On utilise donc une mince épaisseur de nickel pour faire la jonction de ces deux métaux. Malheureusement, on relève après le recuit à haute température, une forte rugosité des contacts à cause de l'aluminium dont la température de fusion est de 660°C, ce qui peut provoquer des débordements de métal en périphérie des

plots [69], et donc une baisse de précision lors des alignements optiques et éventuellement des courts-circuits des plots métalliques séparés de moins d'un micron (ce qui n'est pas notre cas pour des composants dédiés à l'électronique de puissance).

### 1.2.2 Vérification de la qualité des contacts ohmiques

Comme nous l'avons mentionné plus haut, la qualité des contacts ohmiques peut être compromise, par exemple, par une pollution présente sur l'AlGaN ou par l'oxydation native du matériau. A partir de mesures I-V, nous allons comparer deux échelles TLM après dépôt métallique et RTA, dont les échelons sont distants de 2.5  $\mu\text{m}$  à 20  $\mu\text{m}$ . Les caractéristiques I-V sont tracées sur la figure 2.3. L'échelle de la figure 2.3a a une allure normale, c'est-à-dire le comportement d'un conducteur ohmique classique, avec une évolution proportionnelle de la du courant en fonction de la tension à faible champ. La pente décroît lorsque la tension augmente à cause premièrement de l'auto-échauffement, et deuxièmement parce que la vitesse de saturation des porteurs est atteinte à plus fort champ. Nous obtenons une très faible résistance de contact  $R_c$  de 0.092  $\Omega\cdot\text{mm}$ . Sur l'échelle de la figure 2.3b à présent, la

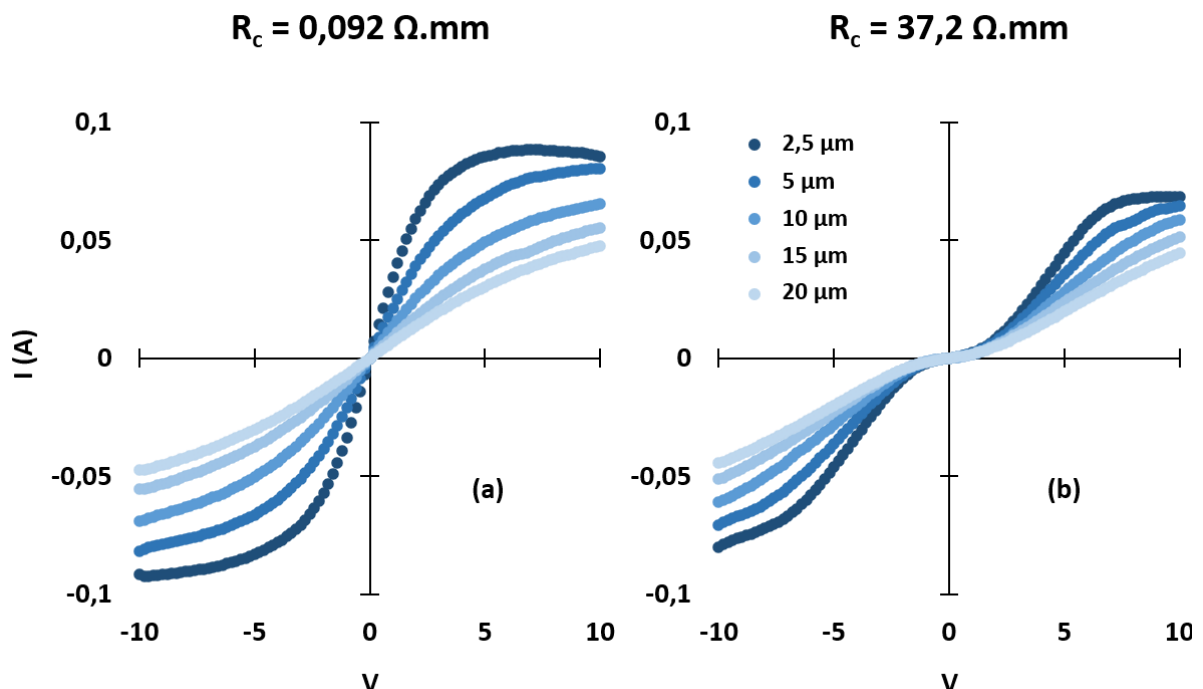


Figure 2.3 : Comparaison de deux mesures d'échelles TLM. Contacts ohmiques standards (a) et contacts ohmiques defectueux (redresseurs) (b).



caractéristique I-V à faible champ n'est pas linéaire. Le contact présente une barrière de potentiel à franchir et n'est pas ohmique mais plutôt redresseur [70]. La résistance  $R_c$  en 0 vaut alors 37.2  $\Omega$ .mm, de tels contacts ne sont pas utilisables.

### 1.2.3 Optimisation de la gravure avant dépôt

Comme nous travaillons sur des hétérostructures dont la barrière AlGaIn ne fait que 15 nm, il semble risqué de graver les  $\frac{3}{4}$  de son épaisseur car on s'approche de très près du seuil critique de formation du 2DEG. La chute de la densité d'électrons à l'hétérojonction, sous le contact, entrainerait alors une augmentation de la résistance d'accès au canal qui s'oppose avec l'amincissement de la barrière. Par conséquent, tel que nous avons pu le constater dans d'autres études, nous limiterons la gravure à la moitié de l'épaisseur de la barrière [71], [72].

Trois méthodes de gravure correspondant aux procédés A, B et C ont été expérimentées et vont être décrites dans les paragraphes suivants. Pour chaque procédé, plusieurs échantillons ont été produits distinctement.

#### 1.2.3.1 Gravure ex-situ du cap SiN (procédé A)

D'autres méthodes de gravure ont été expérimentées afin de diminuer davantage la résistance des contacts. La première méthode consiste à graver au préalable de la désoxydation le cap SiN par un plasma RIE. L'épitaxie utilisée disposait d'un cap SiN de 5 nm, or les plasmas fluorés sont très utilisés pour la gravure de ce matériau. On utilise un mélange  $\text{CHF}_3 / \text{CF}_4$  avec un flux de 30/30 sccm, une pression de 50 mT et une puissance de 180 W, durant 5 secondes. La désoxydation est effectuée dans la foulée puis les échantillons sont placés sous vide dans le bâti d'évaporation. La gravure comprend 4 cycles de 2 minutes avec une tension d'accélération de 200 V, la vitesse est de 1 nm/min environ pour l'AlGaIn. On estime donc à 7 nm l'épaisseur restante. Quatre échantillons d'une même plaque ont été ainsi séparément traités, et des mesures de TLM ont été réalisées sur chacun d'eux. La figure 2.4a présente l'évolution de la résistance totale en fonction de la distance entre les plots métalliques de six échelles TLM réparties sur la surface d'un de ces échantillons. Les valeurs de résistances sont calculées par dérivation en 0 de la courbe I-V. L'ordonnée à l'origine

permet de calculer la valeur de la résistance de contact normalisée  $R_C$  selon l'équation 2.1. La mesure I-V d'une des six TLM est également tracée en figure 2.4b.

$$R_C = \frac{w}{2} (R_{totale} - R_{\square} \frac{d}{w} - R_{pointes}) \quad 2.1$$

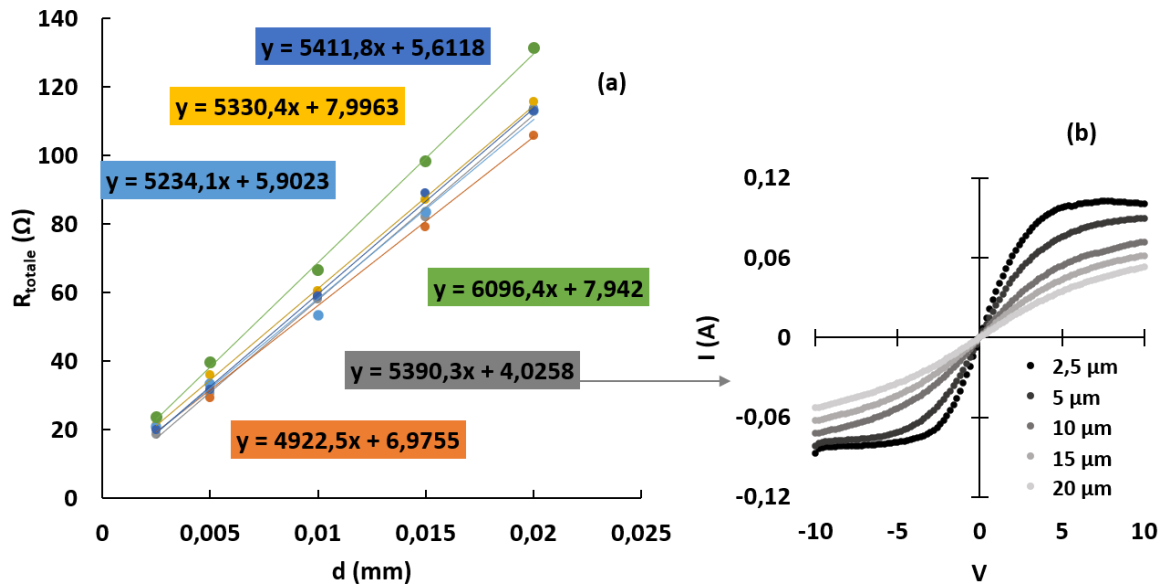


Figure 2.4 : Résistance totale en fonction de la distance entre plots, sur six échelles TLM différentes, selon le procédé A (a). Mesures I-V des cinq échelons d'une des TLM (b).

$R_{totale}$  est la résistance totale calculée ôtée de la résistance des pointes,  $R_{\square}$  est la résistance par carré du canal,  $R_{pointes}$  est la résistance cumulée des deux pointes,  $d$  est la distance entre plots et  $w$  est la largeur des plots.  $R_{pointes}$  a été mesurée en court-circuitant l'alimentation sur un plot métallique, elle vaut 8 Ω. Dans cet exemple, la résistance moyenne  $R_C$  mesurée est ainsi de 0.32 Ω.mm, avec une déviation standard de 77 mΩ. Considérant maintenant l'ensemble des quatre échantillons, les  $R_C$  moyennes s'étalent de 0.25 Ω.mm à 1.05 Ω.mm.

### 1.2.3.2 Influence de la vitesse de gravure (procédés B et C)

On utilise dans ce cas uniquement la gravure IBE Ar<sup>+</sup> in-situ du bâti. Nous avons opéré deux runs technologiques suivant cette méthode, les procédés B et C, et nous cherchons à mesurer l'influence de la vitesse de gravure sur les performances des contacts ohmiques.

Dans le procédé B, la gravure est effectuée avec une tension d'accélération de 300 V, en 3 cycles de 2 minutes. Les vitesses de gravure sont de 1.7 nm/s pour l'AlGaN, et de 2.8 nm/s pour le SiN, et ont été mesurées par une étude préalable du groupe de travail sur des épitaxies AlGaN/GaN avec cap SiN en provenance du CHREA, comme celle utilisée dans le présent process. L'épaisseur finale d'AlGaN est de 7 nm. Deux échantillons issus d'une même épitaxie ont été traités suivant le procédé B, et des  $R_c$  moyennes de 1.3  $\Omega$ .mm et de 2  $\Omega$ .mm ont été obtenues.

Pour le troisième et dernier essai, le procédé C, on effectue 5 cycles de 2 minutes à une tension de 300 V, cette fois la vitesse de gravure de l'AlGaN est de 1 nm/min, et celle du SiN est de 1.7 nm/min. L'épaisseur finale est de 8 nm. L'épitaxie utilisée provient de l'entreprise SOITEC, et six échantillons ont été traités suivant le procédé C. Les  $R_c$  moyennes pour ces échantillons s'étalent de 0.25  $\Omega$ .mm à 0.64  $\Omega$ .mm.

L'ensemble des résultats des cas A, B et C est affiché en figure 2.5, où chaque valeur correspond à la résistance de contact moyenne sur un échantillon donné. Le tableau 2.1 résume les caractéristiques de l'étape de gravure des différents procédés de formation des contacts ohmiques. Tout d'abord, on constate clairement de bien plus faibles résistances avec le procédé C, en moyenne de 0.45  $\Omega$ .mm, qu'avec les échantillons du procédé B, avec des  $R_c$  de 1.3  $\Omega$ .mm et 2  $\Omega$ .mm. La diminution de la vitesse de gravure semble avoir une incidence importante sur la réduction de ce paramètre. Bien que le modèle des canons n'était pas le même, ils s'agissaient dans les deux cas d'une attaque par ions d'argon qui n'a aucune réactivité chimique avec son milieu. L'attaque est purement physique, et les interactions avec la surface sont de même nature (des collisions entre atomes). On peut ainsi avancer qu'une vitesse de gravure plus faible induit un  $R_c$  plus faible également.

De plus, le procédé A (même vitesse de gravure d'AlGaN, mais retrait du cap SiN ex-situ) a permis d'atteindre des valeurs de  $R_c$  correctes, en moyenne de 0.65  $\Omega$ .mm, mais plus éparses comparé au procédé C. Ce dernier est le plus intéressant car comportant moins

d'étapes et offrant de meilleurs résultats, plus reproductibles. Les valeurs de  $R_c$  obtenues sont bien situées dans l'état de l'art [73]–[76].

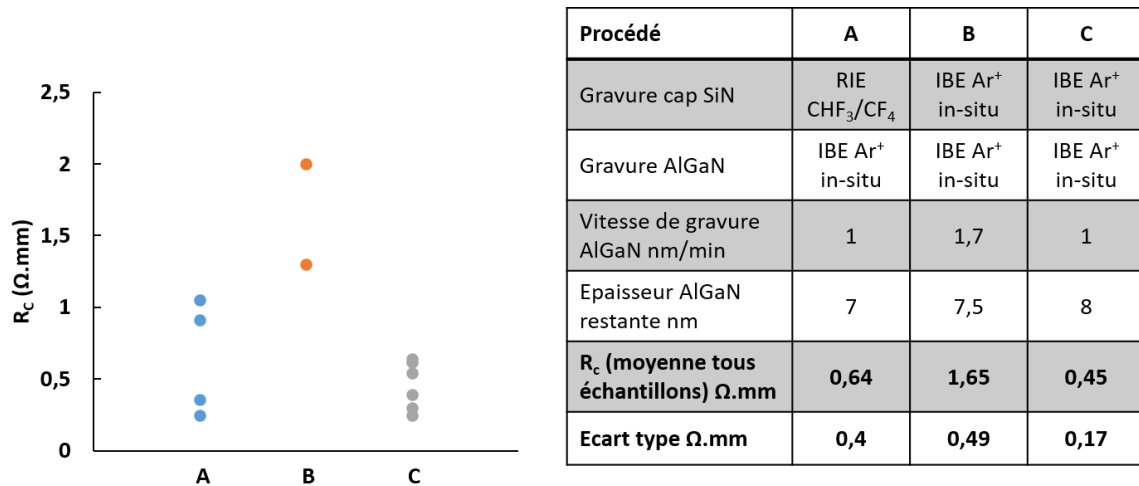


Figure 2.5 : Résistances des contacts ohmiques selon les méthodes de gravure de la barrière AlGaN des procédés A, B et C.

Tableau 2.1 : Caractéristiques des procédés A, B et C.

### 1.3 Isolation des composants par implantation ionique

L'étape suivant la métallisation des contacts ohmiques est l'isolation des différents éléments de structures par une implantation ionique d'ion  $N^+$ , dont le but est de briser la maille cristalline assez profondément pour détruire le 2DEG et amorphiser la structure [77]. Une bicouche de résine est utilisée pour cette lithographie, comme représenté en figure 2.6. La couche en surface de S1828 permet d'absorber la majeure partie de l'énergie incidente, mais cela cause son durcissement, et elle devient alors très difficile à éliminer après implantation. La résine LOR10A quant à elle, déposée en premier, donne déjà une épaisseur suffisante pour s'assurer que l'implantation n'atteindra pas les zones couvertes, mais elle permettra également, en étant peu exposée au faisceau  $N^+$ , de faciliter le lift-off.

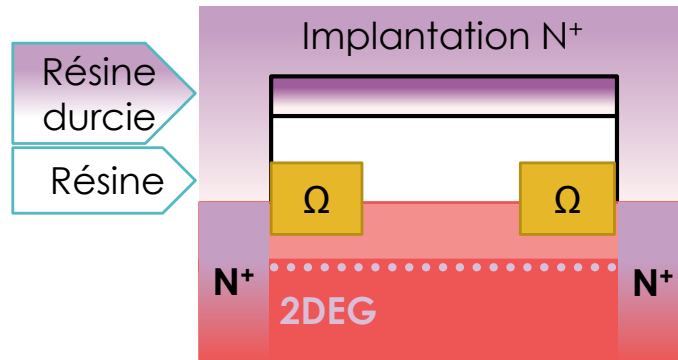


Figure 2.7 : Vue en coupe schématique d'un motif d'implantation avec une bicouche de résine.

L'implantation se déroule en quatre étapes par énergies et doses croissantes afin d'attaquer le cristal depuis la surface vers le buffer. Les paramètres d'énergies et de doses des ions incidents sont donnés sur le tableau 2.2. Deux échelles TLM pour vérifier la qualité de l'isolation de deux échantillons S1 (GaN sur Si) et S2 (GaN sur SiC) sont données en exemple sur la figure 2.7. L'hétérostructure S1 présente des fuites conséquentes à 100 V de 3.5  $\mu\text{A}$  (soit 35  $\mu\text{A}/\text{mm}$ ) avec une croissance exponentielle dès 60 V environ sans grande distinction de la longueur de l'échelon. Ce sont des valeurs peu satisfaisantes qui compromettent les performances des composants à l'état off. La seconde (S2) a un bien meilleur comportement, avec un courant stable jusqu'à 200 V, de 2.3 nA (23 nA/mm) pour l'échelon le plus court.

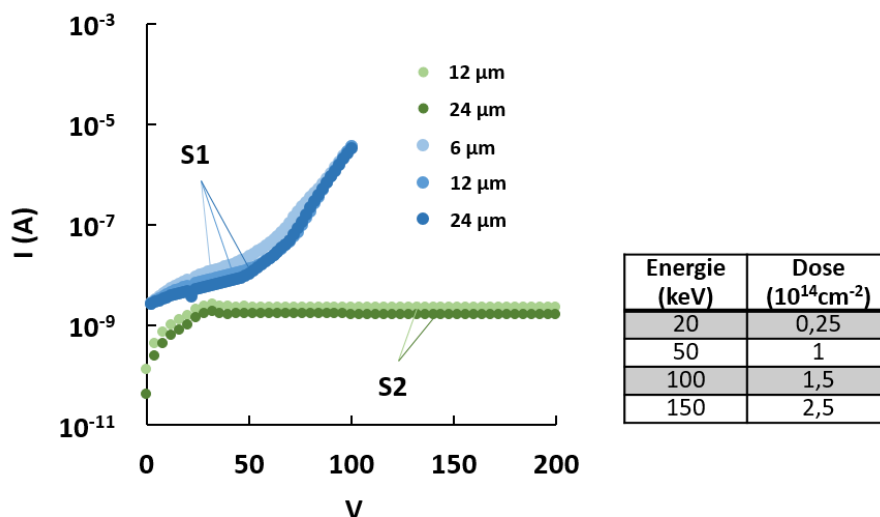


Figure 2.6 : Mesures I-V sur des échelles TLM d'isolation.

Tableau 2.2 : Energies et doses des ions pour l'implantation.

Puisque l'implantation est la même dans les deux cas, le problème vient donc de l'épitaxie S1 qui subit de fortes fuites de courants, non pas par le canal, mais dans les couches plus profondes (buffer GaN/couches de nucléation AlN/substrat Si) dont la résistivité est insuffisante. Une recherche d'optimisation du procédé de croissance semble être un moyen essentiel d'améliorer les performances d'isolation et la tenue en tension du matériau.

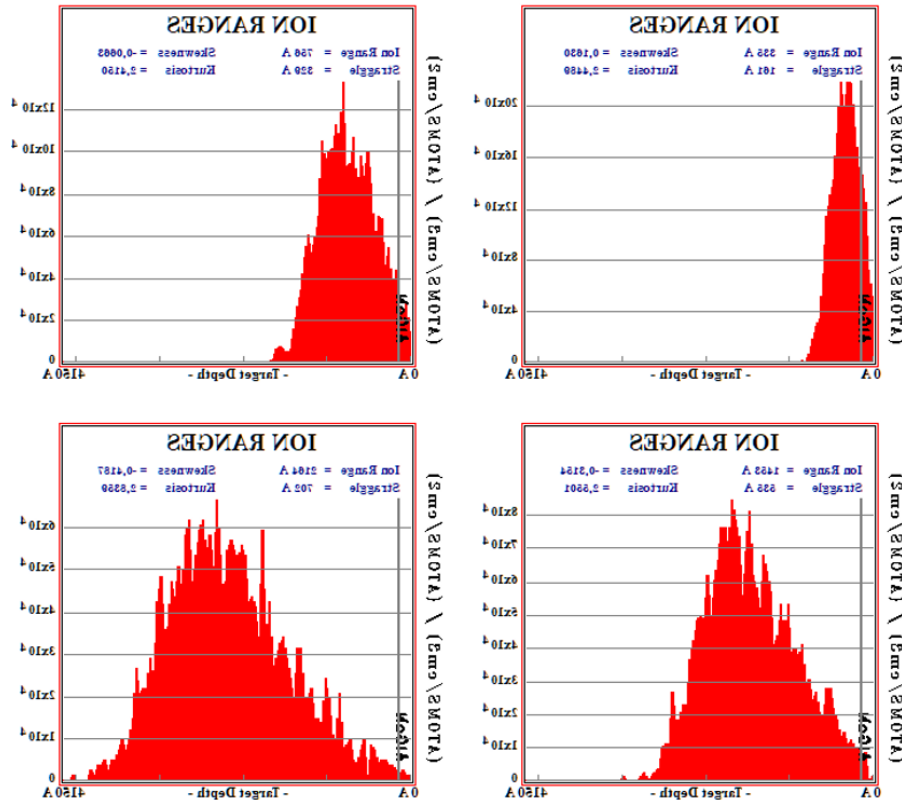


Figure 2.8 : Simulation SRIM - Distribution de l'ion N<sup>+</sup> pour des énergies d'implantation de 20, 50, 100 et 150 keV.

Pour finir, la figure 2.8 montre les profondeurs d'implantation, calculées par SRIM, des ions incidents pour les quatre niveaux d'énergies donnés dans une épitaxie arbitraire d'Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>N/GaN de 15/400 nm. On remarque que les profils de distribution cumulés de l'azote couvrent relativement bien le volume de la structure jusqu'au pic final des 150 keV, situé autour des 250 nm. L'épitaxie de l'échantillon S1 a une épaisseur totale (de la surface au substrat) de 750 nm. Une implantation plus profonde [77], ou une autre méthode telle qu'une

mésa-isolation profonde [78], permettraient également de réduire les fuites de courant en cas de faible résistivité de l'hétérostructure.

## 1.4 Fabrication des contacts Schottky

La métallisation des contacts Schottky est une étape critique de la réalisation de composants actifs quels qu'ils soient. En particulier, le GaN souffre de beaucoup d'état de surface dont l'origine peut être l'oxydation native au contact de l'air, des impuretés déposées lors des étapes précédentes, ou encore des dislocations traversantes. Premièrement, comme c'est le cas avec les contacts ohmiques, la fabrication de diodes à forte densité de courant demande une faible résistance série, y compris la résistance du contact Schottky dont la contribution n'est pas négligeable face à la résistance totale de la diode. Mais plus important encore, un meilleur contrôle de l'état de la surface permettrait de réduire les effets de piège qui détériorent drastiquement les propriétés de conduction des composants GaN en régime de commutation. On peut citer comme exemple la chute de courant de drain des transistors HEMT suite à la polarisation de la grille, que l'on appelle le gate-lag et dont nous reparlerons dans un paragraphe dédié. De plus, ces mêmes défauts sont responsables de la non-idéalité du contact dont le comportement s'éloigne alors du modèle de Schottky-Mott, et engendrent des courants parasites par effet tunnel au travers de la barrière de potentiel [79], [80].

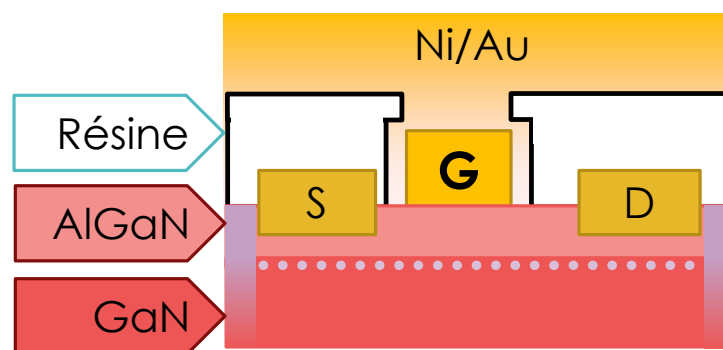


Figure 2.9 : Formation de la grille par évaporation métallique.

Afin de prévenir la formation de ces pièges, de la même façon que lors du dépôt des contacts ohmiques, il est nécessaire de nettoyer et de désoxyder la surface d'AlGaN. Le

nettoyage consiste en un bain d'acétone + ultrason à 70°C pendant 10', suivi d'un rinçage dans l'IPA. Après réalisation de la lithographie, les échantillons sont désoxydés dans un mélange HCl/EDI 1 :1 pendant 1'30'', puis rincés dans l'EDI 1' et enfin séchés à l'azote 3' non-stop. Ils sont ensuite immédiatement placés sous vide. Pour la réalisation de composants normally-off, la désoxydation humide n'est pas réalisée systématiquement, car les masques de résine laissent apparaître localement le métal des contacts ohmiques. S'ensuit un second « nettoyage de la surface » par une gravure IBE in-situ à basse énergie, afin de n'affecter que les premières couches atomiques. L'objectif ici n'est pas d'affiner la barrière AlGaIn mais bien de décaper la surface des impuretés restantes. Enfin, les contacts sont formés par évaporation Ni/Au de 40/300 nm, tel que représentés sur la figure 2.9. La résine (AZnLof, comme pour les contacts ohmiques) est ensuite décollée dans un bain de SCV 14 durant au moins une heure. Les ultrasons ne peuvent être utilisés ici au risque d'arracher les fines grilles des HEMT.

La dernière étape de cette métallisation est un RTA à 400°C durant 20' sous atmosphère N<sub>2</sub>. Ce recuit permet d'améliorer l'adhésion des grilles à la surface, mais aussi de former des liaisons entre le métal et l'AlGaIn qui vont ainsi réduire la hauteur de barrière à

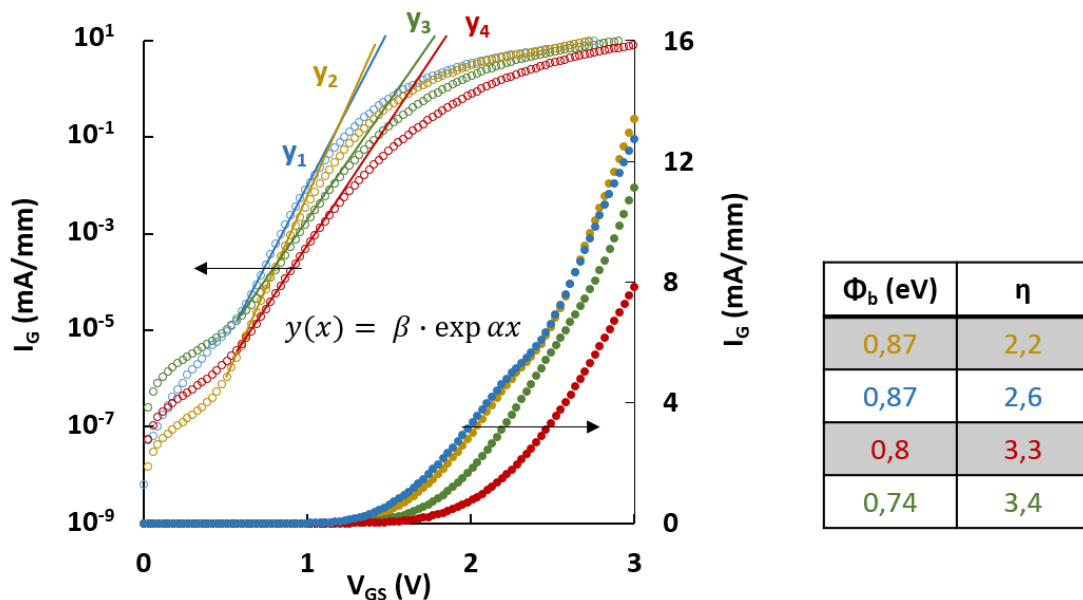


Figure 2.10 :  $I_G(V_{GS})$  en échelle linéaire et logarithmique (gauche). Valeur associée de hauteur de barrière et du facteur d'idéalité, calculée avec les équations 2.2 et 2.3.



franchir ainsi que la résistance de contact. La figure 2.10 montre les mesures de courant de grille en polarisation directe sur des HEMTs normally-on (en dehors de leur zone de fonctionnement conventionnelle) en échelle linéaire et logarithmique ainsi que la hauteur de barrière apparente et le facteur d'idéalité de quatre HEMTs normally-on. La tension de seuil mesurée à 1 mA/mm s'étale de 1.6 V à 2.1 V. A partir de la régression exponentielle (droites tracées sur l'échelle logarithmique) et des équations 2.2 et 2.3, on déduit la hauteur de barrière  $\phi_b$  et le facteur d'idéalité  $\eta$  des grilles.  $\phi_b$  se situe entre 0.74 eV et 0.87 eV, ce qui est standard pour ce type de contact [52]. Enfin  $\eta$  fluctue entre 2.2 et 3.4, valeurs assez élevées qui attestent effectivement d'une forte conduction par effet tunnel [81], [82].

$$\phi_b = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{A^*AT^2}{\beta}\right) \quad 2.2$$

$$\eta = \frac{q}{kT\alpha} \quad 2.3$$

Où  $k$ ,  $T$  et  $q$  sont la constante de Boltzmann, la température et la charge élémentaire ; et  $A^*$ ,  $A$  sont la constante de Richardson et l'aire de la surface du contact,  $\beta$  et  $\alpha$  sont les constantes de régression exponentielle (figure 2.10).

## 1.5 Passivation

Une couche de passivation de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  est ensuite déposée par PECVD pleine plaque (figure 2.11). Le but premier, comme son nom l'indique, est la passivation des états de surface de l'AlGaIn. Elle peut aussi être déposée sur la couche de cap SiN si l'épitaxie en comporte une. Il en résulte une libération des électrons piégés par ces défauts et ainsi une augmentation de la densité du 2DEG [83]. Cette couche permet également de protéger la surface des polluants extérieurs et de l'oxydation au contact de l'air. Un prétraitement de la surface précède généralement le dépôt afin de réduire davantage les états d'interface pouvant se former entre le SiN et l'AlGaIn. Il s'agit ici d'un plasma ICP de  $\text{NH}_3$  in-situ, réalisé à 340°C avec une puissance de 10W, une pression de 1000 mT, et pour une durée de 10 minutes. Enfin, on réalise un recuit à 400°C sous  $\text{N}_2$  et durant 20 minutes afin de densifier la couche déposée.

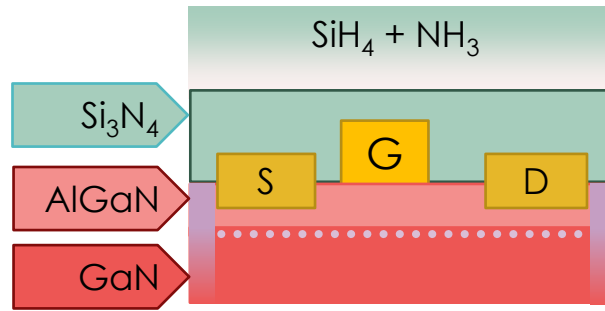


Figure 2.11 : Formation de la couche de passivation par PECVD

Une augmentation moyenne du  $n_s$  de 13 % a pu être mesurée par effet Hall sur des épitaxies AlGaN/GaN du fabricant SOITEC (figure 2.12), passant de  $8 \cdot 10^{12}$  à  $9.1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . La mobilité est restée quasiment la même en moyenne, soit  $2100 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ , mais avec une plus grande dispersion, indiquant une plus grande inhomogénéité de l'interface SiN/AlGaN. La résistance du 2DEG a ainsi diminué de  $375 \Omega$  à  $335 \Omega$ , avec des écarts types respectifs de  $33 \Omega$  et de  $23 \Omega$ .

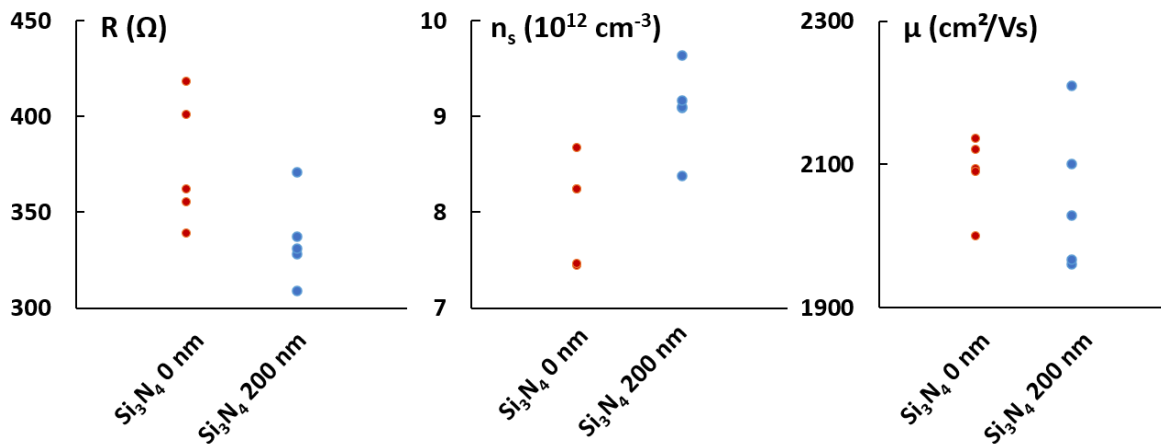


Figure 2.12 : Résistance, densité et mobilité des électrons du 2DEG avant et après passivation.

Le SiN est ensuite gravé localement pour libérer l'accès aux contacts ohmiques et Schottky, avec un mélange de gaz CHF<sub>3</sub>/CF<sub>4</sub> en RIE. Ce mélange de gaz permet d'obtenir des flanc de gravure avec un meilleur rapport d'aspect que ce que l'on obtiendrait avec du CF<sub>4</sub> seul [84].

## 1.6 Plots d'épaissement

Les plots d'épaissement offrent un accès au composant lors de la pose des pointes pour des mesures de caractérisation, et viennent renforcer mécaniquement les contacts métalliques (figure 2.13). Il s'agit d'ailleurs de leur seul intérêt pour cette application, bien que le masque de lithographie correspondant intervienne aussi lors de l'ouverture de passivation. Ils consistent en un dépôt Ti/Au de 100/400 nm, précédé d'un léger nettoyage de la surface. Cette étape n'est pas critique et n'influe en rien dans les données qui seront collectées ultérieurement à des fréquences relativement basses (<10 MHz).

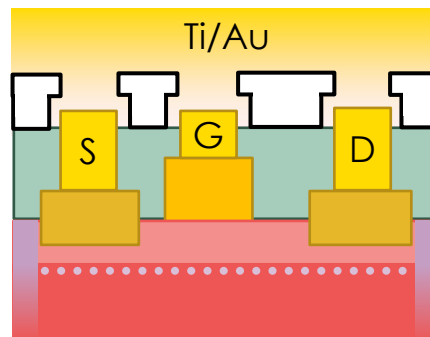


Figure 2.13 : Formation des plots d'épaissement par évaporation métallique.

## 2 Traitement de surface par plasma pour la fabrication de HEMTs normally-off et de LFER

Nous avons abordé l'ensemble des étapes de développement technologique des HEMTs AlGaIn/GaN normally-on. Nous allons maintenant aborder les modifications apportées à ce procédé afin de fabriquer des composants à effet de champ normally-off. Nous verrons tout d'abord brièvement le contenu du masque de lithographie créé à cet effet. Puis nous aborderons le sujet central de ce travail de thèse, à savoir le traitement de surface par plasma fluoré. Il s'agira tout d'abord d'une étude paramétrique préliminaire du plasma pour la réalisation de LFER et de HEMT. Puis nous aborderons les nuances apportées aux traitements tantôt des diodes et des transistors.

## 2.1 Masque de lithographie

Il aurait pu être naturel d'utiliser le même niveau de masque de lithographie que celui des grilles pour expérimenter les technologies normally-off, mais cette méthode est non sélective ; l'ensemble des contacts Schottky aurait été affecté. Or, il est fondamental de conserver un point de comparaison sur les caractéristiques des composants ayant subi le prétraitement  $SF_6$  de ceux ne l'ayant pas été. Il est donc préférable d'utiliser un niveau de couche spécifique pour cette étape afin d'isoler au mieux les paramètres étudiés.

Le masque dessiné sur Layout Editor s'inspire fortement d'un autre alors utilisé au sein du groupe de recherche, avec un niveau de plus donc, car une bonne partie des éléments nécessaires au monitoring de contrôle du process (PCM) ainsi que les structures de base des HEMT s'y trouvaient déjà. L'essentiel des modifications est apporté sur les transistors, dont la grille s'étire vers le contact de source pour former les diodes. La largeur des composants est comprise entre  $50\ \mu\text{m}$  et  $200\ \mu\text{m}$  (par pas de  $50\ \mu\text{m}$ ). La longueur du contact Schottky pré-exposé au traitement de surface est de 2 à  $3\ \mu\text{m}$  et les distances grille-source  $L_{GS}$ , grille-drain  $L_{GD}$  ou anode-cathode  $L_{AC}$  sont toutes de  $1.75\ \mu\text{m}$ . Des motifs de Van der Pauw doivent

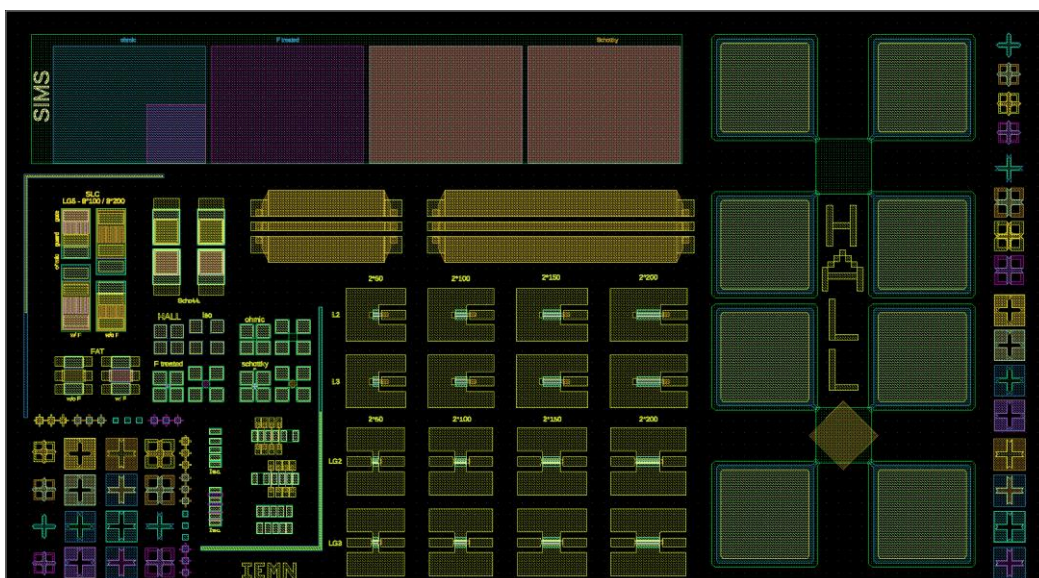


Figure 2.14 : Layout du masque presto 4b. Les niveaux en bleu, marron, vert, violet et jaune correspondent respectivement aux contacts ohmiques et Schottky, isolation des composants, traitement  $SF_6$  et plots d'épaissement.

permettre des mesures de Hall des surfaces prétraitées par plasma ainsi que des surfaces vierges réservées à des analyses physicochimiques telles que les spectroscopies de masses de ions secondaires (SIMS) ou photo électronique par rayon X (XPS). Des diodes Schottky carrées avec et sans prétraitement ont également été placées. Le masque dans son ensemble est présenté en figure 2.14, il est constitué des 4 niveaux initiaux (contacts ohmiques, isolation, contacts Schottky et plots d'épaissement) plus un niveau pour le traitement de surface.

## 2.2 Traitement de surface par plasma fluoré

L'exposition de la barrière AlGaIn aux plasmas RF à base de gaz fluorés est étudiée ici. Les plasmas fluorés ne gravent que très lentement le GaN et l'AlGaIn [85]. On en distingue deux types : les plasmas à couplage capacitif pour la gravure ionique réactive (RIE) et à couplage inductif (ICP). Il en existe également des gravures hybrides comme c'est le cas dans le bâti de gravure Oxford Plasmalab System 100 présent à l'IEMN. Nous nous pencherons avant tout sur l'ICP-RIE qui a montré son efficacité, tandis que les autres méthodes testées (RIE et implantation ionique) seront évoquées à la fin mais se sont avérées moins intéressantes.

### 2.2.1 Principe de fonctionnement

L'essentiel de ce travail de thèse porte sur l'obtention du comportement normally-off des transistors grâce à la déplétion des électrons du canal, obtenue par un procédé de traitement de la barrière AlGaIn au niveau du pied de grille et préalable à son dépôt (figure

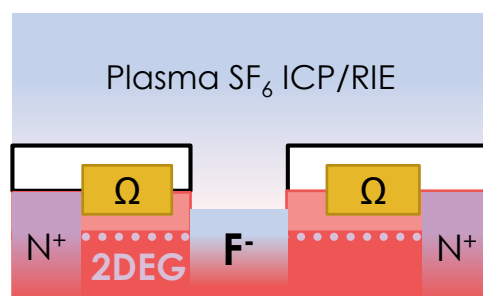


Figure 2.15 : Exposition du pied de grille / d'anode au plasma SF<sub>6</sub> (dépôt de la grille et de l'anode ultérieure).

2.15). Ce traitement consiste à exposer la surface à un plasma de gaz fluoré afin d'injecter des ions fluorure  $F^-$  au sein de la maille d'AlGaN. Ceux-ci agissant comme des accepteurs ionisés repoussent les électrons du canal.

## 2.2.2 Les différents plasmas

### 2.2.2.1 *Reactive Ion Etching (RIE)*

Le plasma est entretenu par l'onde RF générée entre deux électrodes concentriques de part et d'autre du réacteur, celle inférieure servant de support pour l'échantillon à graver. La possibilité de polariser l'une des électrodes en plus du signal RF qu'elle émet engendre un champ électrostatique qui confère un mouvement d'ensemble aux espèces chargées et les propulsent vers le wafer. Les plasmas RIE sont très utilisés en gravure car il offre une bonne anisotropie et ainsi des flancs de gravure abrupte, contrairement aux gravures humides qui creusent aussi le matériau à l'horizontal (gravure isotrope). De plus ils offrent un bon contrôle de la vitesse de gravure.

### 2.2.2.2 *Couplage inductif (ICP) et hybride*

Un plasma ICP est généré par l'onde RF d'une bobine enroulée autour du réacteur. Celui-ci n'est pas polarisable, mais la densité d'ions formés dans le gaz est bien plus grande qu'en RIE à puissance égale, ce qui signifie que les composés qu'on y trouve sont moins énergétiques. Ce type de plasma ne permet pas d'attaquer un matériau, mais peut au contraire être utilisé pour le dépôt de matière en couche mince, tel qu'en PECVD.

L'hybridation de deux générateurs RIE et ICP permet à la fois de générer une forte densité d'ions et de les accélérer vers le wafer. Les vitesses de gravure obtenues pour deux chimies équivalentes sur un même matériau sont ainsi plus importantes en couplage ICP/RIE qu'en RIE seul. Cela permet par exemple de graver des matériaux durs tels que le GaN, l'AlN ou l' $Al_2O_3$ . Dans notre cas, l'objectif est d'injecter des ions fluorures dans l'AlGaN, c'est donc cette technique que l'on utilisera afin de bénéficier de la forte densité d'espèces réactives de l'ICP et de l'anisotropie de la RIE, et non la RIE seule comme on trouve souvent dans la littérature [25], [31].

## 2.2.3 Traitement par plasma à couplage inductif

### 2.2.3.1 Choix du gaz

Pour commencer l'élaboration de la recette, il a fallu définir des critères qualitatifs pour déterminer quel gaz serait le plus adéquat pour ce type de traitement, puis de comparer ces critères sur les gaz que l'on retrouve usuellement dans la littérature et à l'IEMN ( $\text{CHF}_3$ ,  $\text{CF}_4$  et  $\text{SF}_6$ ). La recherche bibliographique n'a finalement pas permis de mettre en évidence un réel avantage d'un des gaz face aux autres. De plus, le procédé que nous souhaitons réaliser fait appel à un réacteur plasma ICP/RIE dont le seul gaz fluoré disponible est le  $\text{SF}_6$ , le  $\text{CHF}_3$  et le  $\text{CF}_4$  ne se trouvant qu'en gravure RIE.

### 2.2.3.2 Élaboration de la recette en ICP/RIE

Afin de limiter les dégâts induits par le plasma sur le matériau, on choisit de ne travailler qu'à des puissances relativement faibles (<100 W) [27], [31], en particulier la puissance injectée par le générateur RIE qui est la source de collisions à hautes énergies entre les éléments gazeux et la surface cible. Concernant la puissance injectée par le générateur ICP, différentes études ont montré que l'ion  $\text{F}^+$  se formait à de faibles énergies [86], [87], il ne sera donc pas nécessaire de dépasser une centaine de watts. Comme nous ne sommes pas en mesure de prédire l'efficacité du traitement avec précision, nous ajusterons au fur et à mesure les puissances RF injectées et la durée d'exposition. La pression est calibrée sur 30 mTorr, ce qui est légèrement élevé par rapport aux valeurs habituelles de ce type de plasma, et ce afin de limiter la vitesse de gravure collatérale (même faible) [88] et favoriser plutôt le dépôt de matière. Par ailleurs, la pompe du bâti de ICP-RIE n'est pas prévue pour maintenir une pression supérieure à 40 mT, nous nous plaçons proche de sa limite d'utilisation. Le tableau 2.3a ci-dessous rappelle les paramètres invariables de cette première version du process, et le tableau 2.3b le set de puissances utilisées. Les bias mesurés, inférieurs à 30 V, sont très faibles, ce qui indique une faible attaque physique de la surface par les espèces ionisées du plasma. Nous ne nous attarderons pas sur les procédés dont la puissance du bias est de 40 W car ils

n'ont pas permis d'aboutir à un état normally-off, contrairement au procédé de plus forte puissance. Les résultats seront exposés dans la partie suivante.

(a)

Pression	30 mTorr
Flux de gaz	30 sccm
Température	35°C
Durée	5 min

(b)

Puissance RIE	Puissance ICP	Bias
40 W	20 W	22 V
	80 W	23 V
<b>80 W</b>	<b>20 W</b>	<b>28 V</b>
	<b>80 W</b>	<b>28 V</b>

Tableau 2.3 : Paramètres invariables (a) et puissances du plasma (b) des différentes recettes. Les valeurs inscrites en gras correspondent aux procédés concluants.

### 2.2.3.3 Recuit thermique à basse température

L'instabilité du fluor sous hautes températures, par exemple lors du RTA des contacts Schottky a été mentionnée dans le chapitre 1 de ce manuscrit. Nous proposons ici une nouvelle approche du traitement thermique des échantillons, suivant immédiatement l'exposition au traitement de surface, avant donc le dépôt des contacts Schottky, à plus basse température (plateau maximum à 350°C). L'objectif est de conserver l'état normally-off du canal sans avoir à augmenter la puissance du traitement par plasma pour contrebalancer le back shift de la tension de pincement des composants.

Quatre échantillons A, B, C et D ont été produits. Ils ont tous été exposés à un traitement par plasma SF<sub>6</sub> de puissance P<sub>RIE</sub> = 80W. La puissance P<sub>ICP</sub> était de 20 W pour les échantillons A et B, et de 80 W pour C et D. Les échantillons A et C ont ensuite été recuits, et les échantillons B et D ne l'ont pas été. Le traitement thermique comprend deux plateaux de température de 180 minutes chacun, le premier à 250°C et le second à 350°C. La rampe de montée est de 10°C/min, soit le maximum que peut assurer le four tubulaire employé. La



consigne en température programmée est donnée sur le graphe de la figure 2.16. Le tableau 2.4 liste les différences entre les procédés de fabrication des quatre échantillons.

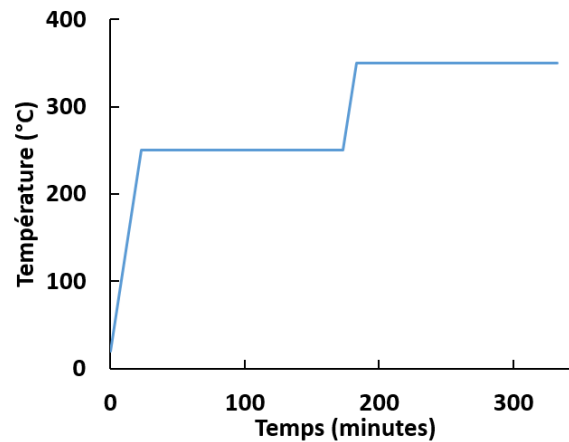


Figure 2.16 : Température de recuit en fonction du temps.

Echantillons	$P_{ICP}$	Recuit BT
A	20 W	Oui
B	20 W	Non
C	80 W	Oui
D	80 W	Non

Tableau 2.4 : Synthèse des procédés testés.  $P_{RF} = 80W$ .

Sur des structures semblables aux échelles TLM utilisées lors de la mesure de la résistance du canal, nous avons réalisé des mesures I-V afin d'extraire la résistance du canal ayant été exposé au plasma  $SF_6$ . Ces structures ont pour unique but la réalisation de mesures de PCM, nous permettant ainsi de calculer la résistance du canal sous l'influence du traitement de surface et du recuit. Il s'agit d'un paramètre intéressant à prendre en compte car il nous permet d'envisager avant le dépôt des contacts Schottky si le canal est correctement pincé ou non. Nous prenons ici pour exemple les échantillons C et D (4 échelles chacun). Les résultats sont tracés sur les figures 2.17 a et b, où R est la résistance normalisée du canal, et d la longueur de la zone ayant subi le traitement de surface. On constate alors dans le cas de l'échantillon ayant été recuit que la résistance du canal est de 1.4 M $\Omega$ , contre 53 k $\Omega$  dans le

cas de l'échantillon non recuit. Ce résultat est encourageant, car il met en évidence une réduction de la conductivité du canal favorable à l'état normally-off recherché sur les composants à concevoir.

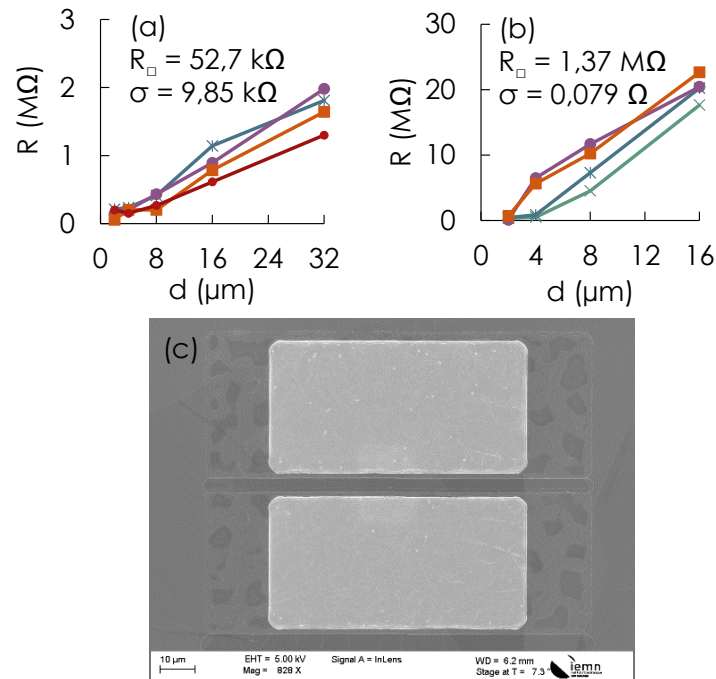


Figure 2.17 : Resistance du canal en fonction de la distance entre les plots pour les échantillons non recuit D (a) et recuit C (b). Image MEB d'un échelon de TLM exposé au traitement  $\text{SF}_6$  (c).

Les caractéristiques de transfert des HEMTs des échantillons A, C et D sont tracées sur la figure 2.18, qui reflète bien l'influence de la puissance  $P_{\text{ICP}}$  et du recuit sur le comportement des composants. Aucun composant viable n'a été trouvé sur l'échantillon B, dont les résultats ne pourront pas être exploités. Tous les transistors sont bien normally-off, avec des tensions de pincement (mesurées par régression linéaire de la courbe de transconductance  $g_m$  ( $V_{\text{GS}}$ )) de 0.24 V et 0.59 V pour les échantillons A et D, ayant été exposés à des plasmas respectifs de puissance  $P_{\text{ICP}}$  et 20 W et 80 W. Ce résultat concorde avec ceux déjà observés par Wang *et al.* [26], pour ne citer qu'eux, qui avaient déjà mis en avant l'influence de la puissance injectée sur le shift de la tension de pincement. Le rapport  $I_{\text{on/off}}$  sur ces mêmes composants est de  $10^3$  et  $10^9$ , respectivement, ce qui semble indiquer qu'une puissance de 20 W n'est pas suffisante pour correctement pincer le canal (du moins avec une exposition de seulement 5 minutes),

laissant passer un courant de fuite de 90  $\mu\text{A}/\text{mm}$ , contre 310  $\text{pA}/\text{mm}$  pour le composant prétraité à 80 W, avec un pincement total à  $V_{GS} = 0 \text{ V}$ .

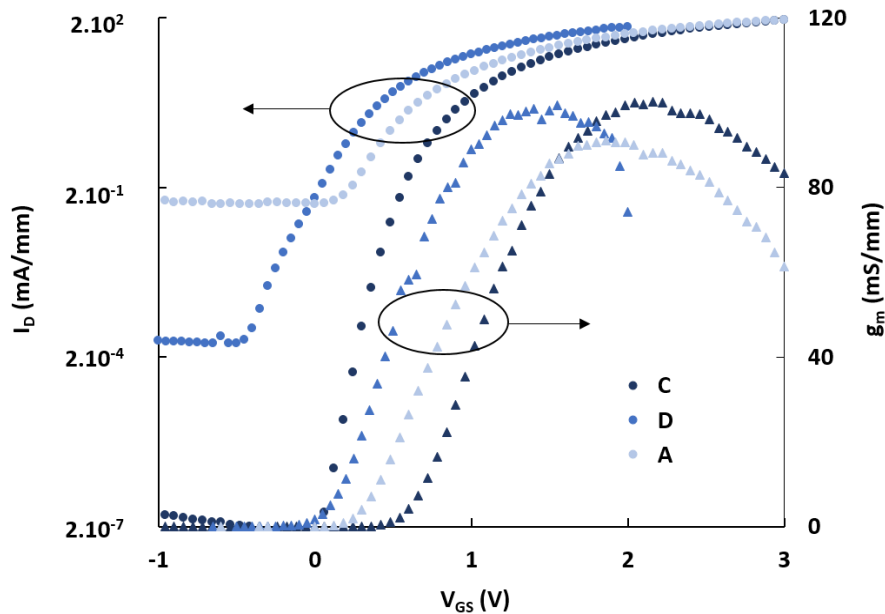


Figure 2.18 :  $I_D$  et  $g_m$  en fonction de  $V_{GS}$  pour les HEMT suivant les process A, C et D.

Il existe aussi une nette différence sur les tensions de pincement des échantillons C et D, dont le premier a été recuit par LTA ( $V_p = 0.59 \text{ V}$ ) et le second non ( $V_p = 0.14 \text{ V}$ ). Enfin, l'ensemble de ces composants montraient des résistances  $R_{on}$  assez proches entre elles de 11.5  $\Omega \cdot \text{mm}$ , 9.8  $\Omega \cdot \text{mm}$  et de 9.6  $\Omega \cdot \text{mm}$  pour les procédés A, C et D respectivement. Ces premiers résultats sont encourageants, car on constate que le couple de puissance  $P_{ICP} / P_{CCP}$  le plus puissant offre un bon pincement sans détériorer les performances à l'état on, et que le recuit à basse température renforce ces mêmes performances.

#### 2.2.3.4 Rapport temps/puissance

En s'appuyant sur les résultats précédents, un nouveau jeu de paramètres a été proposé ci-dessous afin de réduire la puissance RF du plasma, en jouant plutôt sur une durée plus longue de celui-ci. Les paramètres d'influences sont listés dans le tableau 2.5. Pour une raison qui n'a pas pu être déterminée, aucun des transistors ne montraient de caractéristiques viables à cause de l'absence de pincement du canal. De plus, les diodes de l'échantillon D subissent des fuites conséquentes en inverse et ne seront donc pas considérées. Seuls les LFER

des procédés C (80W/5') et E (45W/8') seront comparés, leurs caractéristiques I-V directe et inverse sont tracées en figure 2.19. Les composants testés ont un développement allant de 100 à 400  $\mu\text{m}$ . On mesure des tensions de seuil allant de 0.6 V à 0.9 V (à 1 mA/mm) pour les diodes du process E, avec une résistance série homogène d'environ 14  $\Omega\cdot\text{mm}$ , soit une résistance spécifique de 6.3  $\text{m}\Omega\cdot\text{cm}^2$ , ce qui reste légèrement élevé par rapport à l'état de l'art [89], [90]. La résistance série des diodes du procédé C en revanche peut atteindre 29  $\Omega\cdot\text{mm}$ , et le  $V_{\text{on}}$  atteint 1.2 V. En polarisation inverse également, le procédé E a montré de meilleurs résultats, avec des tensions de claquage BV allant de 60 à 90 V, avec un courant de fuite de 0.5  $\mu\text{A}/\text{mm}$  à 16  $\mu\text{A}/\text{mm}$ . Finalement, il est clairement préférable pour obtenir des performances intéressantes de composant normally-off, de miser sur un traitement par

#### Procédé E

CCP	60 W
ICP	45 W
Bias mesuré	21 V
Durée	8 min

Tableau 2.5 : Paramètres du plasma  $\text{SF}_6$  du procédé E.

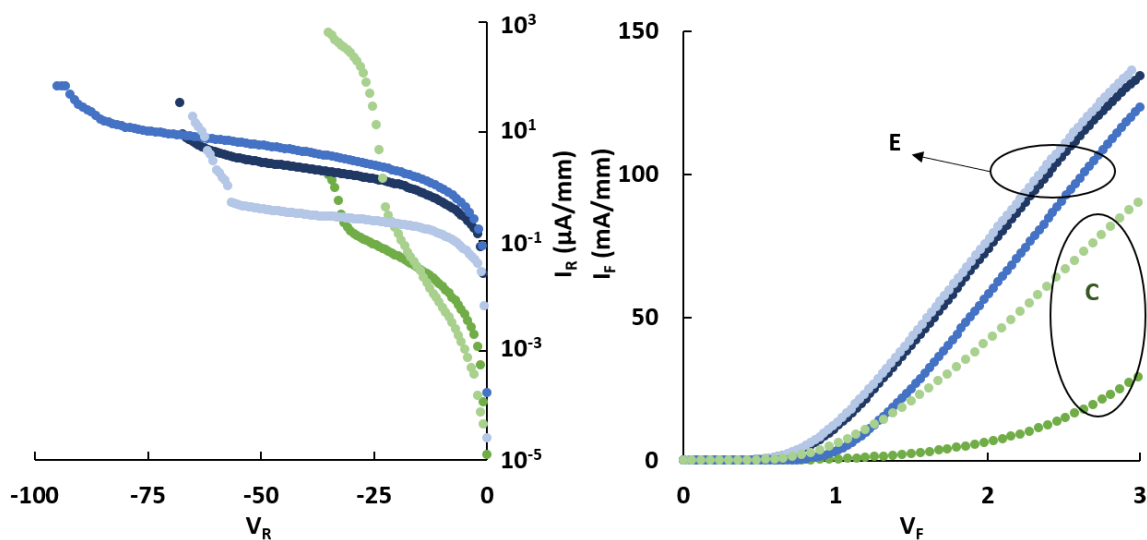


Figure 2.19 : Caractéristiques I-V directe et inverse des LFER des procédés C et E.

plasma de plus faible puissance mais de plus longue durée. C'est par la suite la solution qui sera appliquée.

## 2.2.4 Autres techniques de traitement de surface

### 2.2.4.1 Par plasma RIE

Des études ont été menées afin d'obtenir un état normally-off par traitement en RIE, tel que cela a été proposé dans la littérature à de nombreuses reprises. On s'intéressera aussi à la stabilité du procédé après recuit. Dans ce cas, on expose un échantillon à un plasma RIE d'un mélange  $\text{CHF}_3 / \text{CF}_4$  pour 30/30 sccm, une pression de 50 mT et une puissance RF de 180 W. Il s'agit en réalité de la recette utilisée pour l'ouverture de passivation, ce qui pourrait avoir l'avantage de limiter le nombre d'espèces chimiques en interaction avec l'AlGaIn. Un recuit thermique à basse température a ensuite été réalisé, tel que celui qui a été présenté dans la partie précédente, qui consiste en deux plateaux de 250°C et 350°C durant 150 minutes chacun. Dans un premier temps, nous avons évalué l'efficacité du process par des mesures de Hall sur les trèfles prévus à cet effet, celles-ci sont recensées dans le tableau 2.6. Des mesures de résistance en I-V ont aussi été réalisées et sont tracées en figure 2.20.

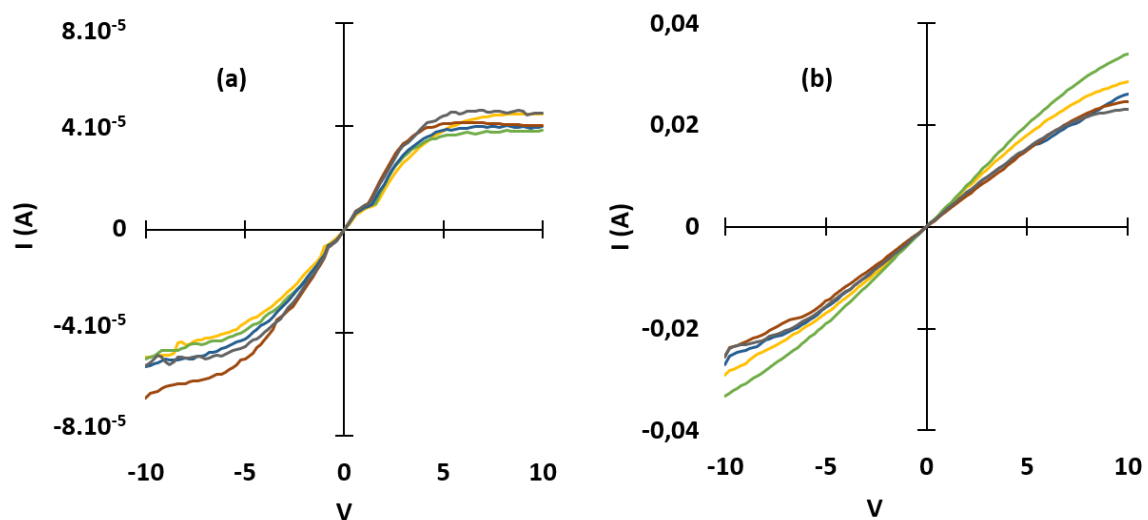


Figure 2.20 : caractéristique I(V) sur G-TLM traitées en RIE de largeur 100µm (avant dépôt de la grille) en cinq points du wafer.  $L_G = 2\mu\text{m}$  et  $L_{DS} = 15\mu\text{m}$ . Avant (a) et après (b) recuit.

On constate tout d'abord que les propriétés du 2DEG, mesurées avec des trèfles n'ayant pas été exposés au plasma, ne sont pas affectées par le recuit. La résistance reste quasiment la même, environ 1.1 kΩ, malgré une légère diminution de la mobilité  $\mu$  compensée par une augmentation de la densité  $n_s$ . Concernant les trèfles ayant été exposés au plasma fluoré durant 30'', une forte augmentation du  $R_{\square}$  est mesurée, atteignant alors 46 kΩ, avec une importante chute de la mobilité pouvant traduire une détérioration forte de la morphologie de la surface AlGaIn. La densité d'électrons n'a quant à elle que peu évolué, malgré une augmentation de 4 décades de la résistance du canal. Or,  $R_{\square}$  est inversement proportionnel à  $\mu$  et  $n_s$  (équation 2.4), cela laisse donc penser que les électrons sont dispersés dans le volume du buffer. Quoi qu'il en soit, après recuit, le 2DEG est restitué dans son état d'origine, et ce traitement de surface s'avère donc inutile. Aussi, on peut supposer que la morphologie de la surface a également été restaurée.

$$R_{\square} = \frac{1}{qn_s\mu} \quad 2.4$$

$q$  est la charge élémentaire.

La dernière tentative de ce procédé, d'une durée de 120 secondes n'est pas plus concluante. On note bien une forte augmentation de la résistance d'un ordre de grandeur approchant  $10^4$ , arrivant à 7.4 MΩ, quoi qu'elle semble modérée en comparaison des performances mesurées avec un traitement par plasma hybride. Cette valeur a été prélevée par I-V et non par effet Hall, car la résistance était trop grande et sortait de la plage de mesure. Puis, elle retombe à 1.68 kΩ après recuit. La densité du canal est alors de  $2,3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , soit plus de deux fois plus faible que dans le canal non traité, le canal a donc pu être réellement coupé par répulsion d'électrons, mais cet effet est de toute façon négligeable après recuit. Il apparaît également une baisse de la mobilité même après recuit, là encore pouvant être due à la dégradation de l'AlGaIn mais qui n'a cette fois pas été totalement restaurée. Il est possible que la présence de métaux Ni/Au ait pu limiter la restauration du canal après recuit, en empêchant la désorption du fluor. Par comparaison au procédé de traitement SF<sub>6</sub> en ICP-RIE, la résistance par carré passe de 69 MΩ à 1.6 GΩ après recuit. Considérant l'efficacité du

traitement en ICP-RIE et à la stabilité en température de l'état du 2DEG, le traitement de surface en RIE ne sera plus utilisé par la suite.

Procédé		R <sub>□</sub> (kΩ)	μ (cm <sup>2</sup> /Vs)	n <sub>s</sub> (10 <sup>12</sup> cm <sup>-2</sup> )
Sans traitement	Avant recuit	1.14	1258	5.09
	Après recuit	1.12	1037	5.38
RIE 30'' CHF <sub>3</sub> /CF <sub>4</sub>	Avant recuit	46.1	108	4.56
	Après recuit	1.03	1040	5.85
RIE 120'' CHF <sub>3</sub> /CF <sub>4</sub>	Avant recuit	7.4 .10 <sup>3</sup> *	/	
	Après recuit	1.68	708	2.26
ICP-RIE 600'' SF <sub>6</sub> (60 W)	Avant recuit	6.9 .10 <sup>4</sup> *	/	
	Après recuit	1.6 .10 <sup>6</sup> *	/	

Tableau 2.6 : Mesures de Hall des surfaces avec/sans prétraitement par plasma fluoré CCP.  
\*Résistance extraite par mesures I-V.

#### 2.2.4.2 Implantation ionique F<sup>+</sup>

L'implantation ionique consiste à générer un plasma dans une chambre distante du support ou est disposé le wafer. Les espèces ioniques ainsi formées sont d'abord accélérées puis déviées par un champ magnétique dans un couloir circulaire au bout duquel une mince ouverture permet le passage d'une unique espèce dont la masse lui confère la trajectoire adéquate sous ces conditions de champs. Cette méthode présente deux avantages qui la rendent très intéressante pour notre application : une très haute sélectivité de l'espèce implantée, et un contrôle précis de la dose et de l'énergie de l'ion implanté. Contrairement à ce que l'on peut souvent lire dans la littérature sur le sujet, ce qui est dénommé comme implantation de fluorure désigne en réalité le traitement en CCP ou ICP décrit au paragraphe précédent. L'utilisation d'un implanteur n'a en fait que très rarement été évoquée, et nous avons donc voulu évaluer l'intérêt potentiel de la méthode.

Tout comme en RIE, l'implantation provoque des dommages sur la structure cristalline de l'AlGaIn, du fait de la collision entre les ions accélérés et le matériau. Ceux-ci vont diffuser dans le volume sur une épaisseur donnée, et altérer la morphologie du réseau cristallin au fil des collisions. Afin de limiter l'impact sur la maille d'AlGaIn, des simulations sur SRIM/TRIM (figure 2.21) visant à connaître la dose à planter, la profondeur de diffusion ainsi que les dommages subis, ont d'abord été menées. Ces simulations ont montré que l'utilisation d'une couche d'arrêt très mince en surface de l'AlGaIn permettait de largement limiter l'endommagement du cristal en absorbant une partie de l'énergie cinétique des ions incidents. La procédure est donc la suivante : au préalable, une couche d'arrêt de 15nm de SiN a été déposée en PECVD à 340°C (procédé de passivation standard, pas de RTA). Un masque de résine AZ1512 de 1.5µm est déposé. Afin d'élargir le profil d'implantation au regard des faibles énergies utilisées, on utilise deux faisceaux, à 7 keV et 8 keV, chacun à un courant de 1.5 µA.

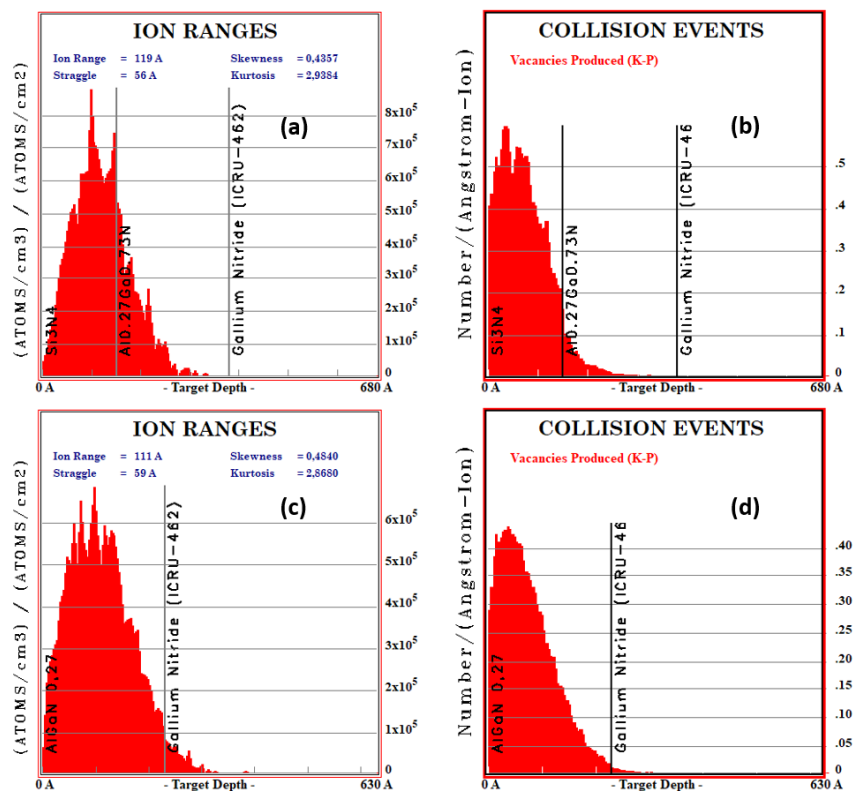


Figure 2.21 : Simulation SRIM des profils d'implantation d'ion  $F^+$  avec cache SiN (a) et sans (c), et de collisions générant des lacunes dans la maille avec cache SiN (b) et sans (d). L'énergie d'implantation est de 7 keV.



La résistance par carré de plusieurs zones implantées a été mesurée à partir de caractéristiques I-V (figure 2.22). On relève une importante dispersion, entre  $10^6$  et  $10^{10} \Omega$  environ, soit plus élevée de 3 à 7 décades de plus par rapport aux zones non implantées, toutefois on retrouve encore une importante régression de la résistance après recuit. C'est pourquoi nous ne nous attarderons pas plus sur ce procédé que sur le traitement en plasma CCP, le plasma hybride RIE / ICP donnant les meilleurs résultats de stabilité après recuit.

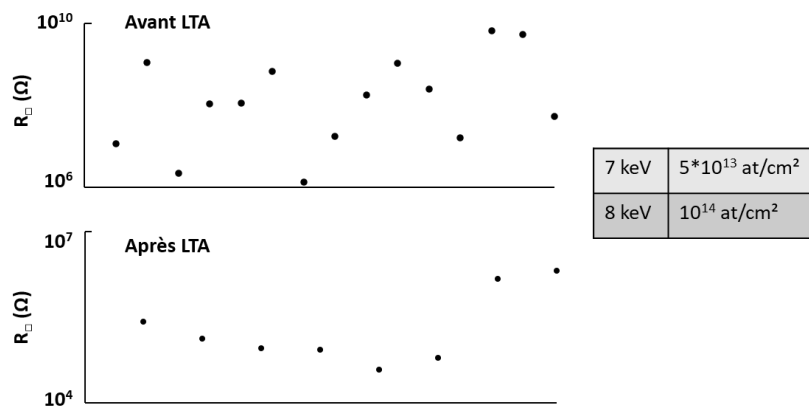


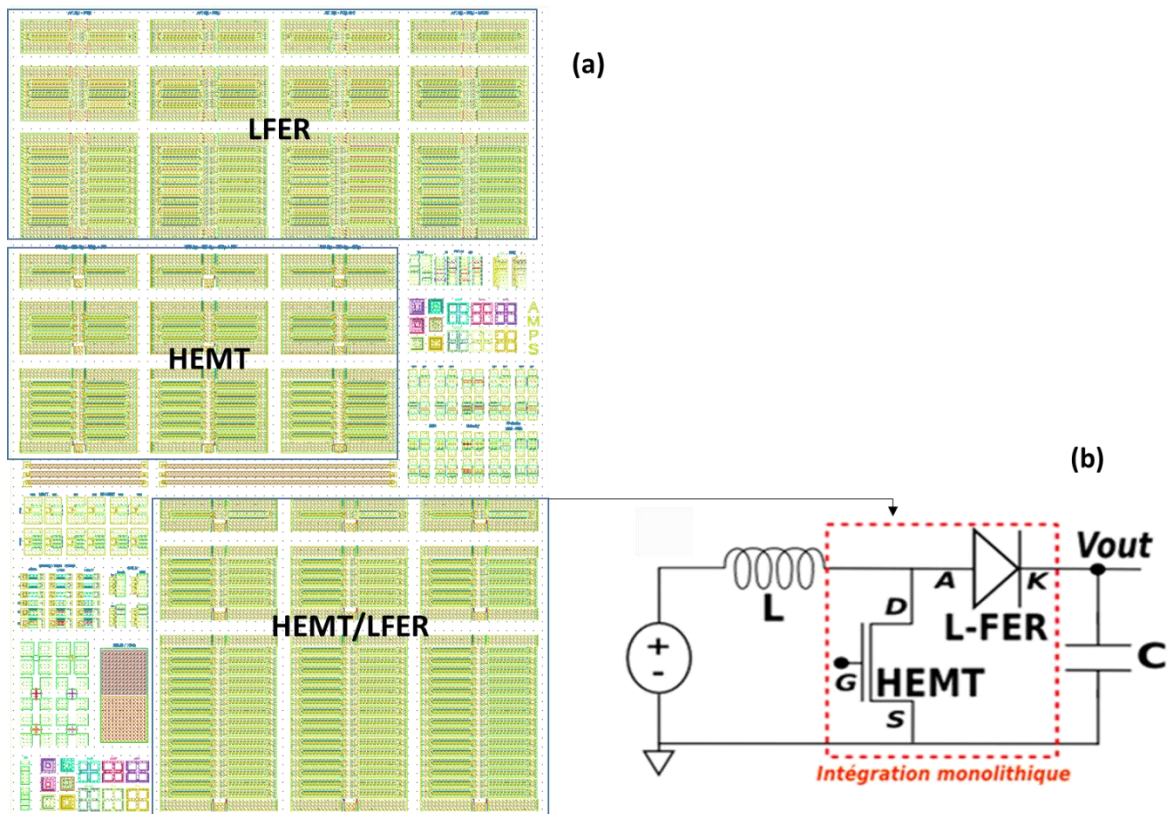
Figure 2.22 : Résistance du canal après implantation, avant (a) et après (b) LTA.

### 3 Optimisation du procédé de fabrication

#### 3.1 Développement de structures à fort courant

Dans le cadre de ce travail, nous souhaitons réaliser des dispositifs de puissance dont la tenue en tension excède 300V et le courant direct est au minimum de 1A. Le masque de lithographie présenté en partie 2.1 a permis de mettre au point un procédé de fabrication de technologies normally-off, mais celui-ci ne dispose que de structure de petites dimensions, d'une étendue maximale de 400  $\mu\text{m}$ . Un nouveau masque a donc été conçu afin de tenir notre objectif en courant principalement (figure 2.23a). Il intègre des diodes et des transistors de 2, 6 et 16 mm. Le contenu est globalement le même que sur le masque précédent à deux détails près. Premièrement, il porte une couche supplémentaire dédié au traitement de surface par plasma. Nous donnerons plus de détails en partie 3.4. Secondement, il intègre des circuits

monolithiques élémentaires de cellules de commutation diode/transistor, de type élévateur de tension. Ces cellules ont pour but de valider le démonstrateur d'un convertisseur de tension (avec l'ajout extérieur d'une inductance et d'une capacité), mais n'ont toutefois pas pu être expérimentées au cours de ce travail à cause des performances fluctuantes de nos composants d'une technologie à l'autre. Des commentaires supplémentaires seront apportés en conclusion de ce manuscrit.



13

Figure 2.23 : Layout du masque de lithographie AMPS (a). Schéma de montage de l'intégration monolithique HEMT/LFER (b).

### 3.2 Formation de grilles et anodes « sigma »

La fabrication de composants fonctionnant à haute tension amène à revoir la structure des grilles, nous allons donc à présent fabriquer des grilles munies d'une électrode de champs dirigée vers le drain (figure 2.24). Nous allons de la même façon les adapter aux anodes des LFER. Le dépôt d'un diélectrique préalable à la formation des contacts Schottky devient donc

nécessaire. Il consiste en une couche de SiN de 200 nm déposée par PECVD à 340°C et suivie d'un RTA à 400°C sous azote durant 20 minutes. Nous n'allons pas refaire une étude quantitative d'optimisation de cette structure pour la haute tension, car elle a déjà fait l'objet d'une étude dans le groupe de recherche et est très présente dans la littérature (cf. Chapitre 1, partie 3.4.1). Toutefois, son influence sur la réduction du gate-lag des MOSHEMTs conçus au cours de ce travail sera abordée ultérieurement.

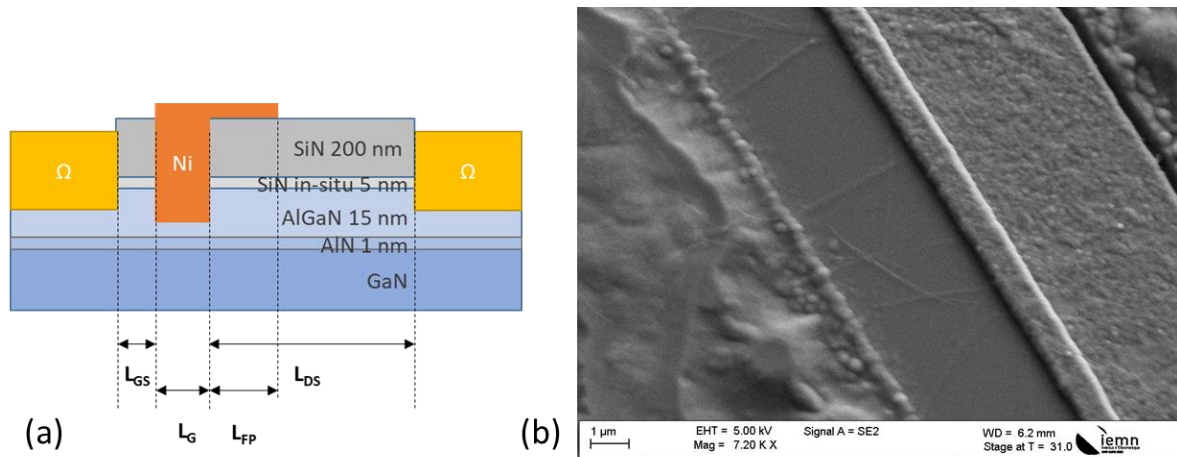


Figure 2.24 : Structure du HEMT normally-off avec field plate de grille (a). La couche de passivation SiN est nécessairement déposée en amont afin de soutenir l'extension de la grille (idem pour un field-plate d'anode). Image MEB d'un HEMT à grille avec field-plate (b)

### 3.3 Adaptation des traitements SF<sub>6</sub> pour les LFER et les HEMT

Quelques dernières modifications ont été apportées à l'étape du traitement de surface. Tout d'abord, la durée d'exposition des HEMTs et des LFER a été ajustée au besoin de la tension de pincement recherchée, divisant donc cette étape en deux temps. Puis, nous avons mis au point une recette de gravure in-situ de la couche de passivation afin d'enchaîner directement avec le traitement de l'AlGaN et de réduire l'énergie d'impact des ions gravant le SiN par rapport au procédé de RIE. Enfin, nous avons réalisé, toujours en ICP et avec du SF<sub>6</sub>, une gravure partielle de la barrière pour rompre le 2DEG.

### 3.3.1 Ouverture de passivation in-situ

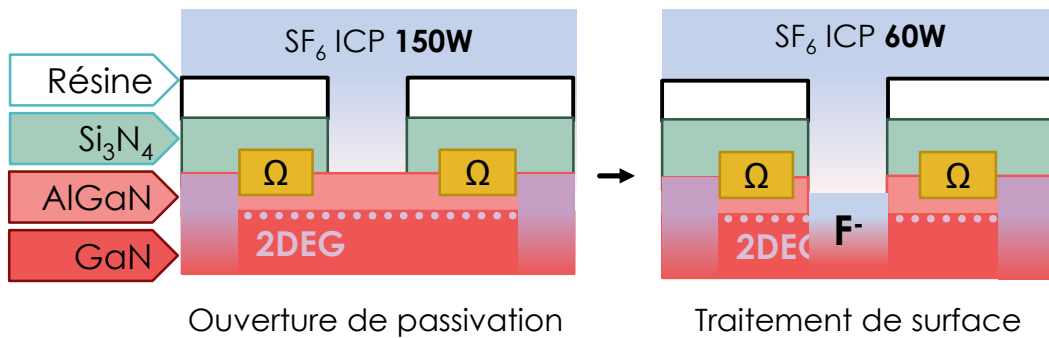


Figure 2.26 : Ouverture de passivation et traitement de surface par plasma de  $SF_6$  en ICP/RIE.

Les traitements d'AlGaIn par plasma  $SF_6$  sont réalisés juste après le dépôt de la première couche de passivation. On peut donc grouper ces deux étapes dans le réacteur ICP-RIE. Jusqu'ici la gravure du SiN avait toujours été effectuée en RIE de  $CHF_3/CF_4$ , il faut donc composer une nouvelle recette à base de  $SF_6$  afin d'enchaîner aussitôt sur le traitement de surface. Le procédé est décrit schématiquement sur la figure 2.25. Une couche de 100 nm de SiN a été déposée sur deux échantillons de GaN, en PECVD à  $340^\circ C$  (selon le même procédé que pour la passivation). Deux puissances ICP de 40 W et de 150 W ont été testées, les autres paramètres du plasma sont les mêmes que ceux décrits pour le traitement de surface. Les

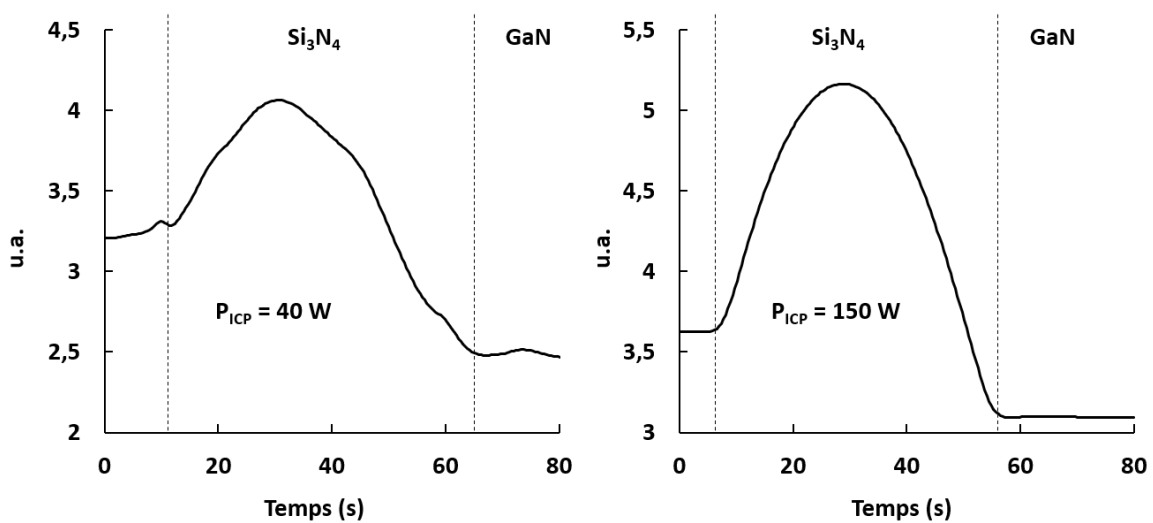


Figure 2.25 : Détection de fin d'attaque du SiN sur GaN pour des puissances ICP de 40 W (a) et de 150W (b).

courbes de détection de fin d'attaque sont affichées en figure 2.26. Le temps de gravure a été estimé à 50 secondes pour  $P_{ICP} = 40$  W, et à 48 secondes pour  $P_{ICP} = 150$  W, soit des vitesses de gravure de 120 nm/min et de 125 nm/min, qui ne sont donc pas très différentes. On remarque toutefois une sinusoïde mieux définie pour la puissance la plus élevée, qui révèle une gravure plus régulière avec un arrêt net sur le GaN, ainsi qu'un signal de plus forte amplitude et donc une meilleure sensibilité de la détection. Nous conserverons donc la recette de plus forte puissance car elle offre une meilleure précision sur la vitesse de gravure.

### 3.3.2 Anode et gate-recess partiel

On réalise ici un traitement de surface de sorte à atteindre l'épaisseur critique de formation du 2DEG. Des mesures C-V (qui seront présentées au chapitre 3) sur les technologies abordées précédemment ont permis de calculer l'épaisseur restante d'AlGaN, la vitesse de gravure qui est ainsi estimée à 0.8 nm/min. L'épitaxie utilisée possède une barrière  $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$  de 15 nm, un cap SiN de 6 nm et une couche de passivation SiN de 200 nm. Deux échantillons ont été traités, l'un possède une back-barrier et l'autre non, c'est la seule différence entre les épitaxies. Le procédé consiste en une gravure in-situ préalable de la couche de passivation, un plasma  $SF_6$  avec  $P_{RIE} = 80$  W et  $P_{ICP} = 150$  W pour une durée de 95 secondes. Puis la barrière est exposée à ce même plasma avec  $P_{ICP} = 40$  W cette fois, durant 12

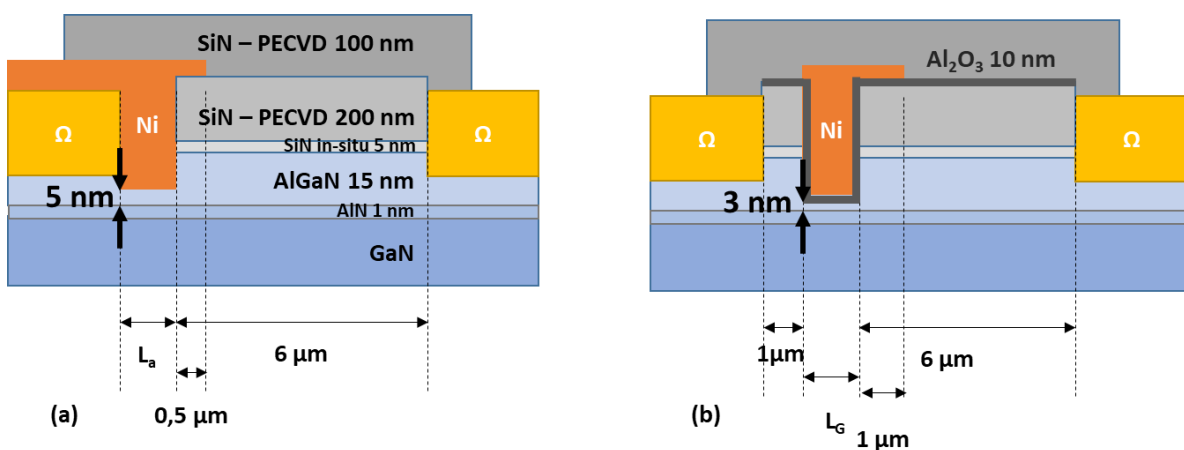


Figure 2.27 : Structures latérales des LFER (a) et MOSHEMT (b). Les couches de SiN en surface, d'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et de métal Ni sont représentées mais ne sont pas, à cette étape, encore formées.

minutes pour les diodes, de sorte qu'il ne reste à la fin qu'environ 5 nm d'AlGaIn, et durant 15 minutes pour les transistors, où il ne reste que 3 nm d'AlGaIn. La structure des composants est représentées sur la figure 2.27.

### 3.4 Dépôt d'oxyde pour la fabrication de MOSHEMT

#### 3.4.1 Dépôt d'alumine en ALD thermique

##### 3.4.1.1 Tenue en tension et courant de fuite de l'oxyde

Afin de supprimer les fuites de courant au travers de la grille des HEMT, on s'intéresse à la formation d'une couche mince de diélectrique. Nous utiliserons ici l'alumine (figure 2.28) dont le procédé de dépôt en ALD thermique est maîtrisé à l'IEMN. Deux types de dépôt ont été expérimentés, à une température de 350°C et d'une épaisseur de 10 nm, avec pour base d'aluminium le TMAI (comme on trouve pour la croissance de l'AlN en MOCVD). La durée d'exposition aux réactifs est de 100 ms, séparée de 5 secondes de purge N<sub>2</sub>. Le premier dépôt utilise comme oxydant de l'eau et le second de l'ozone (échantillons A et B, respectivement). Dans les deux cas, le dépôt est précédé d'un prétraitement par plasma ICP de NH<sub>3</sub> réalisé ex-situ dans un bâti de PECVD, et dont le rôle sera détaillé dans la partie suivante. Les échantillons y sont exposés 10 minutes à une température de 350°C, une pression de 1000 mT, un flux de NH<sub>3</sub> de 100 sccm et une puissance de plasma de 30 W. On effectue pour finir un RTA à 400°C sous N<sub>2</sub> durant 20 minutes afin de densifier la couche et réduire la densité d'états volumique et à l'interface Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGaIn.

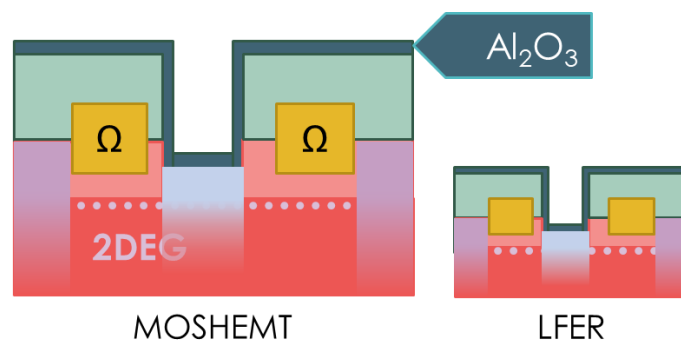


Figure 2.28 : Dépôt d'alumine en ALD (pleine plaque).

Après avoir finalisé la fabrication, des mesures I-V ont été réalisées sur des grilles de MOSHEMT, en polarisation  $V_{GS}$  positive et à  $I_D = 0$  (figure 2.29). On trouve pour les deux procédés des courants de fuite  $I_G$  de l'ordre de 1 nA/mm jusqu'à une tension seuil, comprise pour quasiment tous les composants sous test entre 5 V et 6 V, à partir de laquelle  $I_G$  croît exponentiellement sous l'effet du champ électrique. Le claquage du diélectrique intervient en moyenne à 8.3 V pour l'échantillon B, avec une dispersion négligeable, et en moyenne à 9.5 V avec un écart type de 0.74 V pour l'échantillon A. C'est donc ce procédé qui est à première vue le plus intéressant par ces performances DC.

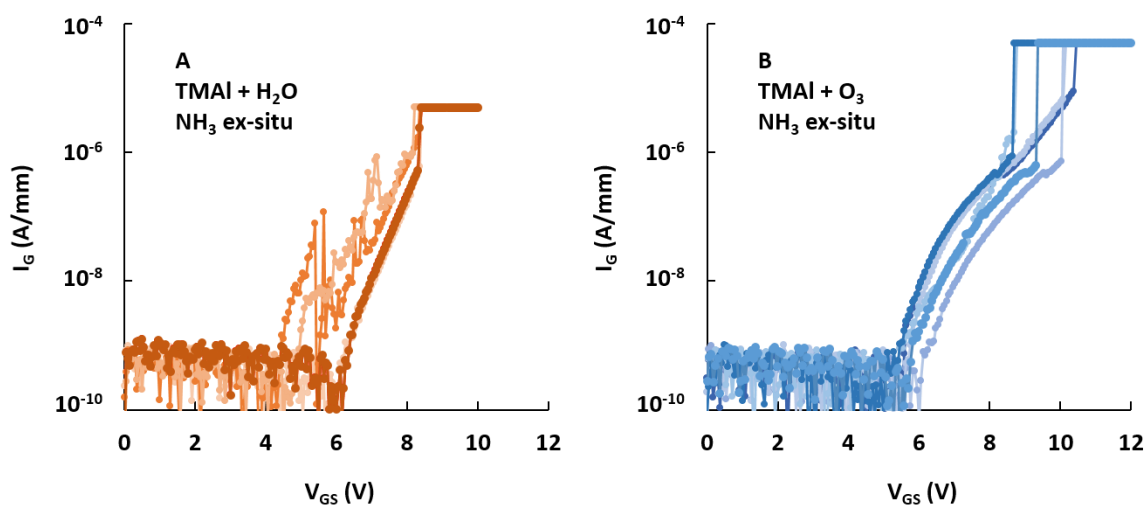


Figure 2.29 : Mesures I-V des contacts MOS de grilles (2\*1mm) selon le procédé de dépôt en ALD A et B.

### 3.4.2 Prétraitement de surface

Le dépôt en ALD est précédé d'un conditionnement de la surface. Il permet dans certains cas de faciliter le dépôt en le rendant plus homogène lorsque l'épaisseur est proche de l'atome. En effet, comme la croissance des premières couches atomiques est très dépendante de la nature chimique du matériau hôte, le dépôt peut être engendré plus facilement en fonctionnalisant la surface avec un groupe chimique spécifique. Entre autres, dans le cas d'un dépôt d'oxyde, il est intéressant de fonctionnaliser la surface par une terminaison hydroxyle – OH. On pourra alors observer une meilleure isolation du diélectrique

[91], une plus faible rugosité et une réduction des états d'interface [92]. Le prétraitement est par ailleurs primordial afin de réduire la densité d'états de la surface avant le dépôt.

Deux procédés de traitements à l'ammoniac  $\text{NH}_3$  ont été comparés. Le premier est réalisé dans un bâti de PECVD (ex-situ), et les résultats ont été exposés à la partie précédente (A et B). Le second est réalisé in-situ dans le bâti d'ALD (échantillon C) avec les mêmes paramètres de plasma que pour le traitement des échantillons A et B. 10 nm d'alumine ont été déposés, toujours à  $350^\circ\text{C}$  et avec la recette TMAI+ $\text{O}_3$  vue précédemment. Les mesures  $I_G$ - $V_{GS}$  de plusieurs MOSHEMTs sont tracées sur la figure 2.30. On constate ainsi une importante dispersion des courants de grille d'un composant à l'autre. La tension de claquage moyenne est de 7 V, avec un écart type de 1.1 V, soit une diminution de 2.5 V par rapport au prétraitement ex-situ. Ce résultat est contre-intuitif, car la réalisation du traitement  $\text{NH}_3$  et du dépôt d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  sans interruption du vide dans le réacteur aurait dû permettre une meilleure qualité d'interface puisqu'aucun polluant n'aura pu se déposer entre-temps. Cela signifie soit que le prétraitement  $\text{NH}_3$  réalisé dans le réacteur ALD est insuffisant pour ôter les polluants de la surface de l'AlGaN et fonctionnaliser la surface, soit que cette pollution a été induite par le plasma in-situ lui-même. Toutefois la première hypothèse est plus probable, car considérant la structure conique de la chambre ALD, il est possible que la densité du plasma n'était pas

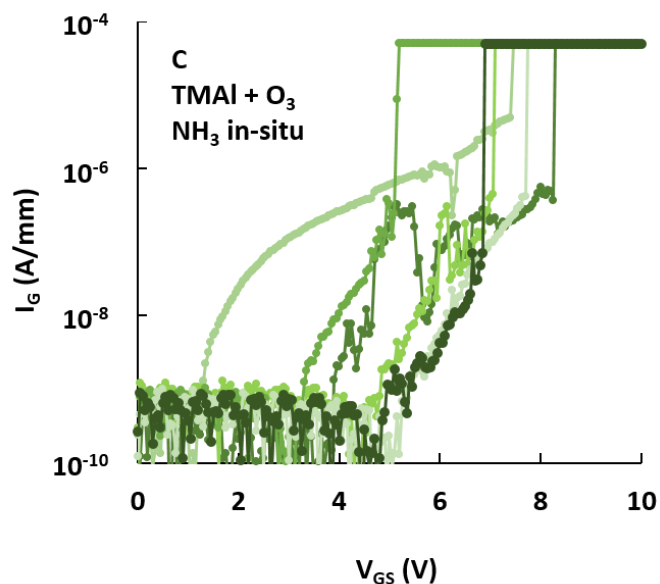


Figure 2.30 : Mesures I-V des contacts MOS de grilles (2\*1mm) de six MOSHEMT, avec prétraitement  $\text{NH}_3$  avant dépôt d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  in situ (A).



suffisante au niveau du support d'échantillon. Les résultats obtenus avec le traitement ex-situ donne des résultats satisfaisant pour le moment, mais de nouveaux essais devront être réalisés ultérieurement.

### 3.4.3 Gravure de l'alumine en ICP - RIE

Le dépôt de l'oxyde de grille s'accompagne d'un procédé de gravure pour accéder aux contacts ohmiques et ouvrir l'AlGaN pour former ultérieurement les contacts Schottky (figure 2.31), il a donc fallu mettre au point une recette. Deux chimies différentes ont été essayées en ICP – RIE, dont on a mesuré la vitesse de gravure par détection de fin d'attaque (EDP). Nous aborderons aussi ultérieurement, au chapitre 4, l'étude de l'influence de cette gravure sur l'AlGaN, puisque la barrière des contacts d'anode des LFER est alors à découvrir.

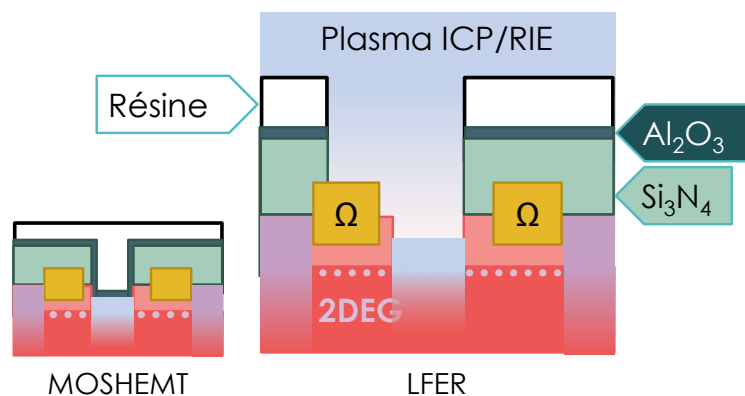


Figure 2.31 : Gravure de l'alumine à l'emplacement des anodes Schottky des LFER. Aucune transformation des MOSHEMT.

#### 3.4.3.1 Mélange BCl<sub>3</sub> / Ar

L'espèce chloré BCl<sub>3</sub> est très utilisée pour la gravure d'oxyde. Elle permet une attaque chimique de l'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, en réagissant avec l'aluminium pour former de l'AlCl<sub>3</sub> et de l'oxygène pour former des espèces de type BCl<sub>x</sub>O<sub>y</sub> [93], tandis que l'argon permet une attaque physique et provoque la désorption des espèces non-volatiles [94]. Le flux de gaz est composé en proportion de 10/20 sccm de BCl<sub>3</sub>/Ar, à une pression de 10 mT et pour des couples de puissances RIE – ICP respectifs de 40/300 W, et de 40W/600W pour la seconde recette expérimentée. Un dépôt de 55 nm d'alumine sur silicium a été effectué en ALD à 350°C, selon

le procédé qui a été utilisé pour la fabrication de MOS, et la surface du silicium a été fonctionnalisée par un plasma ICP  $\text{NH}_3$  à une puissance de 10W pendant 10 minutes, à 350°C également. La détection de fin d'attaque (figure 2.32a) ainsi que des mesures d'ellipsométrie ont permis de mesurer l'avancement de la gravure sur l'échantillon avec un plasma de puissance 300 W (figure 2.32b), par la mesure de l'épaisseur restante d'alumine. Il apparaît qu'à une puissance de 600 W, la vitesse de gravure est de 19.4 nm/min contre 12.8 nm/min pour une puissance de 300 W.

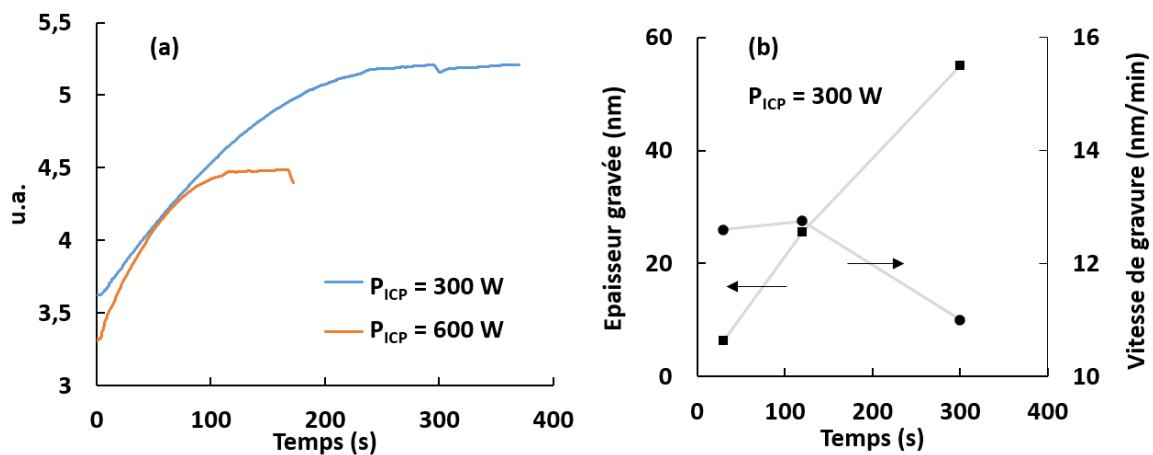


Figure 2.32 : Signal de détection de fin d'attaque (a). Epaisseur d'alumine gravée et vitesse de gravure mesurée par ellipsométrie, en fonction du temps (b).

Etant donné que l'épaisseur d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  ne sera que de l'ordre de la dizaine de nanomètres au maximum, on garde la recette de plus faible puissance afin de limiter les dégâts qui pourraient être causés à l' $\text{AlGaN}$  à l'approche de l'interface, les plasmas chlorés et d'argon étant également très efficaces pour graver ce matériau [95].

### 3.4.3.2 Mélange $\text{BCl}_3/\text{SF}_6$

Ce second mélange a pour objectif d'augmenter la sélectivité de la gravure sur GaN en intégrant un gaz fluoré qui déjà le grave peu comparé à l'argon, mais aussi qui est plus compatible chimiquement avec le traitement de surface  $\text{SF}_6$  réalisé sur  $\text{AlGaN}$ . On s'affranchit donc de l'argon dont l'attaque est purement physique et grave tout sans distinction. La première version de cette recette comprend un ratio de  $\text{BCl}_3/\text{SF}_6$  de 25/5 sccm, à une pression de 10 mT, et un couple de puissance RIE/ICP de 80W/300W. Comme précédemment, un

premier essai a été réalisé sur silicium, où il a été déposé par ALD thermique 100 nm d'alumine à 350°C. Sur le signal d'EDP de la gravure sur silicium (figure 2.33a), on peut distinguer la même cassure sur la mesure directe et sur sa dérivée qu'avec la recette  $\text{BCl}_3/\text{Ar}$ , on trouve une vitesse de 8.1 nm/min. En revanche, la gravure de la même épaisseur d'alumine sur GaN (figure 2.33b) semble mener à une très mauvaise sélectivité, avec une gravure bien plus rapide encore du GaN, compte tenu de l'allure de la courbe au-delà de 700 secondes. De plus, à la fin de la gravure, on remarque qu'il est apparu un dépôt noir sur le support (figure 2.33c), dû à la formation d'espèces non volatiles (chlorure/fluorure/sulfure d'aluminium, oxyde de bore...).

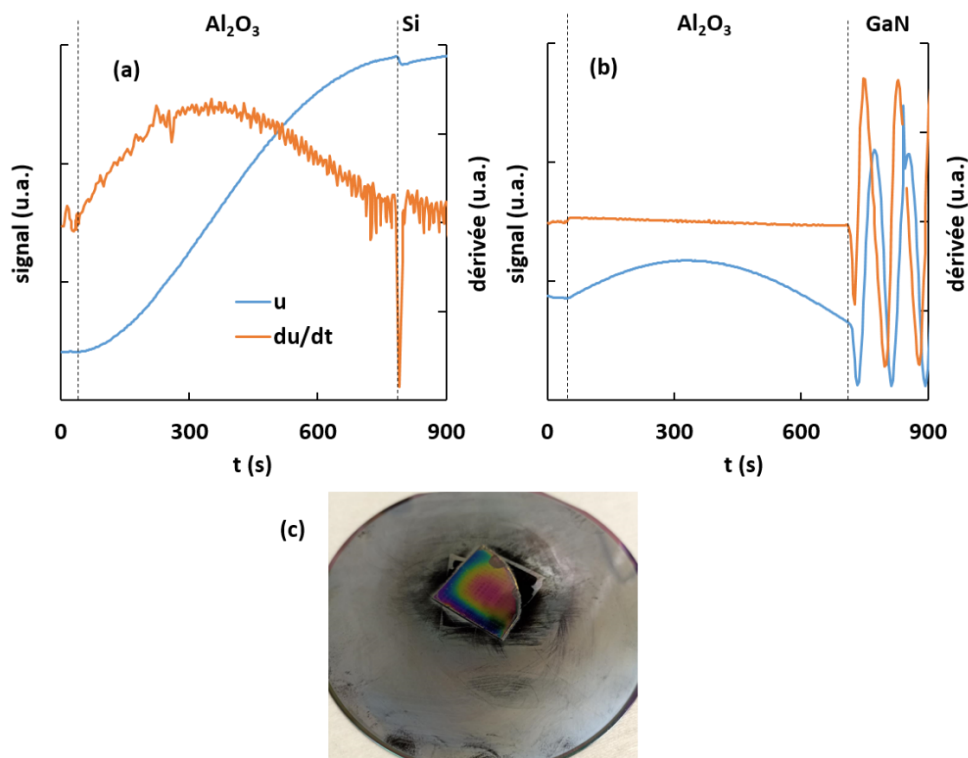


Figure 2.33 : Détection de fin d'attaque de l'alumine sur silicium (a) et sur GaN (b) avec un ratio  $\text{BCl}_3/\text{SF}_6$  de 25/5. Photo de la plaque de GaN sur son support après gravure (c).

Néanmoins le procédé a été largement amélioré en augmentant la proportion de  $\text{SF}_6$  dans le plasma (passant à un ratio de  $\text{BCl}_3/\text{SF}_6$  de 5/25 sccm), bien que cela paraisse contradictoire car l'espèce  $\text{AlF}_3$  est moins volatile que l' $\text{AlCl}_3$ , ce qui aurait donc dû conduire à encore plus de dépôt. La gravure semble toujours plus rapide sur GaN mais la sélectivité est

meilleure. Cette fois-ci la vitesse est de 10.9 nm/min. C'est ce procédé que nous retiendrons par la suite (figure 2.34).

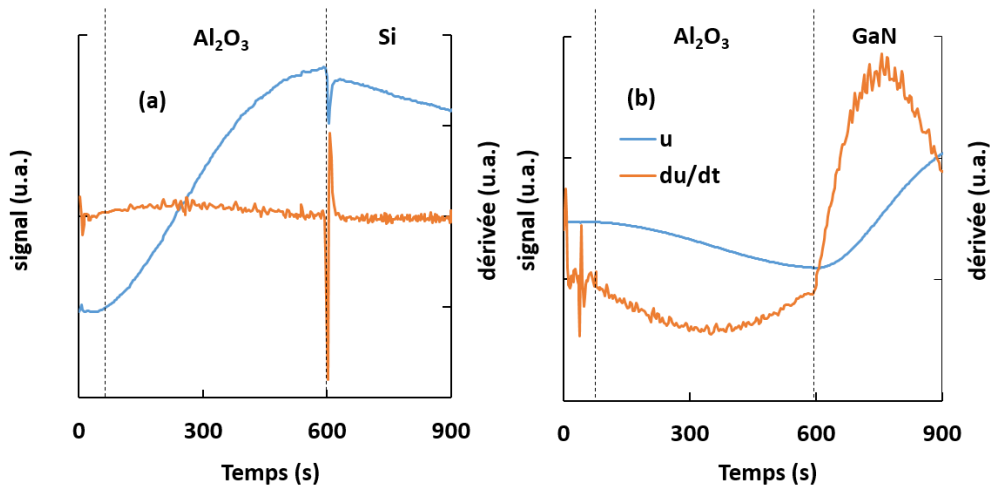


Figure 2.34 : Détection de fin d'attaque de l'alumine sur silicium (a) et sur GaN (b) avec un ratio BCl<sub>3</sub> / SF<sub>6</sub> de 5/25.

### 3.5 Seconde couche de passivation

La réalisation des électrodes de champs implique de déposer une couche de passivation avant le dépôt des contacts Schottky de grille / d'anode, afin d'espacer le métal de l'hétérostructure. La grille est découverte, il est donc nécessaire de la protéger en déposant une seconde couche de SiN. Cette étape s'insère en fin de fabrication, après la formation des

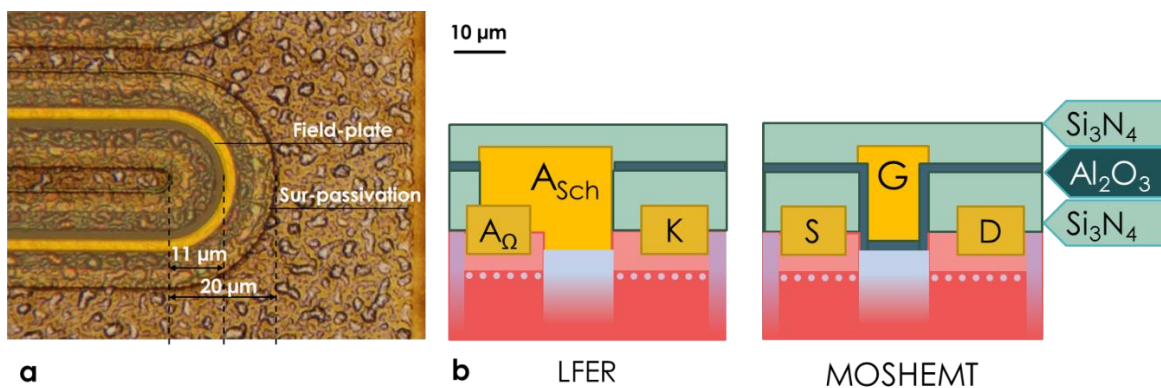


Figure 2.35 : Photo d'un HEMT vu de dessus, prise au microscope optique (a). Schéma en coupe latérale des structures de LFER et de MOSHEMT après dépôt de la seconde couche de passivation.

contacts Schottky et avant la formation des plots d'épaissement. Elle a pour but premier d'isoler électriquement la grille ainsi que les bordures des contacts ohmiques afin d'éviter les arcs électriques dans l'air, en augmentant la distance séparant les ouvertures sur le métal. Sur les HEMTs à plus large développement réalisés, la distance de vis-à-vis passe ainsi de 11  $\mu\text{m}$  (grille-drain) à 20  $\mu\text{m}$  (source-drain, avec la grille recouverte) (figure 2.35). De plus, en augmentant l'épaisseur totale de SiN, il est aussi possible de réduire la résistance du canal.

Après avoir réalisé la métallisation des contacts Ni/Au, on vient déposer 100 nm de SiN en PECVD à 340 °C, là aussi suivi d'un RTA à 400°C durant 20 minutes sous N<sub>2</sub>, comme pour la première couche de SiN. Ce procédé est répété sur six échantillons au total, issue de deux épitaxies différentes. Les trois premiers, A, B et C, sont conçus sur une épitaxie sans back-barrier. Les trois autres, D, E et F sont conçus sur une épitaxie avec back-barrier AlGaN. La résistance du canal a été mesurée à chaque étape par effet Hall (figure 2.36), c'est-à-dire en l'absence de passivation, après le premier dépôt puis après le second. On constate globalement une diminution de  $R_{\square}$  à chaque ajout d'une nouvelle couche de SiN, et des valeurs

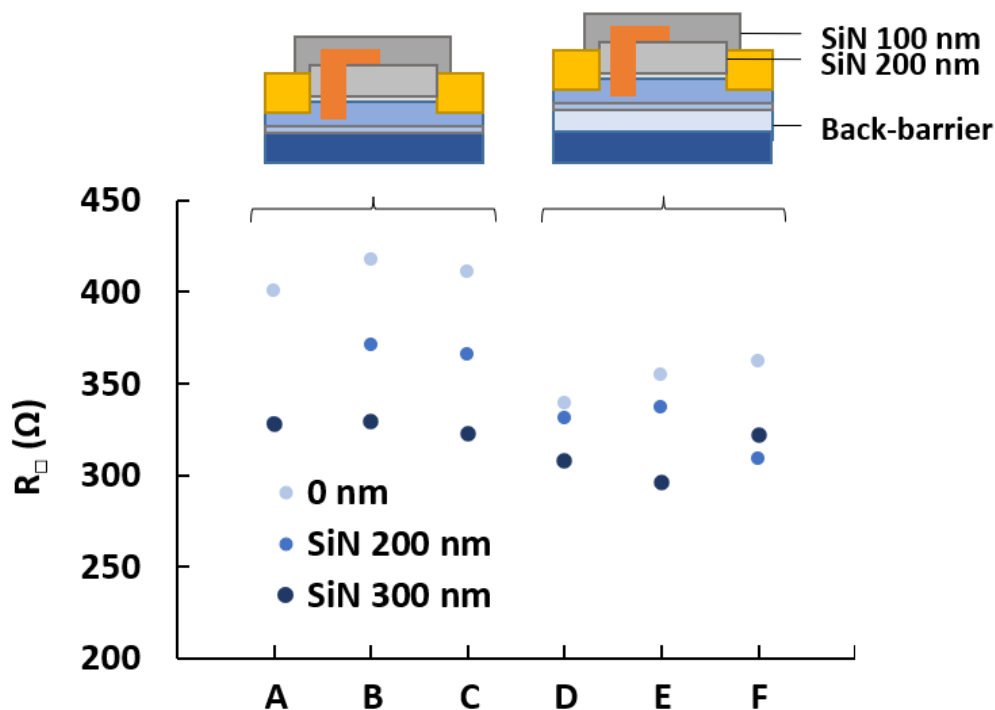


Figure 2.36 : Mesures de  $R_{\square}$  du canal par effet Hall pour chaque épaisseur de passivation SiN. Les structures avec et sans back-barrier sont représentées, ainsi que les deux couches de SiN.

toujours plus faibles dans l'épitaxie avec back-barrier. Le procédé a été particulièrement efficace sur l'échantillon C par exemple, où la résistance du canal est réduite de 10.9 % après la première passivation, puis finalement de 21.4 % après la seconde. En revanche la seconde couche de SiN n'apporte pas d'amélioration sur l'échantillon A, et dégrade même les performances de F. Ce phénomène reste toutefois assez isolé. Finalement, sur l'ensemble des plaques étudiées et ayant reçues les deux dépôts de SiN par PECVD, une réduction moyenne du  $R_{\square}$  de 11% a été constatée au bout du premier dépôt de 200 nm, et de 17% au bout du second dépôt de 100 nm supplémentaires. L'évolution de ce paramètre en fonction de l'épaisseur totale de SiN déposée est tracée en figure 2.37.

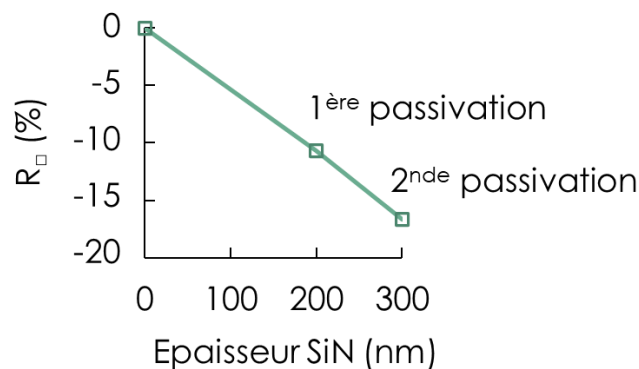


Figure 2.37 : Evolution de la résistance du canal en fonction de l'épaisseur totale de la couche de passivation en SiN déposée par PECVD.

## 3.6 Performance en régime DC

### 3.6.1 Caractéristiques des MOSHEMTs

Des transistors avec  $L_G = 2 \mu\text{m}$  et  $3 \mu\text{m}$  ont été caractérisés, mais puisque leur comportement est le même et que les performances étaient moindres à l'état off pour les grilles les plus courtes, nous avons choisi de nous concentrer sur les composants de longueur  $L_G$  de  $3 \mu\text{m}$ . Leur largeur est de  $2 \times 3 \text{ mm}$  ou  $2 \times 8 \text{ mm}$ . Ces dispositifs ont été réalisés sur l'épitaxie GaN sur SiC sans back-barrier. Nous avons vu dans les précédents paragraphes que le point le plus critique de la technologie reposait sur la qualité de l'oxyde de grille et de ses interfaces.

Nous montrons donc en figure 2.38 les caractéristiques DC des transistors dont l'oxyde a été formé avec comme oxydant de l'eau (échantillon A), sinon de l'ozone (échantillon B). La tension appliquée sur la grille de A atteint au maximum 6 V, tandis que celle de l'échantillon B monte à 7 V grâce à la meilleure robustesse de l'alumine déposée avec de l'ozone. Passées ces limites une unique fois, et bien qu'étant toujours inférieures à la tension de claquage du diélectrique comme l'ont montré les mesures I-V en partie 3.3.2, l'oxyde subit des dommages irréversibles et un courant non négligeable peut circuler au travers, même à basse tension. Il y a donc une altération physique du matériau restreignant d'autant plus sa plage d'utilisation.

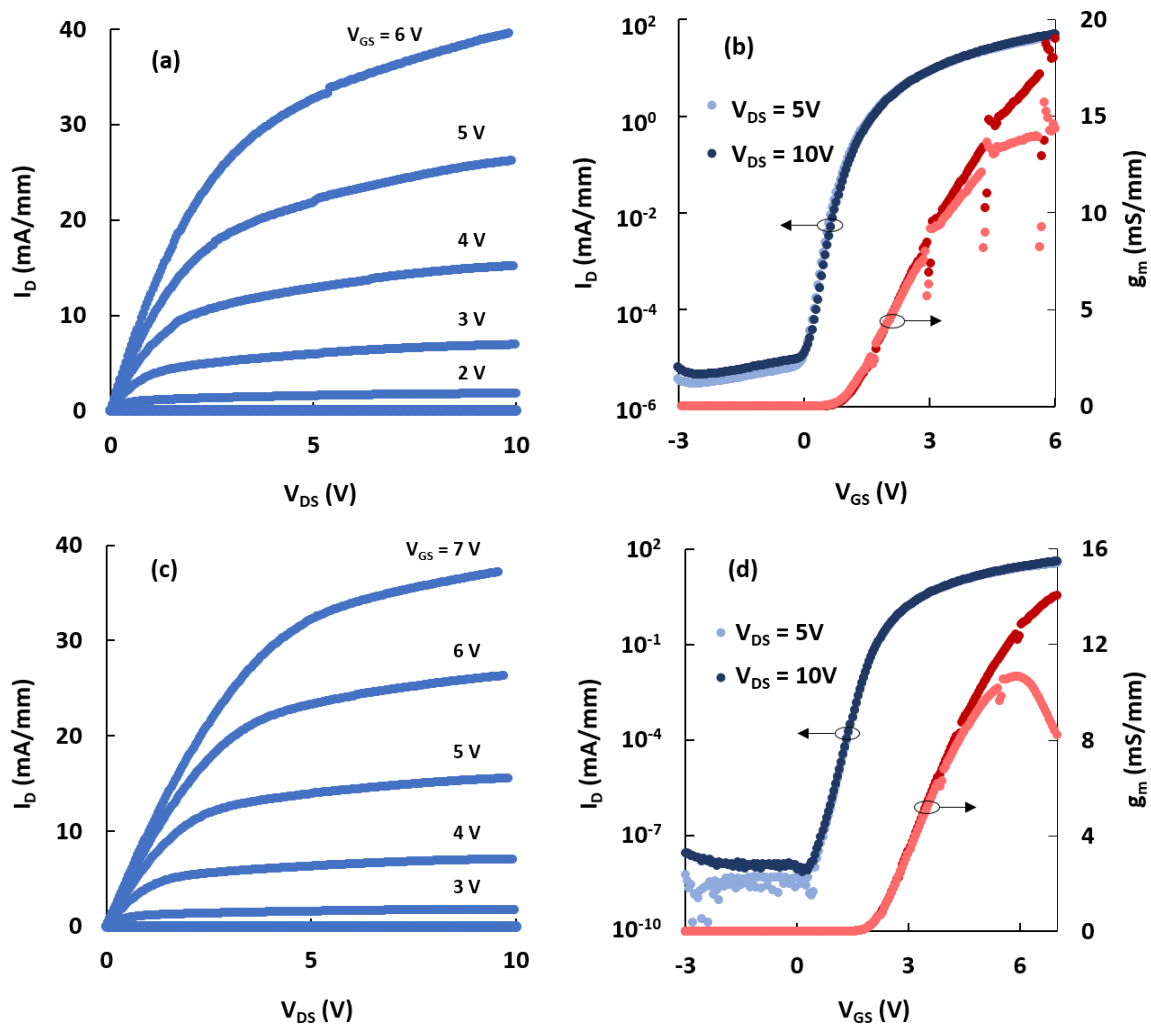


Figure 2.38 : Caractéristiques directes  $I_D$  ( $V_{DS}$ ) (a et c), et  $I_D$  ( $V_{GS}$ ) et transconductance  $g_m$  ( $V_{GS}$ ) (b et d). Dépôt d' $Al_2O_3$  selon le procédé TMAI +  $H_2O$  (a et b), et TMAI +  $O_3$  (c et d).

Les caractéristiques directes  $I_D$  ( $V_{DS}$ ) permettent d'extraire une résistance  $R_{on}$  au minimum de  $78.5 \Omega \cdot mm$  et de  $103 \Omega \cdot mm$  pour les échantillons A et B respectivement, ce qui

est trop élevé pour une technologie à base de GaN. Cette importante dégradation peut être attribuée à l'exposition prolongée au plasma SF<sub>6</sub> (traitement de 14'), car la technologie de MOSHEMT initialement conçue (traitement de 10') au cours de ce travail présentait une résistance bien plus acceptable de 15.9 Ω.mm pour un V<sub>GS</sub> de 5 V. De plus, nous avons recensé dans l'état de l'art des MOSHEMTs utilisant un recess total de barrière dont les performances à l'état on dépassait amplement celle observées ici. On note tout de même que les courbes I<sub>D</sub> (V<sub>GS</sub>) en échelle logarithmique montrent un pincement total du canal électronique précisément à 0 V, avec I<sub>on/off</sub> = 5.10<sup>6</sup>, pour l'échantillon A, et à 0.35 V avec I<sub>on/off</sub> = 5.10<sup>9</sup> pour l'échantillon B, garantissant un état off bien maîtrisé lorsque les composants sont au repos.

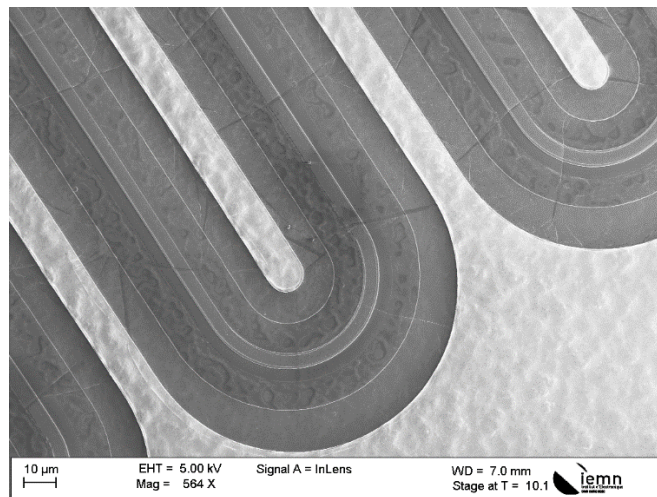


Figure 2.39 : Image MEB d'un MOSHEMT 2x8mm : agrandissement sur le motif serpentin.

### 3.6.2 Caractéristiques des LFER

Les diodes ont des longueurs d'anode Schottky L<sub>a</sub> de 2 et 4 μm et des largeurs W de 2, 6 et 16 mm. Les caractéristiques en direct et en inverse des LFER sont tracées sur la figure 2.40. Dans l'épitaxie sans back-barrier, on trouve une tension de seuil moyenne de 0.24 V avec une dispersion non négligeable, les valeurs s'étalant de 0.11 V à 0.53 V. Dans l'épitaxie avec back-barrier, les diodes présentent des tension de seuil en moyenne de 0.22 V (à un courant de 1 mA/mm) avec une faible déviation de 53 mV.



Le courant de fuite en inverse est pour la majorité des composants inférieur à  $10 \mu\text{A}/\text{mm}$ , ce qui est un résultat satisfaisant au regard de leur faible  $V_{\text{on}}$ . En effet il a été constaté au cours de ce travail que ces deux paramètres entraînent souvent en contradiction, un  $V_{\text{on}}$  plus faible étant synonyme d'un pincement plus léger du canal. Ce courant a deux chemins majoritaires pour rejoindre l'anode. Dans le premier cas, il est surtout question du pincement insuffisant du canal et des fuites au travers du buffer, qui permet ainsi au courant de circuler au travers de la partie ohmique du contact. La présence de la back-barrier a pu contribuer à réduire ces dernières, notamment dans les diodes de plus grande longueur d'anode  $L_a = 4 \mu\text{m}$  et de plus grands développement (6 et 16 mm), où  $I_R$ , mesuré à  $-100 \text{ V}$ , vaut en moyenne  $6.9$

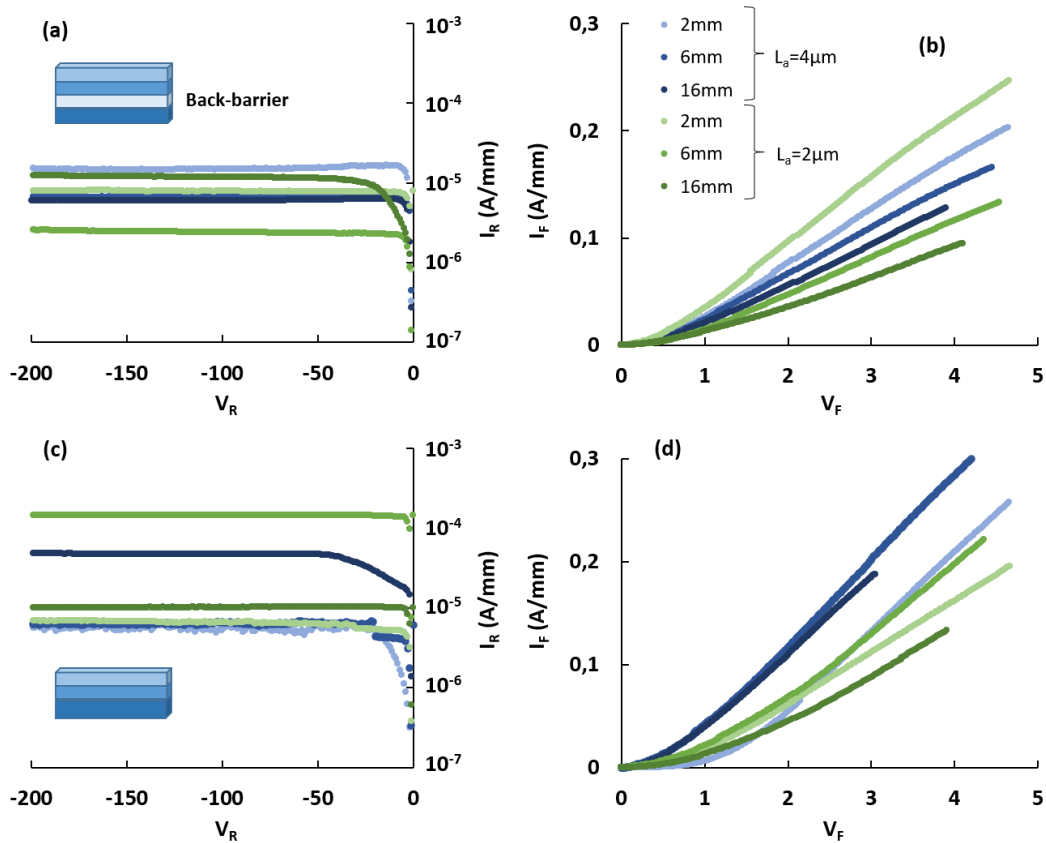


Figure 2.40 : Mesures I-V des LFER sur l'épitaxie avec back-barrier en polarisation inverse (a) en direct (b), et sur l'épitaxie sans back-barrier en inverse (c) et direct (d).

$\mu\text{A}/\text{mm}$ , contre  $26 \mu\text{A}/\text{mm}$  sans back-barrier. Toutefois on constate une résistance plus importante sur ces mêmes composants, respectivement de  $25 \Omega \cdot \text{mm}$  contre  $12 \Omega \cdot \text{mm}$ , ce qui est trop élevé par rapport à ce que l'on a pu voir jusqu'alors, dans ce travail comme dans la littérature (cf. Chapitre 1).

La tension de claquage BV de certaines de ces diodes a été mesurée (figure 2.41). Les diodes de largeur 6 et 16 mm de l'épitaxie avec back-barrier claquent respectivement à 358 V et 320 V, tandis que celle de l'épitaxie sans back-barrier claquent toutes les deux à 240 V. Cette amélioration, qui dépend ici uniquement de l'épitaxie, s'explique par le gap plus élevé

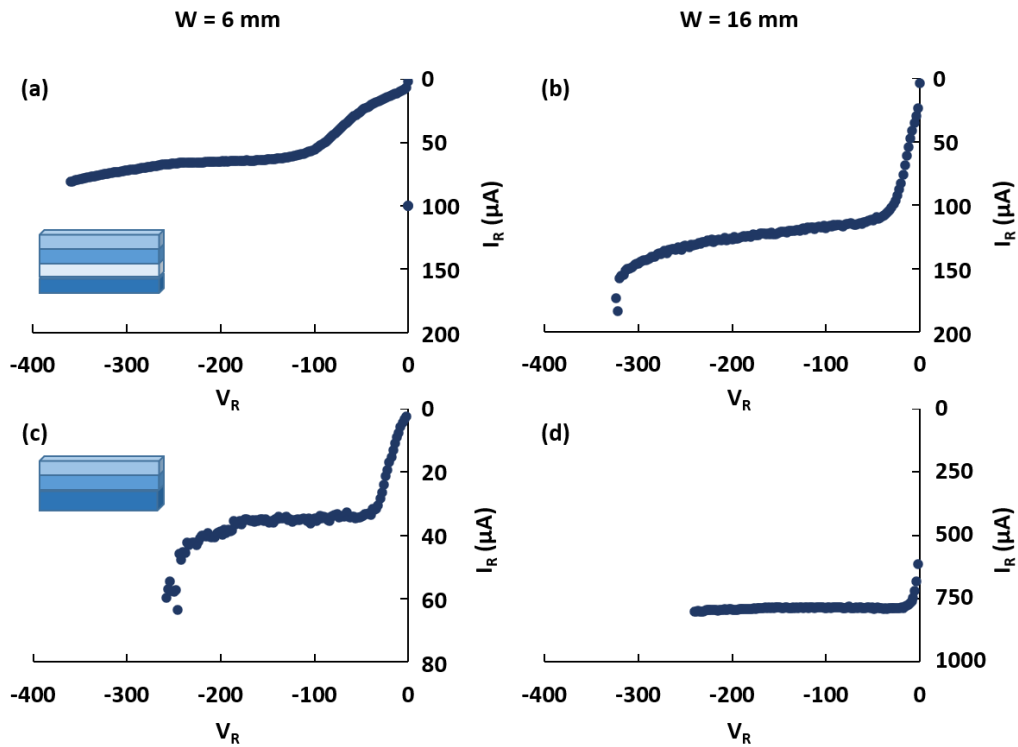


Figure 2.41 : Mesures I-V du claquage de deux diodes sur l'épitaxie avec back-barrier, de longueurs 6 mm (a) et 16 mm (b), et sans back-barrier, (c) et (d) respectivement.

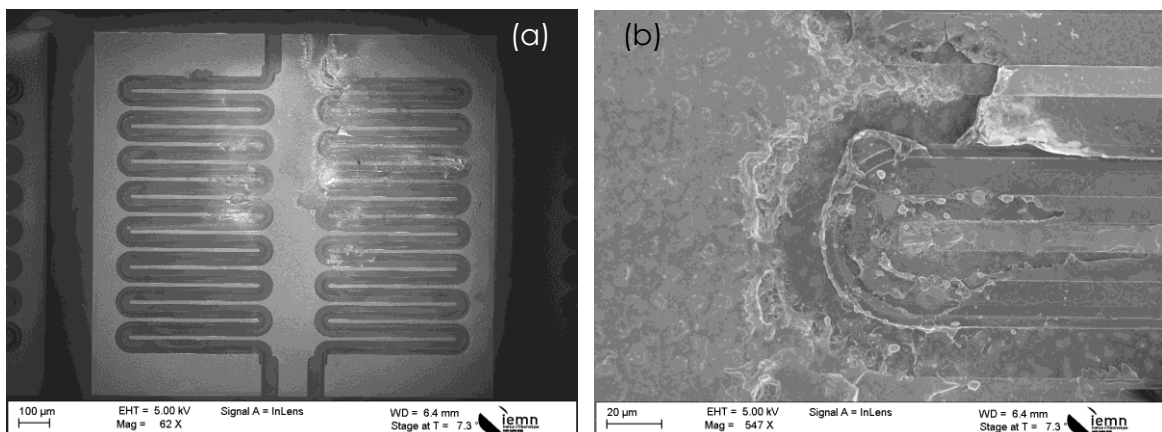


Figure 2.42 : Diode LFER 2\*8 mm après claquage en plan large (a) et agrandissement sur le serpentin (b).

de l'AlGaIn que du GaN, qui lui confère une meilleure tenue en tension. Ainsi le claquage au travers du buffer (punchthrough) est repoussé à un plus fort champ électrique [96].

### 3.7 Synthèse des étapes de fabrication

Un chronogramme est représenté en figure 2.43 afin de synthétiser l'ensemble des expérimentations réalisées. Il tient compte du changement d'ordre de certaines étapes du procédé (passivation SiN et ouverture de passivation) ainsi que de celles ajoutées au procédé initial telles que le prétraitement de surface par plasma SF<sub>6</sub>, le dépôt du diélectrique de grille et les diverses gravures. La plupart des modifications ont eu lieu après l'isolation des composants et avant le dépôt métallique Ni/Au des contacts Schottky ou MOS.

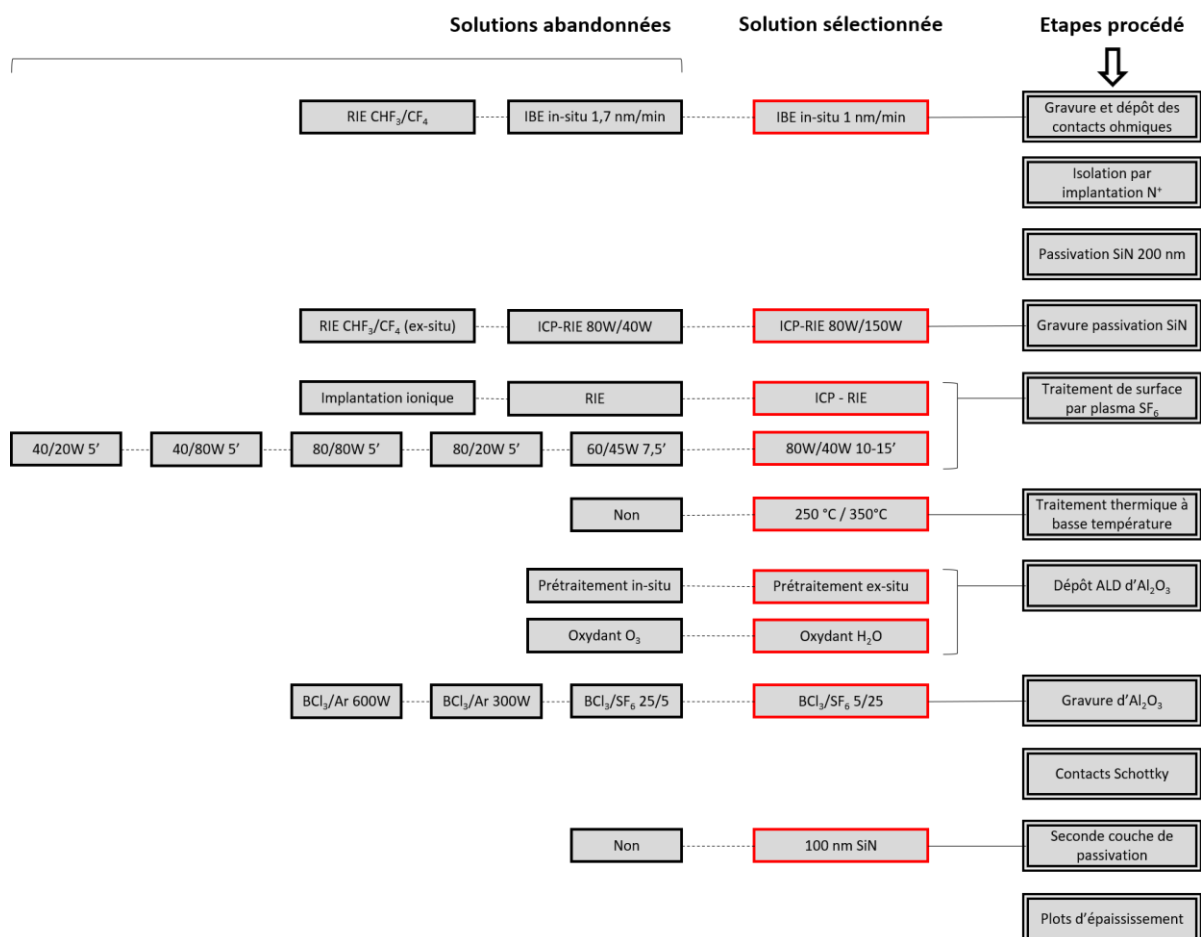


Figure 2.43 : Fil des étapes de fabrication des composants normally-off

Pour finir, la figure 2.44 schématise les modifications structurales successives menant à la formation des MOSHEMT et des LFER.

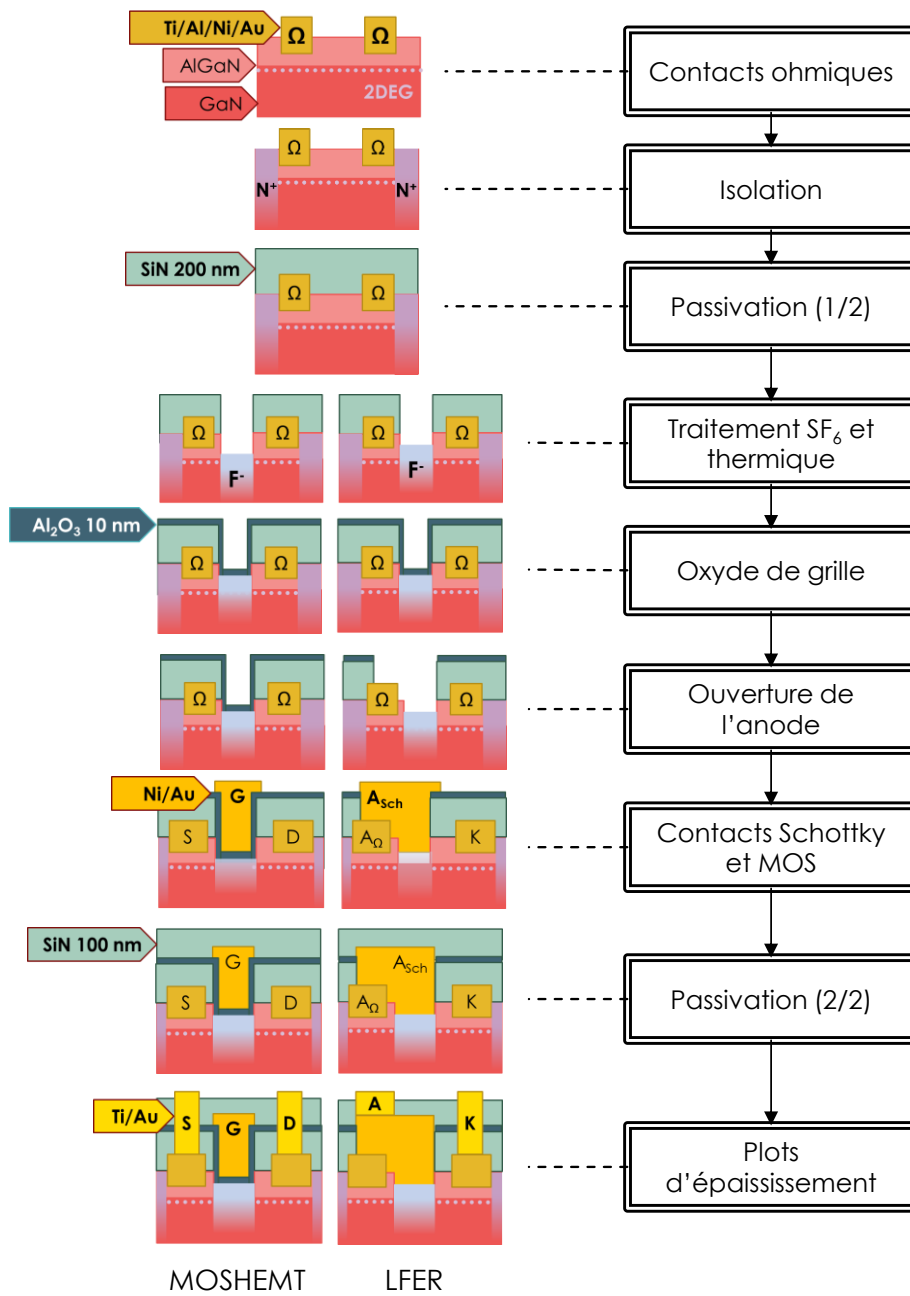


Figure 2.44 : Evolution structurelle des composants MOSHEMT et LFER au fil du procédé.

## 4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, l'ensemble des étapes du développement technologique simultané de HEMT, de LFER et de diodes Schottky sur hétérojonction AlGaIn/GaN, a été décrit et évalué. Nous avons tout d'abord étudié le procédé pour la fabrication de HEMTs normally-on, qui nous a servi de point de départ. Le dépôt des contacts ohmiques a fait l'objet d'une attention particulière, et quelques améliorations ont pu être apportées en vue de réduire davantage la résistance des contacts. Puis nous nous sommes penchés sur la fabrication de composants à effet de champ normally-off, E-HEMT et LFER, au travers d'un procédé de traitement de l'AlGaIn par plasma SF<sub>6</sub> sur des développements de petites dimensions, et sur lesquels des études paramétriques ont permis d'optimiser leur fonctionnement. Des tensions de pincement supérieures à 0 V ont effectivement été obtenues, accompagnées de caractéristiques en régime continu encourageantes, telles qu'un rapport  $I_{on/off}$  et une tenue en tension croissantes au fil des optimisations du procédé. Ces améliorations ont également été renforcées grâce à un traitement thermique spécifique à basse température suivant l'exposition au plasma fluoré. Au vu des résultats précédents, il est apparu nécessaire, premièrement, de diviser l'étape de traitement par plasma en deux selon que l'on souhaite fabriquer des HEMTs ou des LFER. Il a également été montré que la gravure partielle de la barrière contribuait efficacement à réduire les fuites de courant, tout en minimisant la tension de seuil des diodes et donc les pertes en puissance des LFER. Afin de supprimer les courants de fuite au travers de la grille, il a également été mis au point un procédé de dépôt d'alumine pour la fabrication de MOSHEMT. Là encore une étude paramétrique a été menée afin d'optimiser la tenue en tension et les états d'interface entre l'alumine et l'AlGaIn. Celle-ci fera l'objet d'une évaluation approfondie ultérieurement. Plusieurs procédés de gravure de l'Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> et du SiN ont été expérimentés en RIE-ICP pour synthétiser les étapes de fabrication et favoriser le traitement de surface de l'AlGaIn in-situ.



# Chapitre 3: Caractérisation des HEMT normally-off et des diodes GaN

La fabrication de composant à effet de champs normally-off fait appel à une technologie de grille/d'anode particulière. Les différents procédés agissent directement sur la barrière et en modifient les états de surface, et par conséquent le comportement électrique des composants en régimes continu et dynamique. De plus, le redressement de la bande de conduction à l'hétérojonction induit la déplétion du canal, et active ainsi des pièges de la bande interdite. Cette partie aura pour objectif de comprendre l'impact du traitement de surface par plasma fluoré, du traitement thermique, et du dépôt de l'oxyde de grille sur les propriétés physiques de l'hétérostructure. L'analyse sera divisée en deux parties.

La première d'entre elle sera consacrée aux diodes GaN Schottky et aux diodes LFER. Nous nous intéresserons d'abord aux altérations induites à la surface de la barrière AlGa<sub>N</sub> - et donc aussi à l'interface Ni/AlGa<sub>N</sub> - par le plasma SF<sub>6</sub> et le traitement thermique associé afin de déterminer les mécanismes de conduction dominants au travers des contacts Schottky. A partir de mesures I-V-T en atmosphère cryogénique, deux modèles de représentation seront comparés. Nous considérerons d'abord que les états de surface de la barrière sont la cause d'inhomogénéités réparties sur le contact Ni/AlGa<sub>N</sub>, formant des chemins de plus basses énergies pour les électrons. Puis dans le second modèle, les mécanismes de conduction seront identifiés, afin d'évaluer la contribution des modes de conduction dégradant le fonctionnement de la jonction métal/semiconducteur. Des mesures C-V ont également été réalisées, afin d'extraire le profil de répartition des électrons dans l'épitaxie, et le profil de répartition des états d'interface dans la bande interdite. Dans un second temps, nous exposerons les résultats d'analyses XPS de la surface AlGa<sub>N</sub> avec ou sans le traitement de surface. Nous terminerons cette première partie en présentant des performances des LFER en régime dynamique. Des mesures de current collapse dans le domaine temporel ont été

réalisées et nous permettrons de tirer des conclusions sur des composants de grandes dimensions.

Dans la seconde partie, nous nous intéresserons aux propriétés des contacts MOS et aux transistors MOSHEMT. Pour commencer, une étude de la caractéristique C-V des contacts MOS fera l'objet d'analyses visant à comparer différents procédés de dépôt d'alumine sur deux épitaxies différentes. Celles-ci incluront également l'influence d'un stress électrique préalable. L'objectif final est d'avoir un aperçu de la répartition des électrons dans la structure et calculer la densité des états d'interface. Une discussion sur les mécanismes de piégeage à l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$  sera proposée à partir des résultats obtenus. Nous nous pencherons ensuite sur les mesures en régime pulsé des MOSHEMT. Les performances seront évaluées au travers des mesures de gate-lag et de drain-lag.



## Partie 1 : Caractérisation des diodes Schottky et des LFER

### 1 Analyse des contacts Schottky avec prétraitement par plasma SF<sub>6</sub> et traitement thermique

#### 1.1 Etude des contacts Schottky Ni/AlGaN au travers de la caractéristique courant - tension - température

Dans cette partie, nous exposerons l'analyse des propriétés physiques du contact Schottky Ni/AlGaN lorsque la surface a subi un prétraitement par plasma SF<sub>6</sub> et/ou un traitement thermique a posteriori. Nous évaluerons dans un premier temps les performances en régime continu des composants à température ambiante. Ensuite, des analyses de mesures en températures cryogéniques apporteront des éléments de réponse sur les améliorations permises par cette technique de fabrication.

##### 1.1.1 Technologie des composants sous test

Dans un premier temps, nous résumerons brièvement les étapes de fabrication. Celles-ci ayant été détaillées au chapitre 2, nous nous contenterons ici de simplement les rappeler. La plaque a été divisée en deux morceaux – A et B – ayant fait l'objet de procédés de fabrication simultanés. La fabrication des composants a commencé par la métallisation des contacts ohmiques en utilisant le séquentiel Ti/Al/Ni/Au, d'épaisseurs 12/200/40/100 nm, avant d'être recuit à 850°C durant 30 secondes. Les différents dispositifs ont été isolés électriquement par implantation ionique de N<sup>+</sup>. Une couche de passivation en SiN de 200 nm a été déposée par PECVD à 340°C, précédée d'un traitement de la surface par un plasma de N<sub>2</sub>O. L'ouverture de passivation a été effectuée en RIE par un plasma CHF<sub>3</sub> / CF<sub>4</sub>. On réalise ensuite le traitement de la surface des anodes avant métallisation. Les échantillons sont exposés à un plasma SF<sub>6</sub> en RIE/ICP à des puissances de 80 W et de 40 W, respectivement,

durant 10 minutes. La tension induite est de 28 V, ce qui est assez faible et limite ainsi les dégâts que subit la maille d'AlGaN. L'échantillon A est ensuite exposé au traitement thermique à basse température (LTA), composé de deux plateaux à 250°C et 350°C de 180 minutes chacun. L'échantillon B n'a pas été recuit par LTA. Il s'agit de la seule différence entre les deux échantillons. Les contacts Schottky Ni/Au de 40/300 nm ont été déposés par évaporation puis recuits à 400°C durant 20 minutes. Enfin, les plots d'épaissement Ti/Au de 100/400 nm ont été déposés.

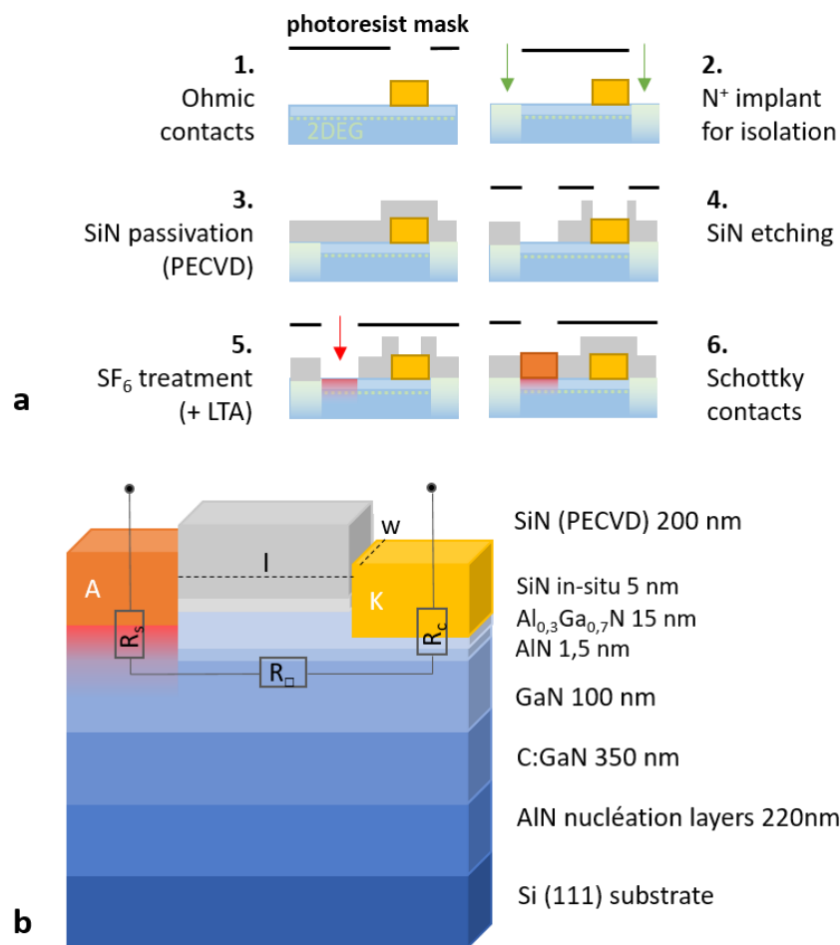


Figure 3.1 : Vue en coupe latérale des diodes Schottky.

Au moyen de mesures I-V sur échelle TLM, on extrait une résistance de contact  $R_c$  moyenne de 0.41  $\Omega$ .mm pour l'échantillon A, et de 0.68  $\Omega$ .mm pour l'échantillon B. La résistance  $R_{\square}$  moyenne du canal, mesurée par effet Hall sur des trèfles de Van Der Pauw (non traités au SF<sub>6</sub>), est de 388  $\Omega/\square$  et 406  $\Omega/\square$  respectivement. On s'intéresse ici aux diodes

Schottky présentes sur le masque de lithographie, dont la structure est représentée sur la figure 3.1. La distance anode-cathode  $L_{ac}$  est de 5  $\mu\text{m}$ , et la largeur  $W$  est de 100  $\mu\text{m}$ . Les contacts d’anode ont des surfaces variables selon les mesures à réaliser. Les détails relatifs aux topologies des dispositifs seront exposés ultérieurement.

### 1.1.2 Mesure I-V à température ambiante

Des mesures à température ambiante ont été menées dans un premier temps. Quatre composants ayant été soumis – ou non – au LTA ont été testés et ont montré une bonne reproductibilité. Afin de clarifier l’analyse des résultats suivants, nous avons sélectionné deux diodes représentatives des échantillons A et B, leurs caractéristiques I-V en polarisation directe et inverse sont tracées sur la figure 3.2. La tension de seuil  $V_{on}$  est mesurée pour un courant de 1 mA/mm, la résistance série totale  $R_{on}$  est mesurée au maximum de la pente de la caractéristique directe et le courant de fuite en inverse  $I_R$  est prélevé pour une tension de

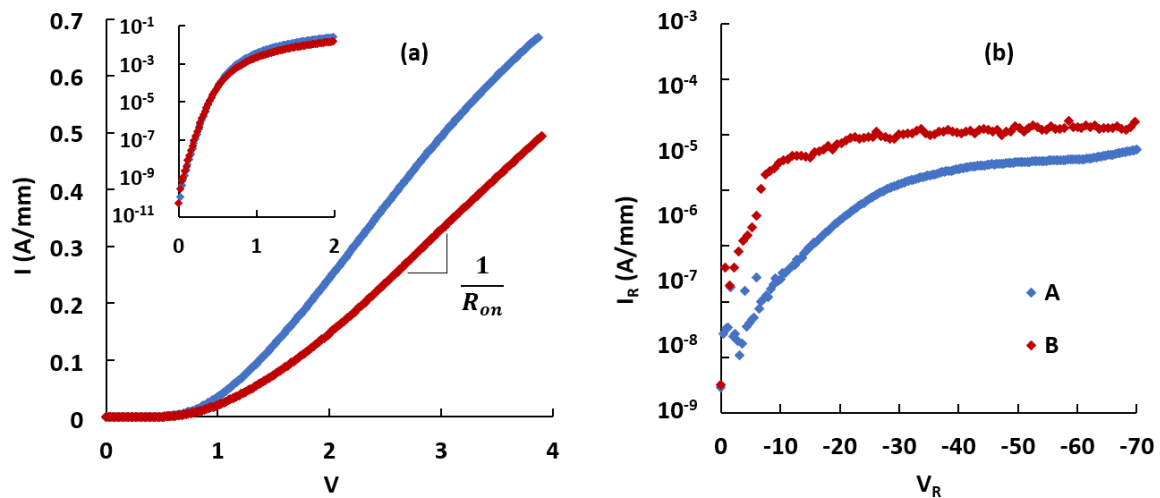


Figure 3.2 : Mesures I-V à température ambiante en direct (a) et en inverse (b).

-50 V. La résistance propre au contact Schottky  $R_s$  est calculée par l’équation 3.1. C’est l’échantillon A ( $\text{SF}_6$  + LTA) qui montre les meilleures performances avec un  $V_{on}$  de 0.54 V et un

$$R_S = R_{on} - R_{\square} \cdot \frac{l}{W} - \frac{R_c}{W} \quad 3.1$$

$R_{on}$  de 3.7  $\Omega \cdot \text{mm}$ . L’échantillon B ( $\text{SF}_6$  uniquement) se caractérise par un  $V_{on}$  de 0.54 V également et un  $R_{on}$  et de 5.2  $\Omega \cdot \text{mm}$ . En excluant les résistances de contact et de canal, on

peut extraire une valeur de  $R_s$  de 1.26  $\Omega$ .mm et de 2.58  $\Omega$ .mm pour les échantillons A et B respectivement.

Le courant de fuite  $I_R$  est de 32  $\mu$ A/mm pour l'échantillon A et 130  $\mu$ A/mm pour l'échantillon B. Le recuit à basse température permet manifestement de réduire  $R_s$  et  $I_R$  et apporte donc un élément de solution pour l'optimisation du comportement en régime continu des diodes Schottky. Cette amélioration peut être attribuée à la restauration des dégâts induits par le plasma lors du traitement au  $SF_6$  [97], et potentiellement aussi à la passivation d'état d'interface [30], [98], ce que nous vérifierons dans les prochains paragraphes.

### 1.1.3 Mesures IV à températures cryogéniques

Dans un contact Schottky idéal (cas d'un semiconducteur dopé N), les variations du courant de saturation en polarisation inverse  $I_S$  s'opposent à la hauteur de barrière métal – semi-conducteur  $\phi_b$ . L'unique mode de conduction au travers d'un contact métal-semiconducteur devrait donc être l'émission thermoïonique (TE), telle que décrit par le modèle de Schottky-Mott (équations 3.2 et 3.3). Ce n'est pas ce qu'on observe en pratique. En effet, sur les caractéristiques I-V relevées dans la partie précédente, nous avons constaté une réduction du courant de fuite en inverse pour l'échantillon A, ayant subi le LTA, par rapport à l'échantillon B, alors que la tension de seuil restait la même. Cela paraît incohérent lorsqu'on considère un mécanisme de conduction par émission thermoïonique pur.

$$I = I_S \cdot \left( \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad 3.2$$

$$I_S = AA^*T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT}\right) \quad 3.3$$

A est la surface du contact et  $A^* = 2.8 \cdot 10^5$  A.m<sup>-2</sup>K<sup>-2</sup> est la constante de Richardson, k et T et V sont la constante de Boltzmann, la température et la tension anode-cathode, respectivement.

Afin de comprendre plus exactement les mécanismes de conduction permettant d'expliquer les écarts observés entre les différents échantillons, des mesures à températures cryogéniques ont été réalisées, de 77 K à 300 K (figure 3.3). Cette fois-ci, les dimensions

d'anodes sont de  $3 \times 100 \mu\text{m}^2$  afin de limiter la résistance parallèle et éviter de provoquer localement une dérive de la température souhaitée. Aussi le courant maximum a été fixé à 15 mA, ce qui est amplement suffisant pour observer la pente de la courbe I-V à faible champ ( $< 0.5\text{V}$ ). La tension  $V_{\text{on}}$  à 300 K est ici de 0.67 V sur l'échantillon A, et de 0.83 V pour l'échantillon B. Ces valeurs, plus élevées que pour les contacts de plus large dimension vu au paragraphe précédent, s'explique pour une résistance  $R_{\text{on}}$  plus grande à cause d'une longueur d'anode réduite.

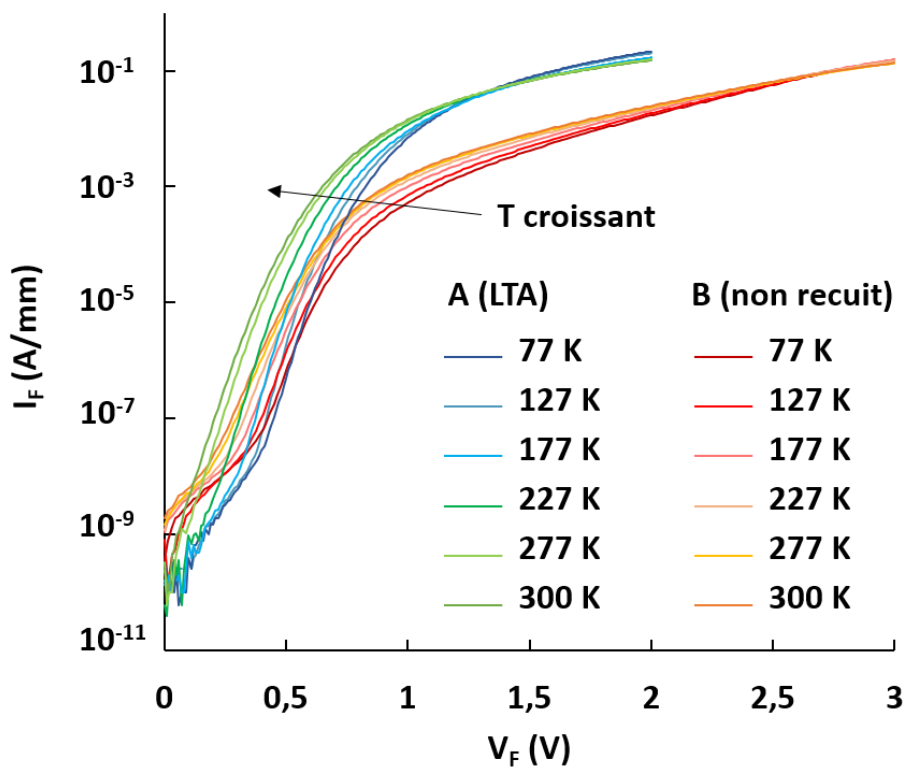


Figure 3.3 : Mesures I-V directe en température cryogéniques. Anode de dimensions  $3 \times 100 \mu\text{m}^2$ .

Nous proposons deux méthodes d'analyses des mesures I-V-T, afin d'apporter un maximum d'information sur le comportement des contacts. D'une part, on considère les inhomogénéités de la barrière AlGaIn, par l'exploitation de la courbe  $\phi_b(T)$ . D'autre part, on calcule la contribution des différents modes de conduction (thermoionique ou tunnel) à partir des variations de la courbe  $\eta(T)$ .

### 1.1.3.1 Analyse au travers des inhomogénéités de la barrière

La méthode introduite initialement par Werner et al. [99] consiste à analyser l'inhomogénéité de surface de l'AlGaIn en considérant les fluctuations de la hauteur de la barrière de potentiel. Ainsi, les inhomogénéités du contact sont responsables de variations locales de la barrière Schottky et induisent des chemins de fuites à des niveaux d'énergies parfois plus faible que ceux de la barrière Ni/AlGaIn idéale [100]. Selon ce modèle, la barrière mesurée  $\phi_b$  correspond en réalité à la hauteur moyenne de barrière du contact idéal  $\langle \phi_b \rangle$  ôtée d'une énergie proportionnelle à sa variance  $\sigma^2$  le long de la surface. Ces trois paramètres sont liés entre eux en fonction de la température par la relation 3.4 :

$$\phi_b(T) = \langle \phi_b \rangle - \frac{q\sigma^2}{2kT}, \quad 3.4$$

On trace donc la courbe  $\phi_b(T)$  en fonction de  $q/2kT$  (figure 3.4), de sorte qu'une extrapolation linéaire permette d'identifier directement les grandeurs  $\langle \phi_b \rangle$  et  $\sigma$ . On remarque que la courbe semble suivre deux tendances distinctes, avec deux pentes se dessinant autour de  $q/(2kT) = 33 \text{ eV}^{-1}$  (soit  $T = 177\text{K}$ ). Garg et al. [101] ont d'ailleurs fait le même constat, et localisent un changement de la pente autour de 160 K, en suivant le même protocole de mesure. Sur la plage de températures hautes, les barrières  $\langle \phi_b \rangle$  calculées sont de 0.93 eV et de 1.01 eV, associées à des déviations de 0.12 eV et 0.13 eV pour les échantillons A et B, respectivement. Elles correspondent à la hauteur moyenne de la barrière Schottky. Shin et al. [100] et Karboyan et al. [102] ont trouvé des grandeurs similaires respectives de 0.98 eV et 1.07 eV. Sur la plage de températures basses, on obtient des  $\langle \phi_b \rangle$  de 0.7 eV et 0.6 eV associées à des  $\sigma$  de 5.5 meV et 6.5 meV, pour les échantillons A et B respectivement, qui correspondent aux imperfections des contacts (des dislocations par exemple), et qui donc servent de chemins alternatifs de plus basses énergies aux porteurs de charges [103], [104].

Malgré la proximité entre les barrières moyennes obtenues, leurs faibles dispersions rendent ces valeurs interprétables. Ainsi, l'échantillon A ayant subi le traitement thermique donne un  $\langle \phi_b \rangle$  plus élevé et réduit donc la probabilité de passage des porteurs au travers

des défauts dans la barrière, en comparaison de l'échantillon B. Ces défauts ont également une profondeur moindre sous la bande de conduction, comme illustré sur la figure 3.5.

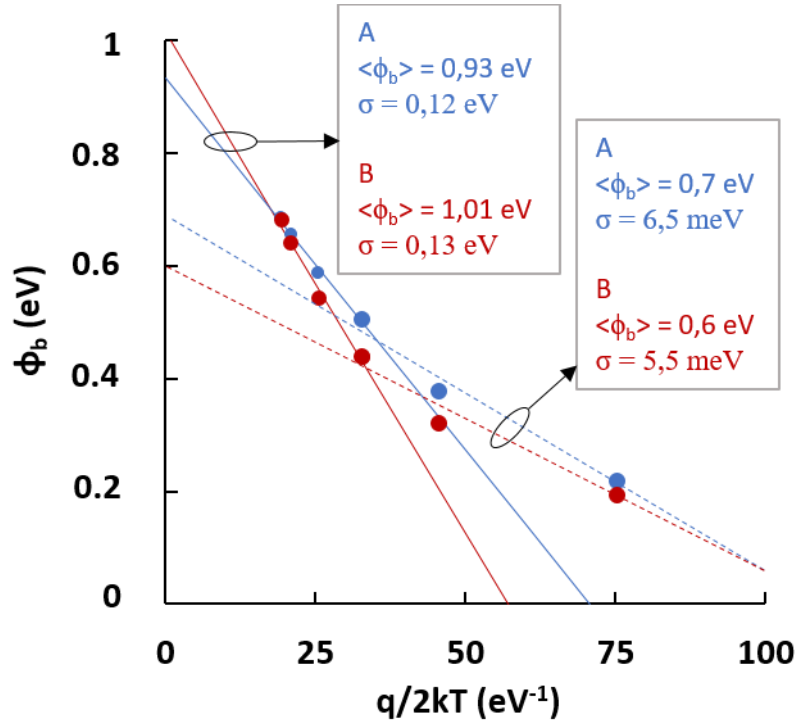


Figure 3.4 : Extrapolation des paramètres  $\langle \phi_b \rangle$  et  $\sigma$  (lignes pleines) par la mesure de la barrière de potentiel apparente  $\phi_b$  en fonction de la température (points). Les lignes pointillées représentent la seconde option de régression, à plus basse température.

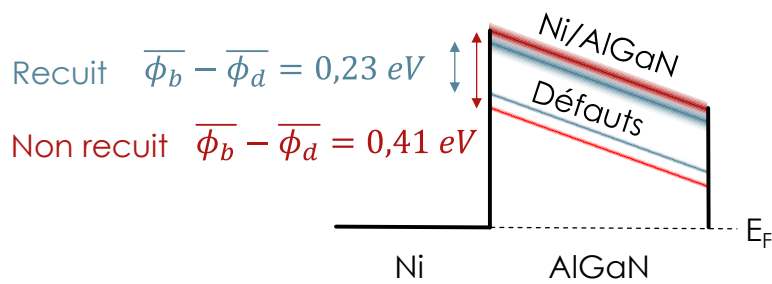


Figure 3.5 : Diagramme de bande représentant la hauteur de barrière moyenne des contacts Schottky et des défauts dans l'AlGaN, pour les échantillons A (en bleu) et B (en rouge).

### 1.1.3.2 Extrapolation du paramètre tunnel $E_{00}$

Afin de compléter notre étude, nous abordons une seconde méthode, qui se base avant tout sur l'évolution du facteur d'idéalité du contact. Celui-ci donne en fait une indication sur la contribution des différents modes de conduction. En effet, contrairement au cas de la diode Schottky idéale évoquée plus haut, l'émission thermoïonique n'est pas le seul mécanisme existant permettant aux électrons de franchir la barrière de potentiel, il existe également des courants de fuite traversant par effet tunnel (TU). Il existe également des mécanismes (tunnel et thermoïonique) dérivés. Parmi eux on relève principalement l'effet tunnel assisté par effet de champ (FTU), dans le cas d'une barrière de potentiel trapézoïdale, comme c'est le cas avec l'hétérojonction AlGaIn/GaN. Les électrons atteignant un niveau d'énergie, grâce à un champ électrique, inférieur à la hauteur  $\phi_b$  mais tel qu'ils perçoivent une moindre épaisseur de la barrière. On trouve également l'effet tunnel assisté par effet de pièges (TTU), qui permet aux porteurs de traverser la barrière en plusieurs étapes, grâce à des pièges qui leurs sont accessibles à l'intérieur de celle-ci. Il existe aussi par équivalence l'émission thermoïonique assistée par effet de champ (FTE), qui de la même façon vient placer les porteurs à un niveau d'énergie suffisant pour permettre le passage de la barrière grâce au cumul avec l'énergie thermique, qui n'aurait pas suffi seule à leur faire franchir.

La méthode proposée ici ne permet pas de quantifier précisément chacun de ces mécanismes dérivés, mais considère les modes TU et TE sans dissocier leurs variantes. Ainsi, l'expression du courant inverse en tenant compte des modes simultanés TU et TE est donnée par la relation 3.5 :

$$I_R = AA^*T^2 \cdot \exp\left(-\frac{\phi_b}{\eta kT}\right) \quad 3.5$$

A partir de la mesure  $\eta(T)$ , on peut extraire le paramètre tunnel  $E_{00}$ , qui apporte une information quant à la contribution de la conduction par effet tunnel. La figure 3.6 propose une représentation schématique de  $E_{00}$  sur le diagramme de bandes d'une structure Ni/AlGaIn/GaN ainsi que des différents modes de conduction à l'œuvre. Lorsque  $E_{00} \gg kT$ ,



l'effet tunnel est le mécanisme de conduction majoritaire et lorsque  $E_{00} \sim kT$ , c'est le mode TFE qui prime. Dans le cas où  $E_{00} \ll kT$ , le mode TE pur est majoritaire [105]. Le facteur d'idéalité mesuré en fonction de la température est tracé sur la figure 3.7 pour les échantillons A et B.

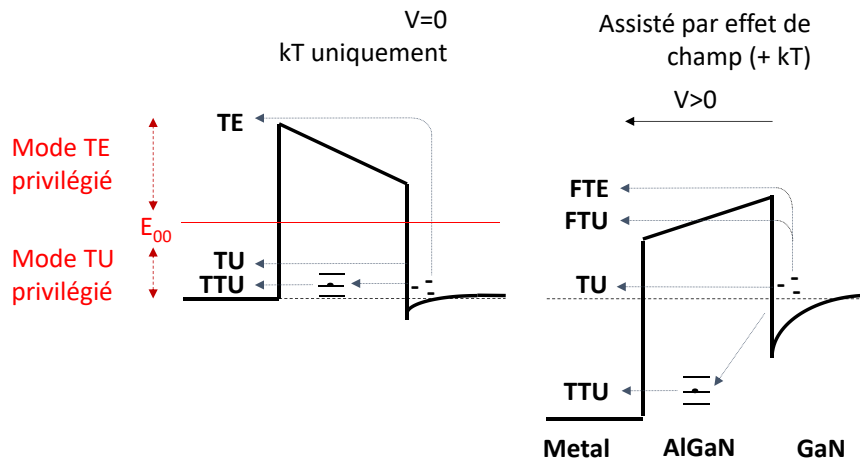


Figure 3.6 : Représentation schématique de  $E_{00}$  et des différents modes de conduction par effet tunnel et par émission thermoïonique.

A 300 K, un  $\eta$  de 1.23 a été obtenu sur la diode A, ce qui est un bon résultat par rapport à l'état de l'art [81], [82], [100], [106], ainsi que de 1.73 pour la diode B. Le paramètre tunnel  $E_{00}$  est ensuite calculé par l'extrapolation proposée (équation 3.6) par Padovani et al. [107] :

$$\eta(T) = \left( \frac{qE_{00}}{kT} \right) \cdot \coth \left( \frac{qE_{00}}{kT} \right), \quad 3.6$$

Des valeurs respectives de  $E_{00}$  de 26 meV et de 38 meV ont été obtenues pour les diodes A et B. En polarisation directe et à 300 K, on peut ainsi affirmer que le mécanisme de conduction prédominant dans la diode A est l'émission thermoïonique assistée par effet de champ, du fait que  $E_{00}$  est du même ordre de grandeur que  $kT$  (26meV). L'échantillon B souffre de plus de conduction de type TU, et plus probablement des modes TTU ou FTU. En effet, l'épaisseur de la barrière restant la même entre les deux échantillons, le LTA n'a a priori pas d'influence sur la conduction par l'effet tunnel pur. Lü et al. [108] ont obtenu un  $E_{00}$  de 27

meV, et d'autres études recensées rapportent une gamme de valeurs s'étalant de quelques meV [109], [110] et jusqu'à 200 meV environ [111]–[113].

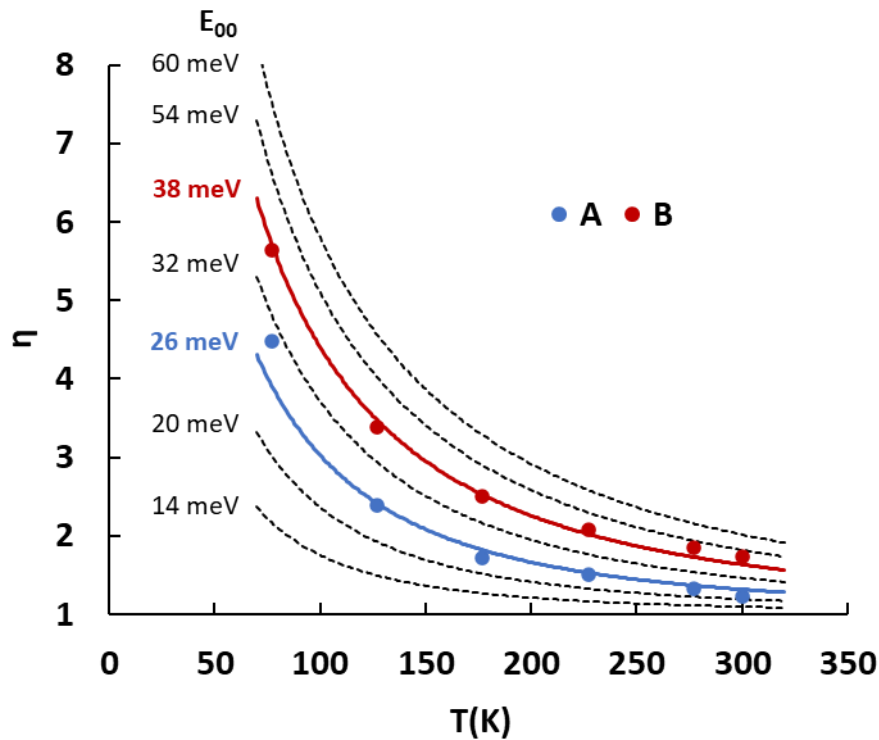


Figure 3.7 : Mesures du facteur de qualité en fonction de la température. Les courbes pleines correspondent à l'extrapolation de  $\eta(T, E_{00})$  et les courbes en pointillées sont données à titre indicatif [114] pour différentes valeurs de  $E_{00}$ , selon l'équation 3.6.

On propose de compléter l'étude en déterminant la hauteur de barrière en bande plate  $\phi_{fb}$  et la valeur réelle du courant de saturation  $I_s$  afin d'évaluer sa part exacte dans le courant de fuite mesuré  $I_R$ . De la même manière que dans le cas de la méthode des inhomogénéités de l'interface, la valeur réelle est plus importante que celle qui nous apparaît lors de la mesure. Wagner *et al.* [115] expriment  $\phi_{FB}$  par l'équation 3.7 :

$$\phi_{FB} = \eta\phi_b - (\eta - 1) \cdot \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_c}{N_D}\right), \quad 3.7$$

$$\text{Avec } N_D = \epsilon_{sc} m^* \cdot \left(\frac{2E_{00}}{\hbar}\right)^2, \quad 3.8$$

Où  $N_c$  est la densité d'états dans la bande de conduction de l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  à 300K, calculée par l'équation 3.9.  $N_D$  est la concentration de donneur, et  $\epsilon_{sc}$ ,  $m^*$  et  $\hbar$  sont la

permittivité absolue de l'AlGaN (équation 3.10), la masse effective de l'électron et la constante de Planck réduite, respectivement.

$$N_c(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = x \cdot N_c(\text{AlN}) + (1 - x) \cdot N_c(\text{GaN}) \quad 3.9$$

$$\varepsilon_{sc} = \varepsilon_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = \varepsilon_0 \cdot (x \cdot \varepsilon_r(\text{AlN}) + (1 - x) \cdot \varepsilon_r(\text{GaN})) \quad 3.10$$

On trouve des concentrations respectives de donneur de  $2.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et de  $3,9.10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour les échantillons A et B, ce qui correspond à des densités ramenées (2DEG) de  $3.10^{11} \text{ cm}^{-2}$  et  $5,8.10^{11} \text{ cm}^{-2}$  relativement faible et corroborant l'effet de déplétion induit le traitement au  $\text{SF}_6$ . En prenant  $N_c = 2.05.10^{19} \text{ cm}^{-3}$  et  $\varepsilon_r = 9.35$  pour l' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ . On trouve ainsi, toujours à 300 K, des hauteurs de barrière  $\phi_{\text{FB}}$  de 0.88 eV et de 1.11 eV pour les échantillons A et B, soit des valeurs assez proches des  $\langle \phi_b \rangle$  trouvés par la méthode des inhomogénéités de l'interface. Toutefois, les barrières calculées semblent globalement plus faibles que celles trouvées dans la littérature. Par exemple, Kim et al. [116], Lv et al. [117] et Greco et al. [118] obtiennent respectivement des  $\phi_{\text{FB}}$  de 1.4 eV, 1.6 eV et 1.12 eV, en utilisant la même méthode d'extraction. Les différentes hauteurs de barrières calculées sont répertoriées dans le tableau 3.1. Les courants de saturation inverses correspondants sont également donnés en suivant l'équation 1.2 du modèle de Schottky-Mott.

Method	Werner et al.		Wagner et al.	
	$\langle \phi_b \rangle$ (eV)	$I_s$ (nA/mm)	$\phi_{\text{FB}}$ (eV)	$I_s$ (nA/mm)
Device A	0.93 eV	0.24	0.88 eV	1.6
Device B	1.01 eV	0.011	1.11 eV	$2.3.10^{-4}$

Tableau 3.1 : Récapitulatif des hauteurs de barrière réelles calculées, et courant de saturation correspondant selon le modèle de Schottky-Mott.

On constate, dans les deux cas, une barrière de potentiel moindre lorsque que l'échantillon a subi le recuit LTA, pouvant s'expliquer par une diminution du potentiel de surface. Dans le cas de l'AlGaN, ce potentiel est fixé par les états de surface formés par la discontinuité du matériau en bordure du cristal, et qui sont la cause du pincement au niveau de Fermi, indépendamment de la fonction de travail du métal utilisé (Ni, Pt ou autre...). Le

traitement thermique semble donc avoir pour effet de réduire la densité d'états en surface de l'AlGaIn. Il est fortement possible que cela soit dû à une restauration des dégâts causés par le plasma fluoré (cf. chapitre 1).

Le courant  $I_s$  s'étale de 230 fA/mm pour la valeur la plus élevée de  $\phi$  trouvée, jusqu'à 1.6 nA/mm pour la barrière la plus faible. Indépendamment de la méthode utilisée ou du procédé de fabrication, on s'aperçoit que les fuites par émission thermoïonique d'électrons sont négligeables face aux courants de fuite mesurés malgré les améliorations apportées par le traitement thermique. Les modes de conduction parasites en inverse restent prédominants malgré les améliorations apportées par le traitement thermique. Néanmoins, le procédé de recuit à basse température proposé ici tend à réduire la contribution des fuites par les modes TTU ou FTU par exemple.

Aussi, en polarisation inverse, il peut exister d'autre mode de conduction qui n'ont pas été identifiés par les méthodes présentées ici. Par exemple, Kotani et al. [119] ont mis en évidence un mécanisme de conduction par variable range hopping (VHR) au travers des dislocations, permettant le passage de courants conséquents même au travers d'une large zone de déplétion induite sous fort champ. Miller et al. [120] ont fait le même constat, et avance aussi que la conduction par VHR est majoritaire sous fort champ, et que le mode TU l'est sous faibles champs. Jabari et al. [121] et Turuvekere et al. [122] relatent également de la contribution des effets Poole-Frenkel et de Fowler-Nordheim (aussi appelé émission par effet de champ). Des travaux de caractérisation supplémentaires s'avèrent donc indispensables pour appréhender l'ensemble des mécanismes de fuites dans les contacts Schottky. Un travail d'optimisation technologique est également attendu afin de s'approcher d'un comportement idéal de ces composants.

## 1.2 Etude de l'interface Ni/AlGaN au travers de la caractéristique capacité – tension

Les résultats précédents ont mis en avant une réduction significative du courant de fuite par effet tunnel dans les diodes qui avaient subi le LTA. Cette progression est très certainement due à une meilleure qualité de l'interface Ni/AlGaN des échantillons recuits au préalable du dépôt métallique, mais aussi dans le cas où ils ont été exposés au plasma SF<sub>6</sub>. Dans cette partie, nous cherchons à quantifier les densités états d'interface au niveau du contact selon ces différentes conditions, par l'intermédiaire de mesures C-V ainsi que l'analyse de la répartition des électrons dans l'hétérostructure. Nous verrons aussi que dans le cas spécifique des composants à contact Schottky ayant subi le traitement de surface SF<sub>6</sub>, l'utilisation de mesures C-V rend l'extraction du D<sub>it</sub> bien plus laborieuse qu'avec les contacts classiques normally-on.

### 1.2.1 Mesures C-V

Les structures utilisées sont les mêmes que celle étudiées en mesures I-V-T, d'une surface de 46\*100 μm, à cela près que l'on retrouve cette fois les diodes Schottky sans prétraitements SF<sub>6</sub>. Celles-ci avaient été jusqu'alors exclues de l'étude à cause de leurs très mauvaises performances, dont on pouvait penser qu'elles étaient dues à des erreurs de procédés, comparées à des diodes similaires trouvées dans la littérature (cf. chapitre 1, partie 4.1). Nous allons donc réaliser des mesures permettant également d'observer en profondeur de l'épitaxie la distribution des électrons et surtout la densité d'états à l'interface afin de comprendre l'origine du défaut de fonctionnement des diodes sans prétraitement.

Les mesures C-V, tracées sur la figure 3.8, ont été réalisées sur une plage de tension DC de -5V à +1V pour l'ensemble des contacts, avec une composante AC d'amplitude 100 mV, à des fréquences comprises entre 1 kHz et 100 MHz (11 points avec un pas logarithmique). A cause d'une dispersion trop grande dans les mesures de capacités inférieures à 100 pF à basse fréquence, les courbes à 1 kHz et 3.2 kHz ont été exclues de l'étude. Il en va de même pour les

mesures à la fréquence de 100 MHz, légèrement au-dessus de la bande passante de l'impédancemètre. Nous avons utilisé un modèle d'extraction de type capacité et résistance parallèle, bien que seules les mesures C-V seront abordées ici.

Avec les diodes dont l'anode a subi le prétraitement SF<sub>6</sub>, nous avons été contraint de limiter la mesure à une tension de +1V car au-delà la résistance parallèle est trop faible,

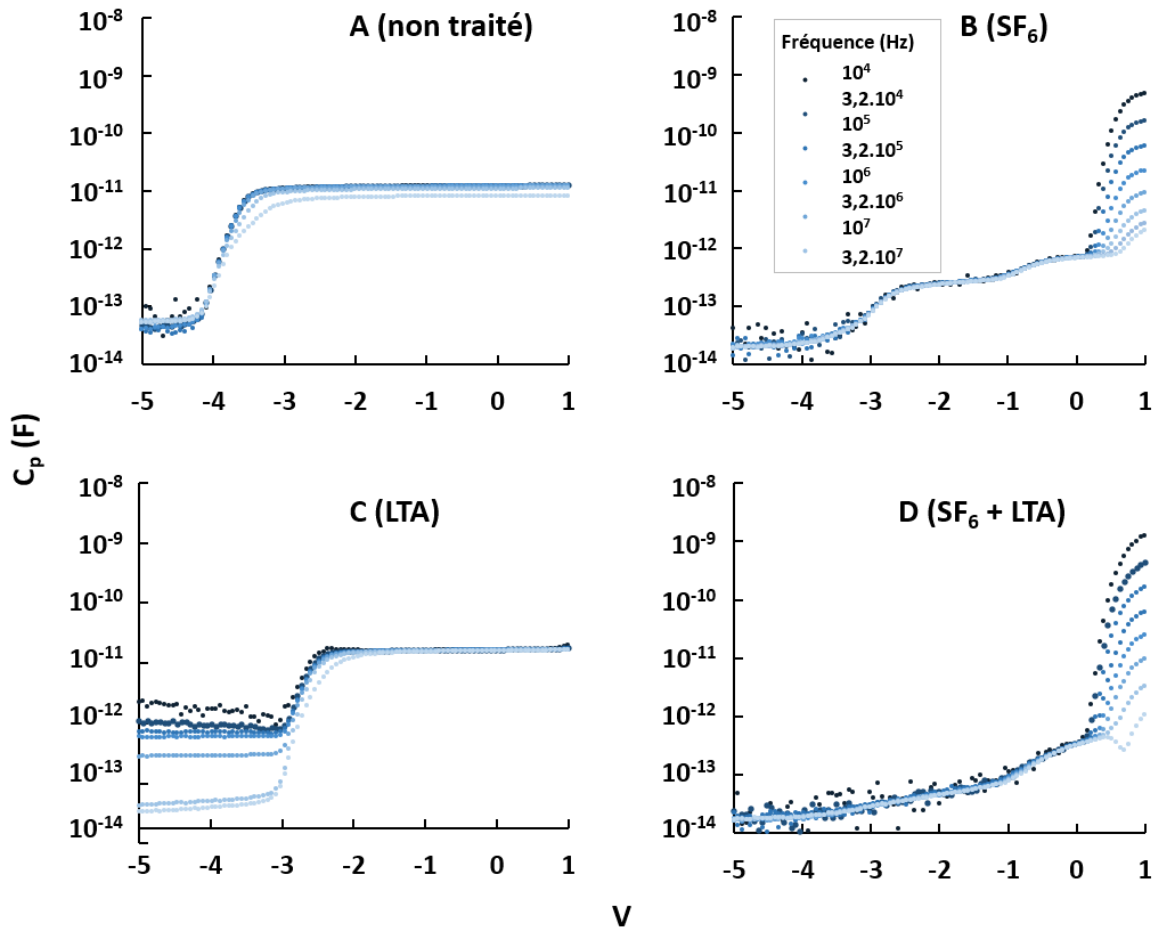


Figure 3.8 : Mesures C-V avec variations en fréquence des contacts Schottky sans (A et C) et avec (B et D) prétraitement par plasma SF<sub>6</sub>, et sans (A et B) et avec (C et D) LTA.

provoquant un afflux de courant continu qui premièrement étouffe la mesure de la composante AC de faible amplitude, et qui de plus finit par dépasser la plus large plage dynamique paramétrable de l'impédancemètre. Cela est dû au fait, comme on peut le voir sur les graphes 3.6 B et D, que la tension permettant le repeuplement du canal coïncide avec la tension d'accumulation des porteurs dans la barrière. En effet, la tension de seuil directe à 1

mA/mm est de l'ordre de 0.5 V pour les diodes prétraitées. On constate également une forte dépendance en fréquence de la capacité dans la zone d'accumulation.

Il existe aussi une dépendance en fréquence de la capacité, sur l'échantillon C, (recuit seulement) en régime d'inversion (< -3V). Les électrons ne semblent pas être repoussés aussi profondément au-dessous de 1MHz car la capacité atteint deux décades de plus à 10 kHz qu'à 10 MHz. Il s'agit d'un problème survenu dès la croissance de l'épitaxie indiquant la présence de pièges localisés dans la structure. En effet, le fabricant relatait déjà ce comportement avant que toute technologie ne soit réalisée sur ce wafer.

### 1.2.2 Calcul de la densité d'électrons

Le profil de dopage reflète la localisation spatiale des porteurs de charges. Il complète l'analyse de l'évolution de la densité du 2DEG en fonction du bias en apportant une information sur l'occupation des électrons dans l'hétérostructure. On l'exprime donc par la densité de porteur en fonction de la profondeur  $z$  sous le contact. Il est ainsi possible de déterminer la profondeur du 2DEG et son degré de confinement près de l'hétérojonction, ou encore d'éventuelles accumulations d'électrons dans l'épitaxie. La densité des porteurs  $n(V)$  en fonction de la variation de la capacité en fonction de la tension de bias est donnée par la relation 3.11 :

$$n(V) = \frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_r A^2 \cdot \frac{d}{dV} \frac{1}{C^2(V)}} \quad 3.11$$

Où  $q$  est la charge élémentaire,  $\epsilon_0$  et  $\epsilon_r$  sont les permittivités du vide et relative et  $A$  est la surface du contact.

En se basant sur le modèle du condensateur plan, l'expression de la profondeur sous le métal  $z(V)$  est donnée par l'équation 3.12 :

$$z(V) = \frac{\epsilon_0\epsilon_r A}{C(V)} \quad 3.12$$

Les profils sont tracés pour les quatre échantillons en figure 3.9. Sur les échantillons A et C, le 2DEG est localisé à 21 nm et à 16.5 nm sous le contact métallique, respectivement. La

seconde valeur était prévisible, car elle correspond au cumul des épaisseurs de la barrière d'AlGaIn et de l'espaceur en AlN donnée par le fabricant. En revanche la première est surévaluée avec 5 nm de trop, nous n'avons pas su en déterminer la cause. En dépit de cet écart, le confinement du 2DEG sous l'hétérojonction est le même lorsque l'on compare sa profondeur pour  $n = n_{\max}$  et celle prélevée pour  $n = n_{\max}/10$ , soit 1.4 nm dans les deux cas. La densité d'électrons décroît ensuite très rapidement, montrant une faible probabilité de présence au sein de la structure en polarisation inverse pour l'échantillon A. Ce n'est pas le cas pour l'échantillon C, dont la densité remonte en basse fréquence uniquement à  $1,6 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  à une profondeur de 370 nm environ, soit dans le volume du buffer GaN :C, attestant de la présence de pièges pour les électrons qui s'accumulent dans cette zone. Ces pièges ne se manifestent pas à haute fréquence (1 MHz et 10 MHz).

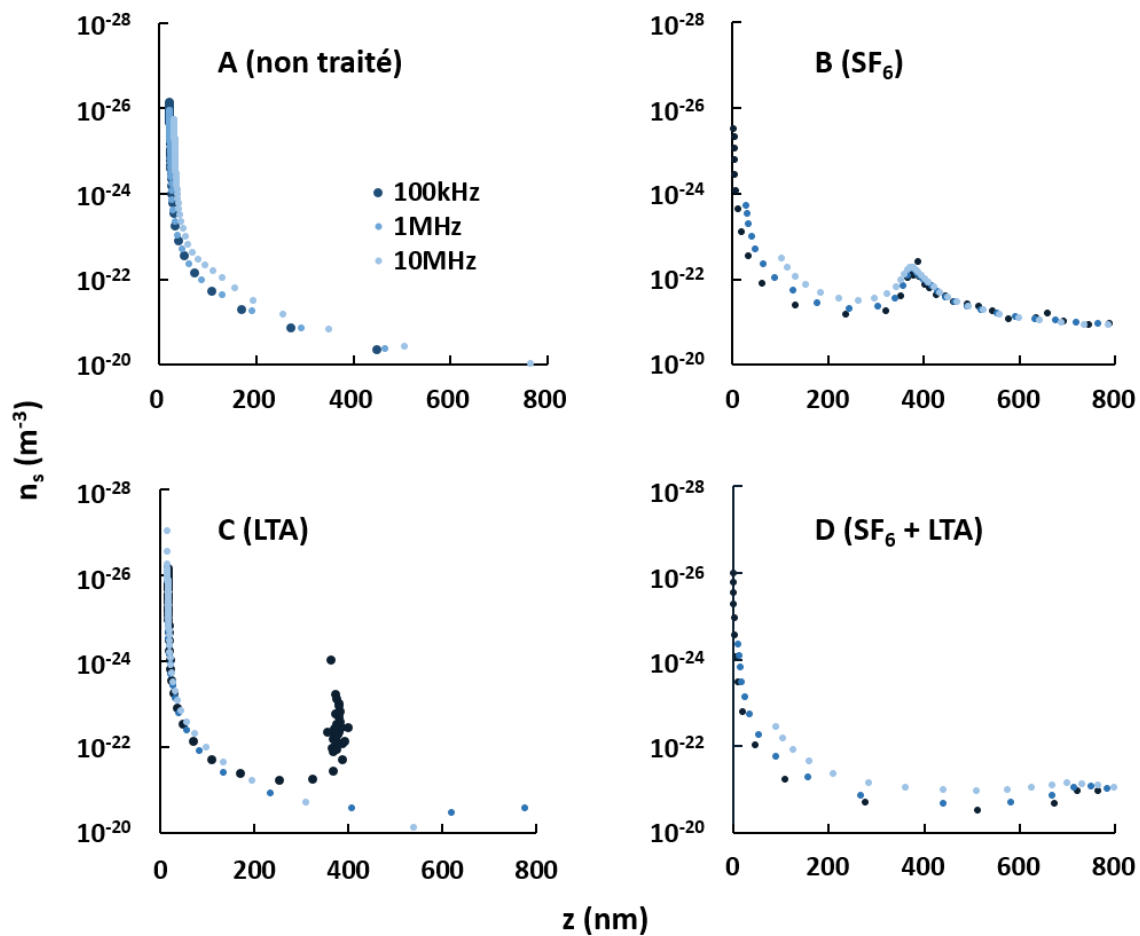


Figure 3.9 : Profil de concentration des électrons dans l'épitaxie.



Sur les échantillons B et D, traité par plasma SF<sub>6</sub>, la localisation du 2DEG est très dépendante de la fréquence du fait que le rappel des électrons n'est pas instantané. De plus il n'est pas possible de dire précisément à quelle profondeur se trouve l'hétérojonction à cause de l'effet d'accumulation dans l'AlGaN qui se produit simultanément. On peut relever l'existence d'un pic secondaire de densité situé à 380 nm sous le métal (buffer C: GaN) dans le cas du contact non recuit (B).

### 1.2.3 Densité d'états à l'interface Ni/AlGaN

L'extraction de la densité d'états d'interface  $D_{it}$  est réalisée en deux temps. Tout d'abord, on calcule la capacité des états d'interface  $C_{it}$  à partir des mesures C-V, en fonction du bias donc, comme étant la différence des capacités mesurées à basses et à hautes fréquences, telles que données par les équations 3.13 et 3.14, ci-dessous [123]–[125] :

$$D_{it} = \frac{C_{it}}{q} \quad 3.13$$

$$C_{it} = \left( \frac{1}{C_{BF}} - \frac{1}{C_{AlGaN}} \right)^{-1} - \left( \frac{1}{C_{HF}} - \frac{1}{C_{AlGaN}} \right)^{-1} \quad 3.14$$

Où  $C_{BF}$ ,  $C_{HF}$  sont les capacités mesurées à basse et à haute fréquences (10 kHz et 10 MHz, respectivement), et  $C_{AlGaN}$  est la capacité formée par la barrière séparant le métal de l'hétérojonction.

Puis, on calcule la variation de la courbure de la bande de conduction  $d\Psi$  en fonction d'une variation de bias  $dV_g$ . On peut ainsi attacher pour une valeur de bias donnée, la densité d'états avec la courbure de bande correspondante. D'après Wagner et Berglund, la variation  $d\Psi$  induite par une variation  $dV_g$  s'exprime par la relation 3.15 ci-dessous [126], [127] :

$$\Psi_s = \int_{V_{g0}}^{V_g} \frac{C_{AlGaN} - C_{LF}}{C_{AlGaN}} dV_g \quad 3.15$$

Malheureusement, dans le cas des diodes ayant subi le prétraitement SF<sub>6</sub>, il nous est impossible de déterminer la capacité de la couche d'AlGaN. En effet, le repeuplement du 2DEG

intervenant sur la même gamme de tension que l'accumulation des électrons dans l'AlGaN empêche d'observer le plateau de la caractéristique C-V permettant d'extraire cette valeur. Ces mesures n'ont donc pas permis d'extraire le  $D_{it}$  sur les échantillons B et D. En revanche, le calcul de  $D_{it}$  en fonction de  $E_c - E_{it}$  pour l'échantillon A, où  $E_{it}$  est l'énergie d'activation de l'état, est donnée en figure 3.10. La répartition des pièges dans la bande interdite fait apparaître un continuum de niveau dont la densité décroît exponentiellement quand on s'éloigne de la bande de conduction. La densité maximale mesurée est de  $1.4 \cdot 10^{12}$  à  $E_c - 0.01$  eV et diminue suivant une pente de 6 décades par eV. Ces pièges sont donc plutôt localisés en bordure de bande et leur densité devient négligeable au-dessous de  $E_c - 0.5$  eV.

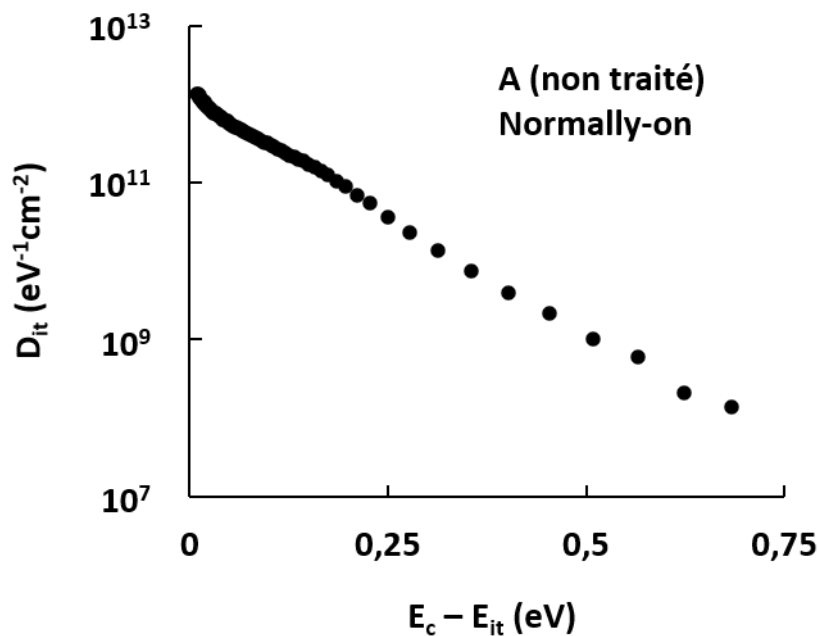


Figure 3.10 : Densité des états d'interface de l'échantillon A en fonction de  $E_c - E_{it}$ . Calculs réalisés pour  $f_{BF} = 10$  kHz et pour  $f_{HF} = 10$  MHz.

## 2 Analyse de surface par spectroscopie XPS

Des mesures par Spectroscopie Photoélectronique X (XPS) sont réalisées afin d'évaluer qualitativement la nature des espèces chimiques en présence sur différents échantillons d'une même hétérostructure. L'objectif est de proposer un lien direct entre l'injection de fluor dans

la barrière AlGaN suivi du traitement thermique à basse température, et la réduction des chemins de fuites par effet tunnel, en démontrant une différence dans la composition chimique de la surface.

L'épitaxie utilisée lors de ces mesures est portée par un substrat Si (111), et est constituée de 3 nm de cap en SiN, d'une barrière de 15 nm d'AlGaN et d'un buffer de GaN. On compte trois échantillons A, B et C. L'échantillon A n'a subi aucune altération. Les échantillons B et C ont été exposés à un plasma RIE / ICP de SF<sub>6</sub> avec couple de puissances de 80 W / 40 W respectivement, à une pression de 30 mT, un flux de gaz de 30 sccm, durant 10 minutes. Puis, l'échantillon C uniquement a été recuit (LTA) sous atmosphère N<sub>2</sub>. Le premier plateau s'arrête à une température de 250°C, et le second à 350°C, tous deux durant 180 minutes, avec des rampes de montée de 10°C/min.

Les spectres XPS de large excursion en énergie (0 – 1400 eV) des trois échantillons sont présentés en figure 3.11a. Parmi les éléments détectés sur tous les échantillons, on trouve comme on pouvait l'imaginer Ga, Al, N, ainsi que de l'oxygène, provenant très certainement de l'oxyde natif de l'AlGaN. Sur l'échantillon A, on retrouve bien du silicium provenant de la couche d'encapsulation, qui n'a pas été gravée pour les mesures, ce pic a disparu sur les échantillons B et C, comme on pouvait s'y attendre. Toutefois aucune trace de fluor, attendue à une énergie de 680 eV [128], n'a été décelée sur les échantillons ayant subi le plasma SF<sub>6</sub>. On trouve à la place une concentration plus importante de carbone. La figure 3.11b donne un spectre plus fin sur la bande 0 – 250 eV. Comme on pouvait s'y attendre, la quantité de gallium n'évolue pas significativement, et une diminution de la quantité d'aluminium est constatée, traduisant l'amincissement de la barrière AlGaN mais pas sa gravure complète. L'épaisseur restante est estimée à 5/6 nm, soit légèrement moins que les 6.5 nm prédit après la gravure collatérale au traitement par le plasma SF<sub>6</sub>, correspondant à une vitesse de gravure de 0.9 à 1 nm/min au lieu des 0.85 nm/min prévus. Une légère baisse de la concentration d'azote est également remarquable, et se doit à la gravure du cap Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, dont le ratio N/Si est plus grand que N/(Al+Ga). Notre attention se porte finalement sur l'augmentation de la concentration en

carbone dans l'AlGaN (B et C) qui n'est presque pas détectée avec le SiN (A). Sa présence est très certainement due soit à une pollution atmosphérique, soit une pollution du réacteur ICP utilisé, qui certes n'utilise pas de gaz carbonés, mais pourrait conserver des résidus d'autres procédés suite à l'introduction d'échantillons résinés par exemple. Aucune trace de liaisons Al – F, recherché à 77 eV [129], n'a été détectée, ni de liaisons Ga-F.

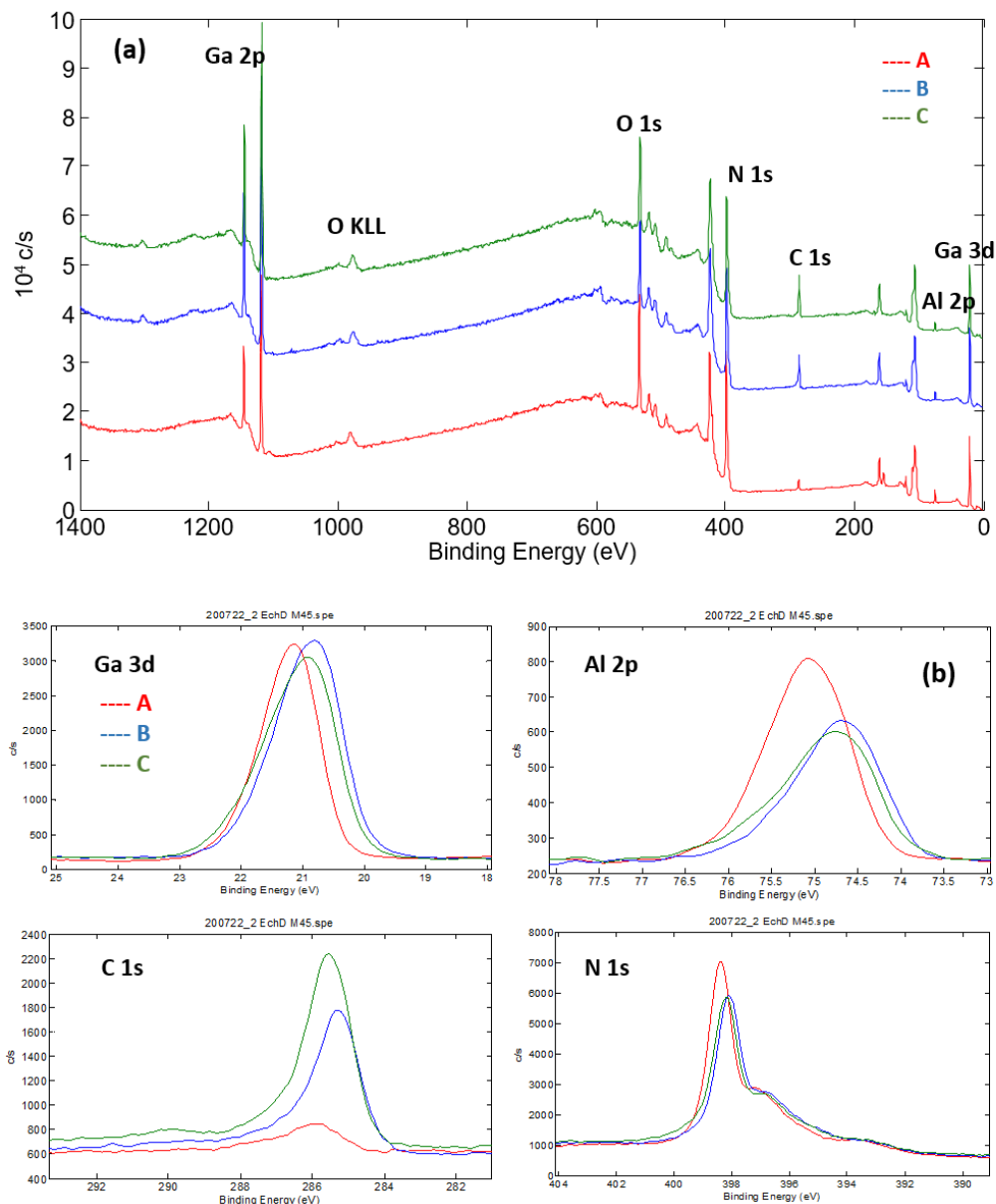


Figure 3.11 : Spectres XPS à large excursion d'énergie, l'ensemble des éléments détectables sur les échantillons y figurent (a). Spectres fins des éléments et orbitales  $Ga_{3d}$ ,  $Al_{2p}$ ,  $C_{1s}$  et  $N_{1s}$  (b).

Quoi qu'il en soit, il apparaît à première vue difficile de soutenir que c'est l'injection de fluor dans la barrière qui permet la déplétion des électrons du 2DEG. Il est tout de même possible que la concentration de cet élément soit en dessous du seuil de détection de l'outil XPS (0.1% de la composition atomique de la surface), auquel cas il pourrait être intéressant de s'en assurer par une autre méthode d'analyse de surface. En revanche il est à présent clair que ces améliorations doivent avant tout être attribuées à la gravure partielle de la barrière. Le faible facteur d'idéalité obtenu sur les contacts Schottky, indiquant une bonne qualité de la surface d'AlGa<sub>N</sub>, est tout de même atteint grâce à ce type de traitement et au recuit qui s'en suit. On peut dans ce cas poser l'hypothèse que cette amélioration tient avant tout à une faible détérioration de la surface AlGa<sub>N</sub>.

### 3 Current collapse des LFER

#### 3.1 Analyse qualitative

L'outil de caractérisation en régime dynamique le plus adapté à l'IEMN, pour des diodes de ce calibre de tension/courant, est un banc de mesures de current-collapse dans le domaine temporel en réponse à un échelon de tension, qui a été développé spécifiquement pour cette application par notre groupe de recherche. La tension maximale que peut délivrer le générateur est de 200 V, et le courant maximal est de 3 A. Le pas d'échantillonnage n'est pas explicitement défini, et dépend essentiellement du temps de communication entre le programme pilote et le générateur, il est de l'ordre de 100 ms. Il ne sera donc pas possible de commuter rapidement les états on/off, et donc d'observer l'évolution du courant sur une durée aussi courte.

Deux échantillons S1 et S2 ont été expérimentés, parmi ceux présentant les meilleures performances en inverse en régime statique, c'est-à-dire une tension de claquage supérieure à -300 V et un courant de fuite inférieur à 100  $\mu$ A/mm. L'échantillon S1 a été exposé à un traitement par plasma SF<sub>6</sub> de puissances RF et ICP de 80W et 40W, respectivement, à une

pression de 30 mTorr et durant 11 minutes. L'échantillon S2 a été exposé au même traitement, mais a en plus été recuit à 250°C puis à 350°C durant 180 minutes à chaque fois, sous atmosphère N<sub>2</sub>. Ils proviennent tous deux d'une même épitaxie GaN sur SiC avec back-barrier AlGaIn, du fabricant Soitec, telle que nous l'avons déjà décrite précédemment.

La mesure du current-collapse consiste à imposer un stress électrique en polarisation inverse  $V_{\text{stress}}$  durant une durée  $t_{\text{stress}}$ . On commute alors dans le sens off-on à une tension directe  $V_F$  pendant une durée suffisante pour que le courant direct  $I_F$  ait pu revenir à l'équilibre. Cet équilibre est déterminé au préalable par une mesure  $I(t)$  dans le cas d'un stress nul ( $V_{\text{stress}} = 0V$ ). La valeur à laquelle le courant se stabilise correspond à celle qui est mesurée à la tension  $V_F$  sans qu'un stress ne soit appliqué auparavant. Les mesures se déroulent en trois étapes, au cours desquelles on augmente à chaque fois d'une décade la durée  $t_{\text{stress}}$ , soit 1, 10 et 100 secondes. Pour chaque étapes,  $V_{\text{stress}}$  se décrémente de 0 à -200 V par pas de -50 V. Pour l'ensemble des mesures,  $V_F = 1V$ , et la durée d'acquisition est comprise entre 200 ( $t_{\text{stress}} = 1s$ ) et 400 secondes ( $t_{\text{stress}} = 10 -100 s$ ). Un temps de repos additionnel de 100 s est donné entre chaque étape. Les courbes  $I(t)$  sont tracées sur la figure 3.12 pour les échantillons S1 et S2. Le courant est normalisé par rapport à sa valeur à l'équilibre mesurée en fin d'acquisition pour  $V_{\text{stress}} = 0V$  (courbe noire).

Pour commencer, on observe sur la courbe de référence des échantillons S1 et S2 une diminution du courant pouvant correspondre à une charge des électrons du 2DEG, ou bien à une augmentation de la résistance par auto-échauffement, malgré que nous nous soyons placés à faible tension directe pour limiter la puissance dissipée, qui reste inférieure à 200 mW pour des diodes d'une surface de 1.5 mm<sup>2</sup>. Sur les mesures avec stress préalable, on distingue un point d'inflexion qui indique la présence d'états à des énergies différentes. On constate ensuite comme on pouvait s'y attendre une augmentation progressive du temps de recouvrement du courant en fonction de la durée et de la tension du stress.

Afin de clarifier les mesures de current-collapse, on a tracé en figure 3.13a le temps de recouvrement à 90 %,  $t_{90\%}$ , du courant dans le canal en fonction de  $V_{\text{stress}}$  et de  $t_{\text{stress}}$  pour les

deux échantillons. Nous ne faisons pas de distinction sur les constantes de temps des pièges présents, l'objectif étant de donner une analyse fonctionnelle des composants. Comme on pouvait s'y attendre, cette valeur augmente avec la tension et la durée du bias en inverse. En

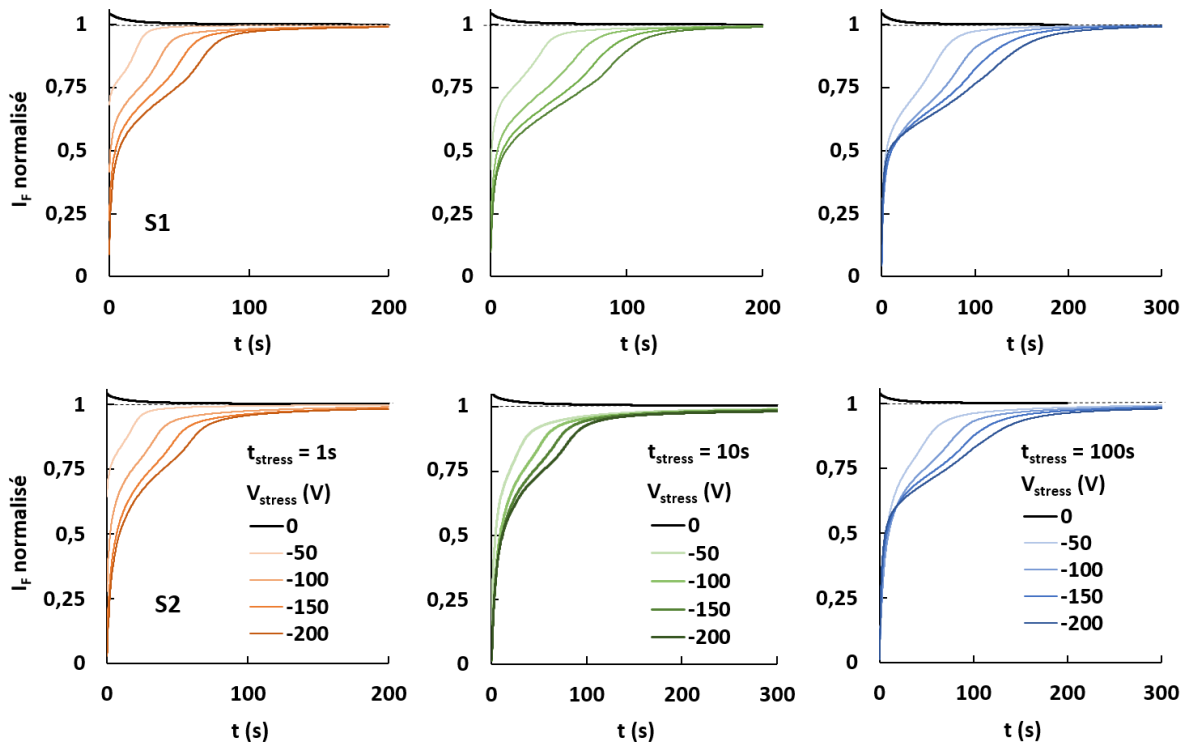


Figure 3.12 : Current collapse  $I(t)$  après stress allant de 0 à -200 V pour des durées de 1, 10 et 100 secondes.

effet, à mesure que la tension  $V_{stress}$  augmente, le champ électrique dans la structure croît aussi et, sous l'effet de la courbure de bande, active des pièges plus profond dans le bandgap et disséminés dans l'épitaxie. Avec un bias de -50 V durant 1'', les temps de recouvrement de S1 et S2 sont de 19'' et 18'', respectivement. Puis à -200 V,  $t_{90\%}$  augmente quasi linéairement pour atteindre 75'' et 69''. La différence se creuse entre les deux échantillons lorsque la durée du stress augmente, mais toujours en faveur de S2. Le plus grand écart relatif est trouvé pour un bias de -150 V durant 10'', où  $t_{90\%}$  vaut 87'' et 73'' pour S1 et S2 respectivement. Il s'agit malgré tout de temps très long limitant sérieusement l'utilisation de ces composants en commutation.

La résistance dynamique normalisée pour chaque paramètre est extraite immédiatement après la transition off-on (figure 3.13b). On constate là encore une très forte

dépendance des diodes à la durée et la tension de stress. En revanche, c'est l'échantillon S1 qui montre le plus faible  $R_{D\ on}$  alors qu'il présente également un temps de recouvrement plus important. Nous ne sommes donc pas parvenus à dépasser l'état de l'art des performances en current-collapse des diodes GaN [130]–[132], mais celles-ci restent comparables à d'autres références [62], [133].

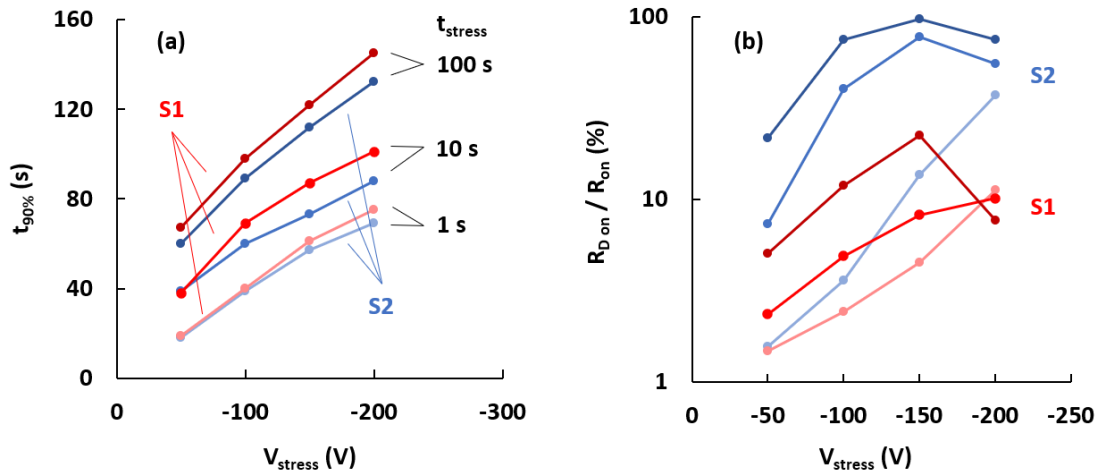


Figure 3.13 : Temps de recouvrement à 90 % du courant en fonction de  $V_{stress}$  pour plusieurs valeurs de  $t_{stress}$  (a). Résistance normalisée en fonction de  $V_{stress}$  pour plusieurs valeurs de  $t_{stress}$  (b). Le code couleur est le même sur les deux graphiques.

### 3.2 Extrapolation de l'énergie des pièges

Nous émettons l'hypothèse que des états accepteurs situés dans le buffer, et activés sous stress, capturent des électrons et s'ionisent. Ainsi, le retard observé, à mesure que  $V_{stress}$  augmente, sur le retour du courant à l'équilibre est dû à un phénomène de commande lié au back-gating. Pour commencer, nous exprimons la constante de temps d'émission  $\tau_t$  des pièges dans le GaN en fonction de leur profondeur dans la bande interdite selon l'équation 3.16 :

$$\tau_t = \frac{1}{\sigma_{th} v_{th} N_c} \cdot \exp\left(\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad 3.16$$

Où  $\sigma_{th}$  est la section de capture efficace du piège,  $v_{th} = 2 \cdot 10^7$  cm/s est la vitesse thermique moyenne des électrons,  $N_c = 2.23 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> est la densité d'états dans la bande de conduction, et  $E_t$  est l'énergie d'activation des pièges.



Nous avons tracé sur la figure 3.14 l'évolution de  $\tau_t$  en fonction de  $E_c - E_t$  pour des valeurs de  $\sigma_{th}$  allant de  $10^{-17} \text{ cm}^2$  à  $10^{-13} \text{ cm}^2$ . Les mesures de current-collapse présentées ne permettent pas en l'état d'extraire des constantes de temps exactes, mais nous pouvons tout de même choisir un intervalle correctement proportionné allant de  $10^1 \text{ s}$  à  $10^2 \text{ s}$ . Ainsi l'intervalle d'énergies  $\Delta E$  le plus large possible, pour cette gamme de section de capture, est compris entre 0.58 eV et 0.87 eV. Il pourrait donc s'agir de pièges accepteurs induits par le carbone substituant l'azote dans la maille de GaN,  $C_N$ , dont la présence est due au dopage du buffer GaN :C, car les énergies d'activation estimées coïncident fortement [134]. En effet, on peut trouver dans la littérature des pièges formés par le carbone  $C_N$  à une profondeur d'environ 0.8 à 0.9 eV sous la bande de conduction, avec des sections de capture efficace allant de  $10^{-13} \text{ cm}^2$  à  $4.10^{-14} \text{ cm}^2$  [135], [136]. De plus, certaines études relatent des niveaux d'activation d'environ 0.6 eV avec des sections de capture plus ample, allant de  $5.10^{-15}$  jusqu'à  $10^{-17} \text{ cm}^2$  [137], ainsi qu'à une énergie de 0.73 eV pour une section de capture de  $1.4.10^{-14} \text{ cm}^2$  [138].

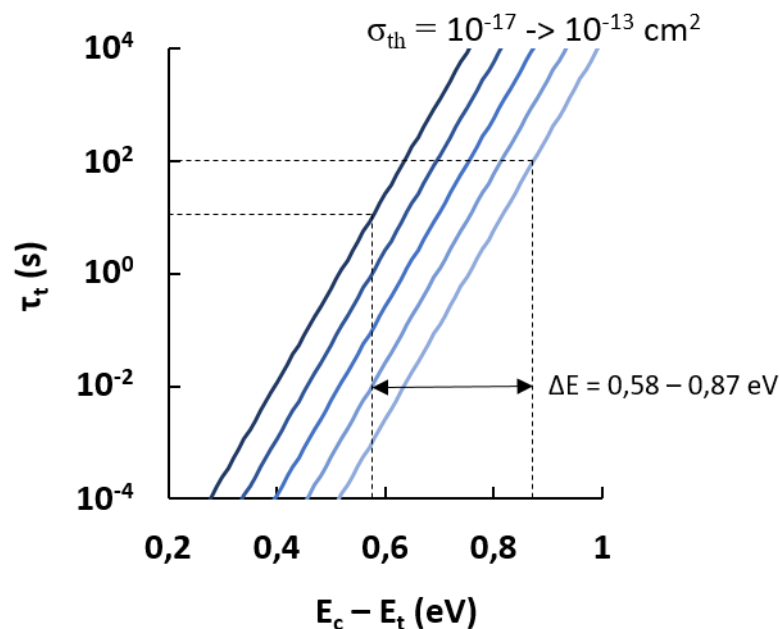


Figure 3.14 : Durée d'émission de pièges en fonction de la profondeur dans la bande interdite, pour différentes sections de capture.

## 4 Conclusion de la partie 1

Dans cette première partie, une étude approfondie des contacts Schottky Ni/AlGaN a été réalisée afin d'évaluer quantitativement les performances et les mécanismes physiques en présence, afin de déterminer l'impact du recuit thermique sur les contacts prétraités par plasma SF<sub>6</sub>. Une amélioration des caractéristiques I-V en direct et en inverse a été constatée : diminution par 2 de la résistance R<sub>s</sub>, réduction des fuites d'une décade, diminution du facteur d'idéalité. Ce procédé porte les diodes vers de plus faible perte en puissance et une augmentation du rapport I<sub>on/off</sub>. Les calculs ont montré que la hauteur de barrière est peu influencée. En revanche, la mise en évidence d'un paramètre tunnel E<sub>00</sub> de 26 meV place l'émission thermoïonique assistée par effet de champs comme le principal mode de conduction au travers du contact, et la réduction des fuites résulte de la baisse de conduction par effet tunnel. L'étude des inhomogénéités de la barrière AlGaN n'a quant à elle pas permis d'apporter d'éléments de réponses quant à l'amélioration des performances en régime statique. Les mesures à très basses températures semblent donc plus favorables à l'extraction des différents modes de conduction (tunnel ou thermoïonique) qu'elles ne le sont pour l'analyse de l'inhomogénéité de la surface.

Les mesures C-V n'ont pas permis d'extraire de D<sub>it</sub> sur les contacts Schottky exposés au traitement de surface par plasma fluoré. Sur les contacts Schottky sans prétraitement, nous avons extrait un D<sub>it</sub> compris en 10<sup>9</sup> et 10<sup>12</sup> eV<sup>-1</sup>cm<sup>-2</sup>, ce qui constitue un résultat correct. Celui-ci reste très partiel car il ne couvre que 0.6 eV sous la bande de conduction dans le gap de l'AlGaN, qui s'étale sur 4.2 eV environ (pour une fraction molaire d'aluminium de 30 %).

Ensuite, des analyses de surface n'ont pas permis de déceler la présence de fluor dans la barrière AlGaN d'échantillon n'ayant été exposé à aucun autre procédé que le traitement SF<sub>6</sub> et le recuit à basse température. Ce résultat nous amène donc à penser que ce n'est pas l'injection de fluor comme pseudo-dopant, mais plutôt sur un effet de recess de la barrière gravée lors de son exposition au plasma, qui permet la déplétion du canal.

Enfin, des mesures de current collapse ont révélé d'importantes lacunes sur le fonctionnement en régime dynamique des diodes LFER. Malgré les améliorations apportées à la technologie, celles-ci montrent toujours des temps de recouvrement très long, allant jusqu'à 150 s dans les conditions de stress les plus intenses. Des densités absolues des états d'interface ont pu être extraites pour les deux échantillons, et ont révélé une amélioration apportée par le traitement thermique. Des mesures à des échelles de temps plus courtes manquent encore pour comparer ces résultats à l'état de l'art.

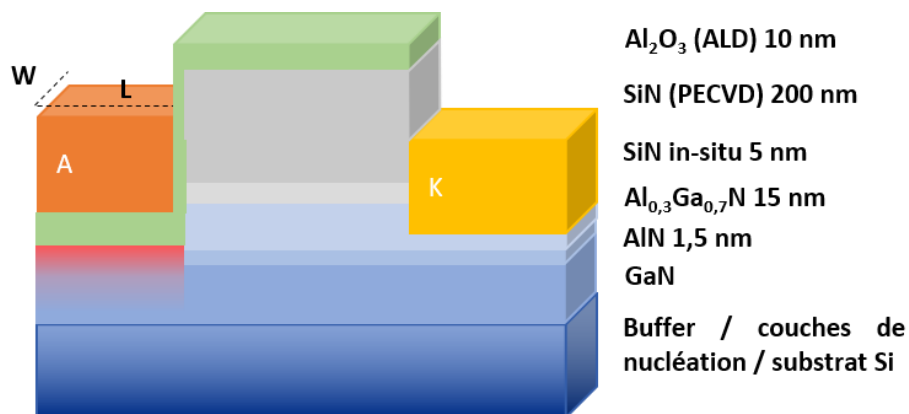
## Partie 2 : Caractérisation des MOSHEMTs

La caractérisation des MOSHEMT se déroulera en deux temps. Nous analyserons tout d'abord les effets de pièges présents dans des contacts MOS simples grâce à des mesures C-V. Nous extrairons ainsi des densités d'états d'interface en fonction des deux procédés de dépôt d'alumine qui ont été décrits au chapitre 2. Nous terminerons par des mesures en régime pulsé sur les MOSHEMT afin d'analyser les effets de pièges, se traduisant par les effets de gate-lag et le drain-lag, sur les composants réalisés au cours de ces travaux.

### 1 Analyse des effets de piège des grilles MOS

Comme dans la partie 1 de ce chapitre, des mesures C-V ont été réalisées afin d'extraire la densité d'états à l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ . Une étude comparative des deux procédés de dépôt différents est proposée, avec des prétraitements par plasma  $\text{SF}_6$  réalisés auparavant, de durées différentes. Les échantillons A et B ont été exposés à un plasma fluoré (décrits au chapitre 2) de 14 minutes, et un troisième échantillon C a subi le même traitement durant 10 minutes. Le procédé de dépôt est précédé d'un traitement de la surface par plasma ICP  $\text{NH}_3$  ex-situ, à une puissance de 10 W, durant 10 minutes. Les échantillons sont ensuite placés sous vide dans le réacteur ALD. Un premier procédé utilise de l'ozone comme précurseur chimique oxydant (A), et un second utilise de l'eau (B et C). Le précurseur d'aluminium est du TMAI et le dépôt est réalisé à  $350^\circ\text{C}$ . Tous les échantillons sont ensuite recuits à  $400^\circ\text{C}$  sous  $\text{N}_2$  durant 20 minutes. Les hétérostructures sur les échantillons A et B sont identiques et proviennent du fabricant Soitec. Les croissances ont été réalisées sur un substrat SiC, avec un buffer de GaN sans back-barrier, un espaceur de 1 nm en AlN, une barrière  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  de 15 nm et un cap SiN in-situ de 5 nm (gravé au cours de la fabrication), le reste des informations n'étant pas disponible. L'hétérostructure de l'échantillon C provient du CRHEA. L'empilement cap/barrière/espaceur/canal est le même, mais l'épitaxie est conçue sur un substrat silicium résistif (111). La figure 3.16 présente un schéma des composants utilisés pour les mesures. Il

s'agit de contacts MOS dédiés uniquement à ce type de mesure. Le tableau 3.2 résume les différences dans la fabrication des composants A, B et C.



Sample	A	B	C
$t_{SF_6}$ (min)	14	14	10
Oxydant ALD	O <sub>3</sub>	H <sub>2</sub> O	H <sub>2</sub> O
Épitaxie	SiC	SiC	Si

Figure 3.15 : Schéma de la structure MOS sous test.

Tableau 3.2 : Synthèse des procédés de fabrication des échantillons A, B et C.

## 1.1 Méthode de mesures C-V

Deux méthodes d'extraction de la densité d'état d'interface ont été expérimentées à partir des mesures C-V. Nous décrivons pour commencer le déroulement des mesures. Puis nous expliquerons les méthodes mise en œuvre à tour de rôle pour calculer le  $D_{it}$ .

### 1.1.1 Protocole de mesure

Pour l'ensemble des échantillons (A, B et C), les mesures sont réalisées sur une plage de tension allant de -1 V à +5 V, limite au-delà de laquelle les fuites au travers du diélectrique deviennent conséquentes et le dégradent irréversiblement. La plage de fréquences couverte s'étale 1 kHz à 100 MHz pour l'échantillon C. Celle des échantillons A et B va de 5 kHz à 50

MHz, mieux adaptée aux limites de l'impédancemètre et l'excursion en tension en petit signal est d'amplitude 100 mV. Les mesures se sont déroulées en trois temps. La première étape consiste en une mesure C-V standard (telle que décrite dans la partie 1 de ce chapitre), avec une excursion en fréquence prioritaire sur l'excursion du bias. Un temps de repos de plusieurs heures, non déterminé, à température ambiante est laissé à l'ensemble des composants après la mesure afin de s'assurer que les pièges soient déchargés et que l'équilibre thermodynamique soit atteint. On passe alors à la deuxième étape, où la même mesure C-V est précédée d'un stress électrique à -5 V durant 100 secondes afin de charger les pièges répartis dans l'épitaxie (surface ou buffer). Là encore un délai de repos est accordé durant plusieurs heures. La démarche reste la même pour la troisième et dernière étape, relative à l'application d'un stress électrique appliqué est de +5 V, durant 100 secondes.

### 1.1.2 Extraction du $D_{it}$ par la méthode HF/LF

On ne s'intéresse dans cette partie qu'aux mesures ayant été effectuées sans stress électrique sur les composants. Cette méthode a déjà été utilisée lors des mesures C-V sur des contacts Schottky Ni/AlGaN (cf. partie 1 pour les détails calculatoires).

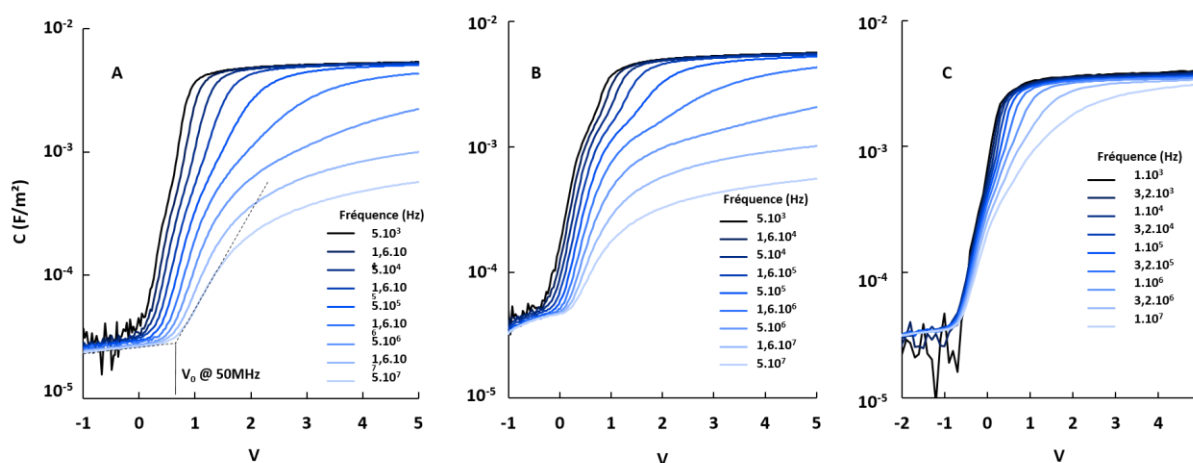


Figure 3.16 : Caractéristiques C-V des échantillons A, B et C.

Les caractéristiques C-V sont tracées pour les trois échantillons sur la figure 3.17. Pour les échantillons A et B (plasma SF<sub>6</sub> de 14'), on observe systématiquement un décalage de la tension de seuil avec la fréquence, ce qui est minime sur l'échantillon C (plasma de 10'). Aussi,

l'importante dispersion en fréquences sur ces deux premiers graphes nous indique instantanément des effets de pièges conséquents comparativement au dernier.

Dans la suite de cette partie, on nomme  $V_0$  la tension à partir de laquelle on observe une augmentation de la densité d'électrons dans la zone de déplétion.

Les profils de répartition des électrons dans les structures A, B et C sont tracés sur la figure 3.18. Concernant l'échantillon A, la densité d'électrons sature à environ  $1.3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  à 160 kHz, à une profondeur de 16 nm. En raison des effets de pièges, le comportement des courbes de capacité HF/LF rend le modèle d'extraction de la densité volumique de charge inapproprié. Nous ne pouvons donc pas analyser rigoureusement les profils de distribution, plus particulièrement en HF.

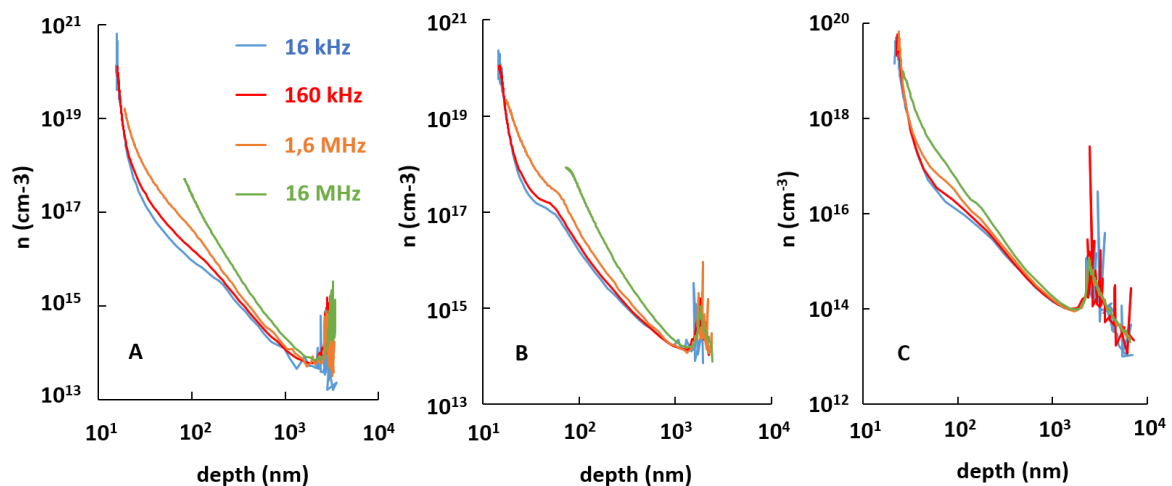


Figure 3.17 : Profil de distribution des électrons dans l'épitaxie, selon la méthode C-V HF/LF.

Sur l'échantillon C, la concentration électronique mesurée à 160 kHz atteint son maximum à  $5.7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , soit un peu plus faible que pour les échantillons A et B. Cette valeur est trouvée pour une profondeur de 21.7 nm sous le métal, soit 3 nm de plus que ce qui était attendu (10 nm d' $\text{Al}_2\text{O}_3$  + 7 nm d' $\text{AlGaIn}$  + 1.5 nm d' $\text{AlIn}$ ). Ce résultat est bien sûr à nuancer car il s'agit ici d'une épitaxie de GaN sur silicium expérimentale, qui peut être sujette par exemple à un manque d'homogénéité. On remarque en revanche une forte amélioration de la tenue en fréquence sur cet échantillon.

Pour chaque composant sous test, la densité d'états d'interface a été tracée en fonction de la profondeur des pièges sous la bande de conduction (figure 3.19). L'excursion de la tension du bias a permis de sonder les états d'interface sur un intervalle couvrant 2 eV sous la bande de conduction pour les échantillons A et B, et sur 0.7 eV pour l'échantillon C. Toutefois les mesures réalisées ici ne permettent pas de sonder des états aussi profonds. En effet, Mizue *et al.* [139] ont déjà montré que l'énergie d'activation des pièges au centre de la bande interdite de l' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$  est telle que la constante de temps est bien trop grande ( $10^{10}$  s pour  $E_c - E_{it} = 1.3$  eV) pour observer expérimentalement le dépiégeage des électrons. On peut considérer que ces pièges, une fois chargés, le sont définitivement. C'est pourquoi nous limitons l'exploitation des calculs à une bande d'énergie raisonnable. Nous limitons donc l'étendue de la profondeur des pièges à un maximum de 0.7 eV ( $\tau_{it} \sim 1$  s) et un minimum de 0.3 eV ( $\tau_{it} \sim 100$  ns), en considérant une section de capture efficace de  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>.

L'ensemble des courbes calculées montre une décroissance exponentielle, de 3 décades/eV pour l'échantillon B et de 5.4 décades/eV pour C, de la densité d'états lorsque qu'on s'enfonce dans le gap de l'AlGaN. Ces résultats ne permettent visiblement pas de statuer sur la prévalence du dépôt ALD TMAI+H<sub>2</sub>O ou TMAI+O<sub>3</sub>, étant donné que le profil de  $D_{it}$  obtenu sur l'échantillon A montre des résultats intermédiaires, situés entre les profils relevés pour les échantillons B et C. Sur la gamme d'énergie observée, on trouve un  $D_{it}$  compris entre  $1.4 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> pour l'échantillon B à 0.3 eV et  $1.1 \cdot 10^8$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> à 0.68 eV pour l'échantillon C. Ces résultats restent donc bien situés par rapport à ceux trouvés dans la littérature. Pour une hétérostructure équivalente, Yang et al. par exemple [140] relèvent un  $D_{it}$  d'environ  $2 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> à une énergie  $E_c - 0.5$  e

V. Liu et al. [141] ont obtenu un continuum, dont la distribution et l'étendue d'énergies couvertes sont similaires, avec une décroissance du  $D_{it}$  de  $2 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> à  $4 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup>. De même pour Jackson et al. [142] avec des valeurs allant de  $5 \cdot 10^{12}$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> à  $7 \cdot 10^{11}$  cm<sup>-2</sup>eV<sup>-1</sup> en utilisant cette fois une méthode de mesure de la capacité dans le domaine temporel.



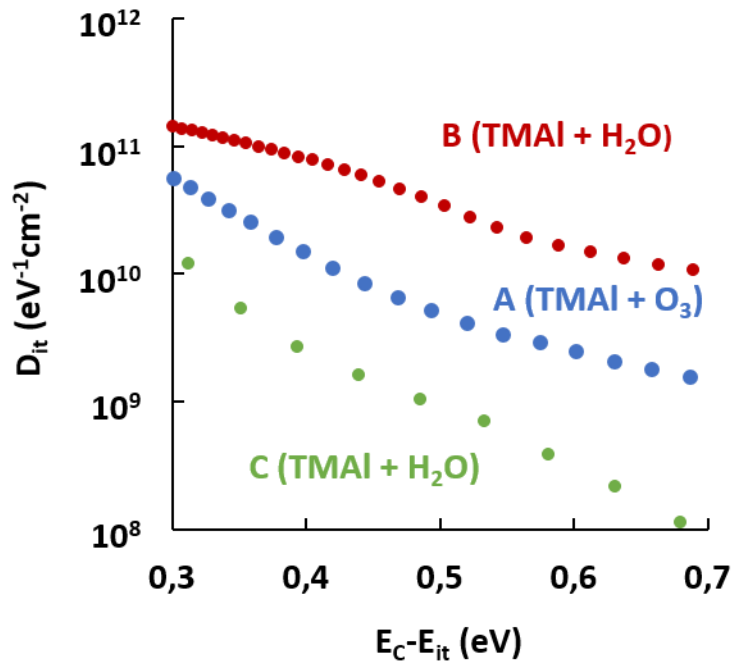


Figure 3.18 : Densité d'états d'interface des trois échantillons en fonction de la profondeur sous la bande de conduction.

### 1.1.3 Extraction du $D_{it}$ par stress électrique

L'application d'un stress électrique au préalable de la mesure permet de charger des pièges dont les temps d'émission sont très longs (supérieurs à 10 secondes). Il est ainsi possible d'extraire une densité d'états d'interface plus profonds dans la bande de conduction. La constante de temps  $\tau_{it}$  de ces états a été donnée par la relation 3.18 (partie 1).

La droite  $\tau_{it}(E_C - E_{it})$  est tracée sur la figure 3.20. Les valeurs de  $\sigma_{th}$  et de  $v_{th}$  ont été trouvées dans la littérature, spécifiquement dans le cas de calcul de  $D_{it}$  sur jonction métal-isolant-semi-conducteur sur hétérostructures AlN/GaN ou AlGaIn/GaN [139], [140], [143], [144]. On déduit ainsi qu'une constante d'émission de 1 seconde correspond à un état situé 0.75 eV sous la bande de conduction à température ambiante.

La densité nette des états d'interface est donnée par la relation 3.18 :

$$N_{it} = \frac{C_{MOS} \Delta V}{q} \quad 3.17$$

Où  $C_{MOS}$  est la capacité au borne de l'oxyde et  $\Delta V$  est l'excursion en tension mesurée avec et sans stress préalable.

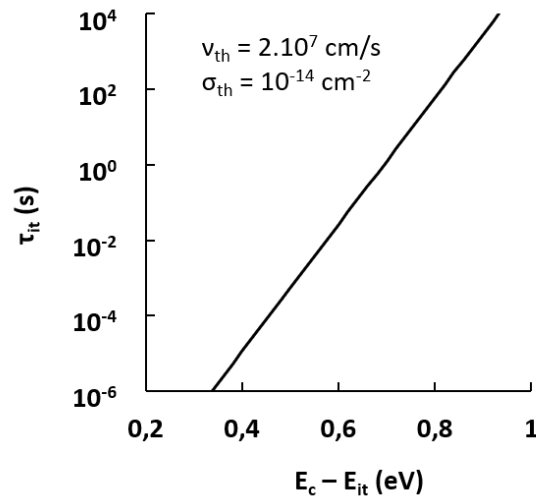


Figure 3.19 : Constante de temps des états d'interface en fonction de la profondeur sous la bande de conduction.

Les caractéristiques C-V sont tracées sur la figure 3.21. L'échantillon A souffre clairement de bien plus d'effets de pièges à fortes durées d'émission. Le  $\Delta V$  mesuré est de 0.49 V, ce qui correspond à un  $N_{it}$  de  $1.6.10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Les échantillons B et C sont bien moins sujet à ce type de pièges, avec un  $\Delta V$  de 20 mV et de 80 mV, soit des  $N_{it}$  et  $7.10^8 \text{ cm}^{-2}$  et de  $1.8.10^9 \text{ cm}^{-2}$ , respectivement. En comparant les échantillons A et B, il apparait une bien meilleure qualité de l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaIn}$  lorsque l'oxyde est déposé avec de l'eau comme oxydant plutôt que de l'ozone. De plus, ce résultat est reproductible malgré la différence d'épitaxie et de traitement  $\text{SF}_6$  des échantillons B et C. Ces résultats se placent assez bien dans l'état de l'art, considérant par exemple Zhu et al. [145] qui obtiennent  $2.47.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Huang et al. [146] relèvent quant à eux une densité nette de  $2.10^{13} \text{ cm}^{-2}$  pour des pièges de durée d'émission supérieure à 1 ms, ce qui peut en partie justifier un si grand écart par une méthode C-V HF/LF.

Cette méthode d'extraction a toutefois ses failles, car la quantité de pièges chargés sous stress (et donc la largeur de l'hystérésis) dépend de la durée de celui-ci [147] ainsi que

de du pas temporel et de la durée d'intégration de la mesure. Un relevé temporel du décalage de la tension de seuil serait donc préférable pour exploiter pleinement ce type de mesures.

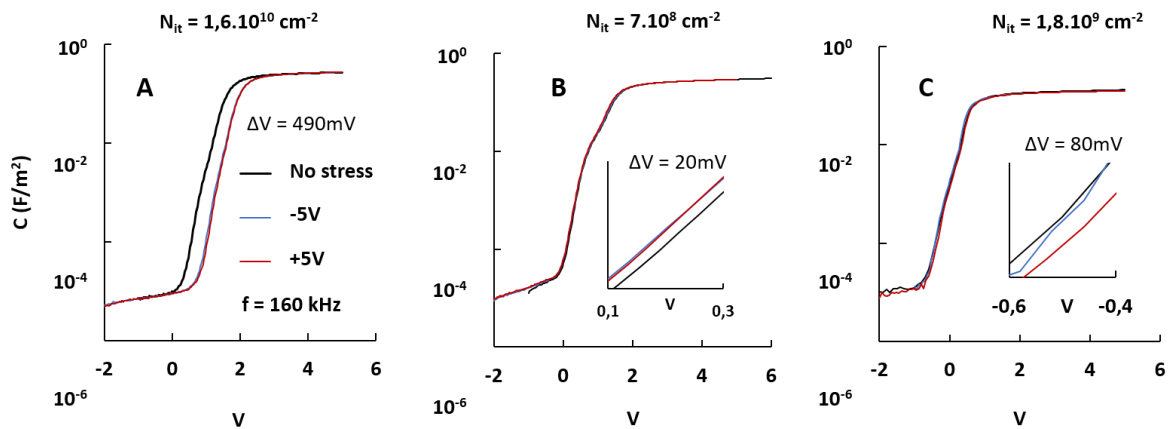


Figure 3.20 : Caractéristiques C-V avec et sans stress préalable pour les échantillons A, B et C.

#### 1.1.4 Comparaison des deux méthodes

Nous avons utilisé ici deux méthodes déjà référencées pour extraire des informations sur les pièges présents dans le gap de la barrière AlGaIn, en particulier en considérant l'interface oxyde/semi-conducteur. Chacune d'elle apporte des informations différentes sur la nature des pièges, en fonction de leur profondeur sous la bande de conduction. On distingue ainsi d'une part les pièges à constante de temps d'émission courtes, qui peuvent être décelés avec une assez bonne définition par la méthode HF/LF introduite par Castagné et Vaspaille [123]. Cette méthode est limitée par la période des oscillations en basse fréquence, qui ne permet pas de sonder la bande interdite au-delà de 0.6 eV environ, soit de l'ordre de la milliseconde. Elle permet néanmoins de tracer un profil de distribution des états d'interfaces, bien que sur une bande d'énergie assez restreinte. D'autre part, les mesures avec l'application d'un stress électrique montrent leur efficacité pour détecter des pièges plus profonds dans le gap, pouvant atteindre la centaine voire le millier de secondes, la limite étant plutôt temporelle à cause de la durée d'observation que cela demande. Bien qu'elle ne permette que d'obtenir une densité globale des pièges au-dessous d'une certaine énergie dans le gap,

cette méthode peut aussi être implémentée par d'autres mesures pour une analyse plus fine de la répartition des états.

Toutefois, ces techniques sont nécessairement limitées par la durée d'observation et ne peuvent donner aucune information autrement que sur une plage d'un eV sous la bande de conduction environ, alors que le gap de L'Al<sub>0.3</sub>GaN est de 4.2 eV. Pour une analyse complète, d'autres techniques devraient être mise en œuvre, telles que les mesures C-V assistées par photo absorption [148] qui permettent de descendre à plus de 2 eV sous la bande de conduction. Les méthodes d'analyse DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy) sont également largement employées. Elle se divisent en différentes études paramétriques, selon la grandeur physique mesurée : mesures C-V-T (C-DLTS) [138], [149], mesures I-V-T (I-DLTS) [150], [151] ou encore la DLTS assistée par photo-absorption qui permet de sonder sur la quasi intégralité du bandgap [142].

## 2 Performances des MOSHEMT en régime pulsé

### 2.1 Mesure du gate-lag et du drain-lag

La mesure du gate-lag est réalisée à une tension  $V_{GS}$  garantissant le pincement du canal, soit inférieure ou égale au  $V_p$  prélevé au pied de la caractéristique de transfert  $I_D(V_{GS})$ . Pour les HEMT normally-on avec grille de type métal – semi-conducteur (MES), celle-ci est nécessairement négative, le plus souvent comprise entre -5 V et -3 V pour les hétérojonctions AlGaN/GaN. Dans le cas des HEMT à grille MOS normally-on, la tension de pincement peut descendre plus bas encore.

Dans le cas d'un transistor normally-off,  $V_p$  est censé être positif ou nul à (bien qu'en fonction de la définition de la tension de pincement, on peut observer des  $V_p$  légèrement négatifs). Les mesures de gate-lag peuvent donc être faites avec un point de repos très proche voire égal à 0 V, se confondant ainsi avec la caractéristique de repos du transistor. En d'autres termes, aucun gate-lag ou presque n'est obtenu pour des HEMT normally-off sans polariser la

grille à une tension nettement inférieure à  $V_p$ . Il y a tout de même un avantage à cela, qui est la possibilité de mesurer le drain-lag en l'absence d'une polarisation de la grille, rendant un résultat bien plus spécifique aux effets de pièges entre grille et drain avec une bien moindre influence de ceux situés sous la grille. Les différentes caractéristiques I-V directes en régime pulsé sont tracées sur la graphique en figure 3.22. La courbe de référence ( $V_{GS0} = V_{DS0} = 0V$ ) correspond au comportement optimal du transistor, sans effet de pièges liés à la polarisation des bornes, ni auto échauffement (sinon celui se produisant durant l'impulsion) augmentant la résistance du canal. Les mesures en gate-lag sont réalisées pour des valeurs  $V_{GS0}$  de -1V, -3V et -5V (on remarquera que ce composant n'est pas parfaitement normally-off, la tension de pincement réelle étant de -0.5 V), et la tension lors de l'impulsion  $V_{GS}$  est de 5V. Pour chacune des valeurs  $V_{GS0}$ , on a effectué une mesure du drain-lag, avec une impulsion  $V_{DS}$  allant de 0 à 10V. La période est de 10  $\mu s$  avec une durée d'impulsion de 500 ns, soit un rapport cyclique de 0.5%. Les temps de montée et de descente sont de 15 ns tous les deux.

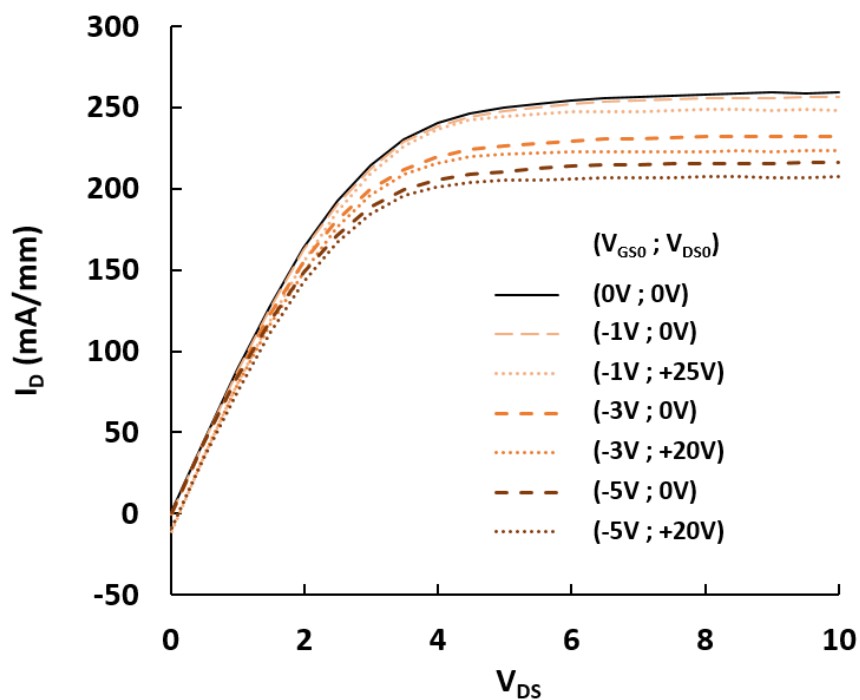


Figure 3.21 : Mesure de gate-lag et de drain-lag. MOSHEMT normally-off de dimension  $L_G = 3 \mu m$ ,  $L_{GS} = 1.5 \mu m$ ,  $L_{GD} = 3.5 \mu m$ , et une longueur de field plate  $L_{FP} = 1 \mu m$  (dirigé de la grille vers le drain).

La résistance « statique » à l'état on du transistor,  $R_{on}$ , est calculée avec la pente à l'origine de la caractéristique, dans sa région ohmique. On trouve 11.6  $\Omega$ .mm. Quasiment aucun gate-lag n'a été relevé pour le point de repos le plus élevé ( $V_{GS0} = -1V$ ), avec une chute du courant  $I_D$  de seulement 1.2 % à  $V_{DS} = 10V$ , ce qui était attendu vu la proximité de la tension de pincement. Aucun point d'inflexion sur la courbe  $I_D(V_{DS})$  n'est observable en drain-lag.

Par ailleurs, la tension de claquage typique des grilles de cette technologie est de 6V, ce qui explique des fuites si importantes à 5V. Toujours est-il qu'en excluant ce courant parasite ainsi que les fuites de la grille, on ne mesure qu'une très faible augmentation de la résistance dynamique  $R_{D on}$  de 1.7 %, ce qui est un très bon résultat. Enfin, pour un  $V_{GS0}$  de -5V, le gate-lag est de 16.6%, et pour un  $V_{DS0}$  de 20V, le rapport  $R_{D on} / R_{on}$  est de 11.2%. Ces derniers résultats, bien que très corrects, ne sont donnés qu'à titre indicatif car l'intérêt même du fonctionnement en mode normally-off est justement de s'affranchir d'une polarisation de la grille pour bloquer le transistor.

## 2.2 Adaptation des mesures du gate-lag aux MOSHEMT normally-off

### 2.2.1 Mesures I-V pulsées avec $V_{GS0} > 0$

Comme nous l'avons vu, les mesures de gate lag permettent d'extraire des données quantitatives de la dégradation des performances en régime dynamique due aux défauts situés sous la grille, par l'application d'un potentiel pouvant repousser les électrons hors du canal, ou bien encore activer des pièges en diverses zones de l'épitaxie sous l'effet de la courbure de bande. Toutefois, nous avons dans la partie précédente une forte influence des effets de pièges sous polarisation directe des contacts MOS. Nous proposons donc maintenant une méthode d'analyse du gate-lag engendrée par les pièges les plus proches du contact de grille. On fixe un point de repos  $V_{GS0}$  positif pour les MOSHEMT dont le courant de fuite de grille est très faible.

Les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  sont tracées en figure 3.23. On mesure alors une chute de courant d'environ 11% à  $V_{GS0} = +3V$ , valeur assez proche de ce qui a été mesuré pour

$V_{GS0} = -3V$ . Toutefois on relève une chute de 42 % à  $V_{GS0} = +5V$ , ce qui semble indiquer que le gate-lag suit une évolution bien plus rapide en fonction du point de repos de la grille sous une tension de bias positive. Ces résultats mettent en avant des effets de pièges conséquents, spécifiques à la structure MOS du transistor, venant fortement dégrader ses performances dynamiques lorsque le composant reste majoritairement à l'état on. Le drain-lag ne peut pas être mesuré dans cette configuration puisque le canal au repos n'est pas pincé, ce qui entraîne un auto-échauffement faussant la mesure.

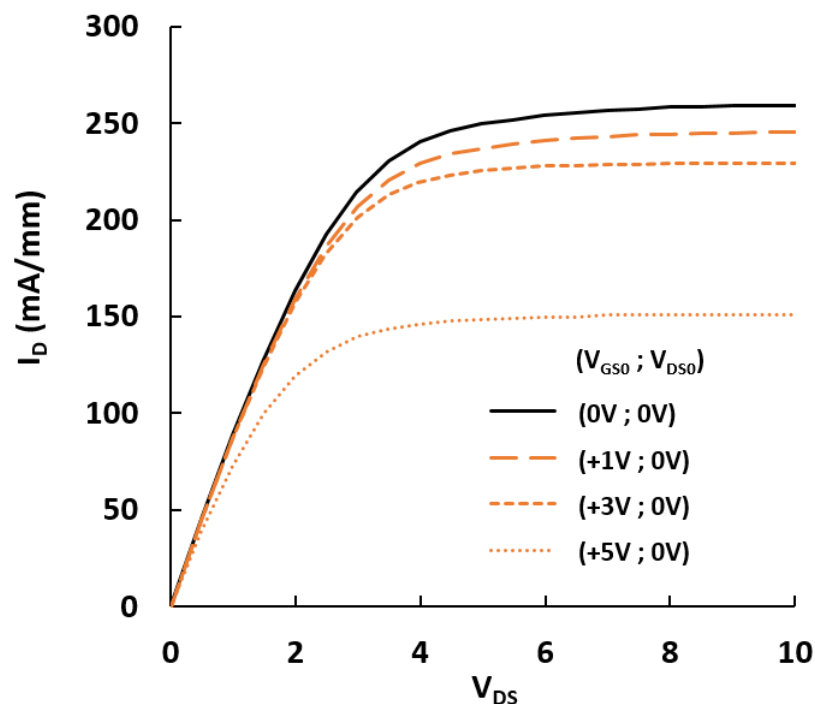


Figure 3.22 : Mesures de gate-lag avec point de repos positif (canal non-pincé).

En corroborant avec la distribution des états d'interface le long de la bande interdite ainsi que le décalage vers la droite de la caractéristique C-V sous stress, nous pouvons déduire que le phénomène de gate-lag observé ici est dû à la présence de pièges accepteurs activés lors du rapprochement de la bande de conduction du niveau de Fermi, tel que nous l'avons représenté sur la figure 3.24. Ceux-ci s'ionisent alors que le contact est en régime d'accumulation (électrons présents dans l'AlGaN) avec un temps de capture relativement court. Les charges collectées par les états d'interfaces agissent ensuite comme une grille

virtuelle provoquant la déplétion du canal. La décharge s'effectue au travers de l'AlGaN, avec un temps d'émission plus long.

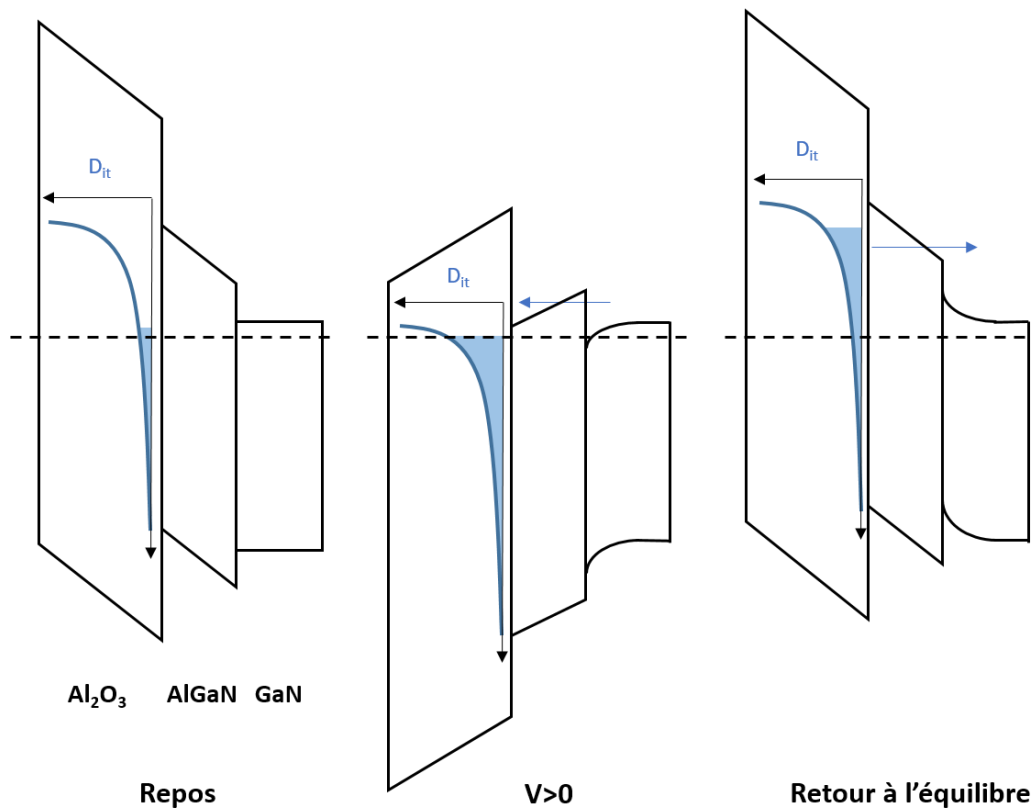


Figure 3.23 : Diagramme de bande schématique de l'hétérostructure  $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{AlGaN} / \text{GaN}$ . La répartition des états d'interface accepteurs est représentée le long du gap de l'AlGaN par la courbe bleue (allure exponentielle comme calculée pour l'AlGaN). L'aire remplie sous la courbe indique des états accepteurs activés (chargés d'un électron).

### 2.2.2 Influence du field-plate sur les effets de pièges

Des MOSHEMT normally-off avec des électrodes de champ ont été soumis à des mesures pulsées de gate lag et de drain lag. La longueur  $L_{FP}$  de cette extension est comprise entre  $0 \mu\text{m}$  et  $1.5 \mu\text{m}$ , par pas de  $0.5 \mu\text{m}$ . Les transistors sous test ont tous les mêmes caractéristiques, à savoir  $L_{GD} = 3.5 \mu\text{m}$ ,  $L_{GS} = 1.5 \mu\text{m}$ ,  $L_G = 3 \mu\text{m}$  et  $W = 100 \mu\text{m}$ . La tension de repos de la grille  $V_{GSQ}$  pour les mesures du gate-lag est de  $-1\text{V}$ , soit juste sous le pincement du canal. La tension de repos du drain pour le drain-lag est de  $25\text{V}$ . Les résultats sont donnés directement en pourcentage par rapport à la mesure de la caractéristique I-V à tension de bias nulle sur la figure 3.25. La tension  $V_{DS}$  de lecture du courant à l'état on est de  $8\text{V}$ .



Il apparait ainsi clairement une amélioration du comportement des composants en régime pulsé. L'insertion du field-plate rabaisse le gate-lag de 2% à 0.7%, sans grande influence de la longueur  $L_{FP}$ , indiquant son action uniquement sur des pièges sous la grille. Il est en réalité probable que les effets de pièges présents en l'absence de l'extension de la grille apparaissent à cause de légers désalignements des lithographies successives lors de la fabrication. On constate également une amélioration constante du drain-lag en fonction de la longueur  $L_{FP}$ , passant de 5% en l'absence de field-plate à 2% pour  $L_{FP} = 1.5 \mu\text{m}$ . Des mesures pulsées sont prévues à court terme avec un  $V_{GSQ} > 0V$ .

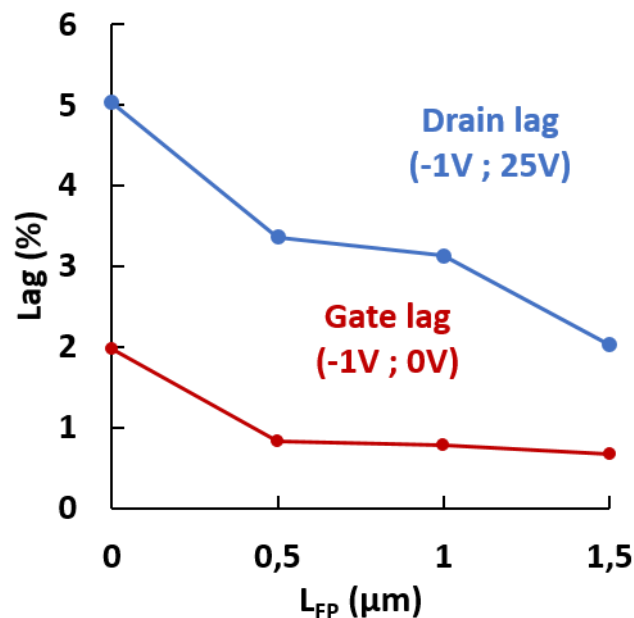


Figure 3.24 : Mesure de gate-lag et de drain-lag en fonction de la longueur du field-plate.

### 3 Conclusion de la partie 2

Deux procédés de dépôt d'alumine ont été évalués par des mesures C-V afin d'en extraire la densité d'état à l'interface  $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{AlGaN}$ . Les résultats obtenus lorsque les contacts MOS subissent préalablement un stress électrique se révèlent très bons par rapport à l'état de l'art actuel. Des densités de l'ordre de  $10^9$  pour le procédé utilisant l'eau comme oxydant, et de  $10^{10} \text{ cm}^{-2}$  pour celui utilisant de l'ozone, ont été obtenus, montrant ainsi l'efficacité de

ce premier dépôt à réduire la densité de pièges à fort temps d'émission. En revanche, les résultats obtenus, pour des constantes d'émission courtes, restent mitigés, ce qui demande la réalisation de technologies supplémentaires pour pouvoir statuer sur leurs réelles performances et leur reproductibilité d'une épitaxie à l'autre. Malgré cela, les caractéristiques C-V ont permis, par la méthode HF/LF, d'extraire des profils de distribution de la densité d'états dans le bandgap de la barrière AlGaN. Là encore, ceux-ci sont bien placés dans l'état de l'art, avec premièrement une décroissance exponentielle du continuum de pièges entre 0.3 eV et 0.7 eV pour tous les échantillons. Deuxièmement des ordres de grandeurs de  $10^8$  à  $10^{11}$   $\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$  ont été calculés sur la plage d'énergie sondée, ce qui est relativement faible. La fabrication de nouveaux dispositifs devrait également permettre de décorrélérer l'influence de chaque étape de la formation des contacts MOS : prétraitement, dépôt et recuit. Néanmoins, les premiers résultats exposés au cours de ces travaux sont très encourageants.

Dans cette partie, des mesures pulsées ont également été réalisées sur des MOSHEMT normally-off. Certains des résultats obtenus s'avèrent être légèrement moins bons que l'état de l'art pour des mesures de lag « conventionnelle ». Toutefois, sous polarisation positive du point de repos de la grille, nous avons constaté une sévère augmentation du gate-lag, jusqu'à 41.7% pour  $V_{GSQ} = 5\text{V}$ . Cette méthode de mesure n'est pas, à notre connaissance, référencée dans la littérature, nous ne pouvons donc nous situer par rapport à d'autres études pertinentes. Toutefois ces résultats corroborent les mécanismes de piégeage des électrons, souvent démontrés, sous stress électrique direct des contacts  $\text{Al}_2\text{O}_3 / \text{AlGaN}$ .



## Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse apporte une contribution au développement des technologies GaN appliquées à l'électronique de puissance, et plus particulièrement aux composants actifs dédiés à la conversion de tension DC-DC.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons établi un état de l'art des technologies GaN ciblant spécifiquement les applications de commutation pour les systèmes à forte densité de puissance et d'intégration. Après avoir rappelé les propriétés fondamentales de ce matériau et des épitaxies AlGaIn/GaN, nous avons identifié des hétérostructures adaptées à la commutation en électronique de puissance. En effet, les épitaxies GaN souffrent encore aujourd'hui de défauts principalement liés aux dislocations traversantes se formant à cause des contraintes mécaniques et thermiques lors de la croissance. Le substrat SiC a ainsi montré une prédisposition pour les applications haute tension grâce à sa conductivité thermique et la compatibilité des paramètres de mailles avec le GaN. Un grand intérêt est tout de même porté au substrat Si, du fait du coût élevé du SiC. Des hétérostructures innovantes sont alors mises en œuvre pour parer les défauts induits par le manque de compatibilité entre les deux matériaux.

Nous nous sommes ensuite penchés sur les transistors GaN normally-off dédiés à la commutation. Trois procédés ont été repérés afin d'obtenir le mode normally-off : le cap P-GaN, le retrait de grille et le traitement de surface par plasma fluoré. Ce dernier a retenu notre attention pour sa faisabilité à l'IEMN et pour la possibilité d'atteindre des tensions de pincement élevées. Par la suite, l'intérêt porté aux composants normally-off nous a conduit à examiner les méthodes de dépôt d'oxyde en couche mince pour la fabrication de grilles MOS. Les procédés de dépôt par ALD et LPCVD l'emportent largement grâce à leur faible contrainte en température et la croissance de couches homogènes de quelques nanomètres d'épaisseur. L' $\text{Al}_2\text{O}_3$  est couramment utilisé pour cette application, mais là encore, d'autres matériaux compétitifs à fortes permittivités semblent le concurrencer, tels que le  $\text{ZrO}_2$  ou le  $\text{HfO}_2$ .

Nous avons terminé ce premier chapitre par un état de l'art des diodes GaN. Les diodes Schottky montrent des performances intéressantes en polarisation directe malgré que la barrière de potentielle soit pincée au niveau de Fermi, il n'existe ainsi que de faibles écarts de performances entre les différents métaux utilisés. Toutefois des améliorations ont pu être observées grâce au traitement de la surface avant le dépôt métallique, avec une réduction de la tension de seuil en direct et du courant de fuite en inverse. Enfin, nous concluons cet état de l'art avec les diodes LFER. Cette technologie est prometteuse et compétitive face aux diodes Schottky, car elle montre des performances en DC et en pulsé analogues, avec en plus une solution efficace pour réduire leur dissipation de puissance, car la tension de seuil en directe peut être réduite à zéro.

Nous avons consacré le deuxième chapitre de ce manuscrit à l'exposé des procédés de développements technologiques mis au point au cours de ce travail de thèse. Les étapes du procédé initial pour la fabrication de HEMT normally-on ont été décrites. Une optimisation de la gravure de l'AlGaIn pour le retrait des contacts ohmiques a été réalisée et a permis d'atteindre une résistance de contact moyenne de  $0.25 \Omega \cdot \text{mm}$ , en privilégiant une gravure IBE in-situ partielle de l'AlGaIn à plus faible énergie.

Une attention particulière a été apportée à l'élaboration et à l'optimisation d'un procédé de traitement de l'AlGaIn par plasma fluoré, solution sélectionnée pour l'obtention du fonctionnement normally-off. Une étude paramétrique a montré l'efficacité du traitement en ICP/RIE à très faible bias, 28 V, réduisant ainsi les dégâts subis par l'AlGaIn sous l'exposition au plasma. Des transistors avec un  $V_p > 1\text{V}$ , et des LFER avec un  $V_{on}$  quasi-nul et des tensions de seuil excédant 350V ont ainsi été produits. Toutefois un compromis est nécessaire car l'augmentation de la tension de seuil implique celle de la résistance du canal. Un procédé de traitement thermique à basse température, expérimenté pour la première fois à notre connaissance, a prouvé son efficacité pour contrer le problème d'instabilité des paramètres électriques des composants normally-off traités par plasma fluoré, en réduisant le back-shift de la tension de pincement des transistors à effet de champ. Ce recuit a également permis de

largement réduire les fuites dans la structure, augmentant ainsi le rapport  $I_{on/off}$  des HEMT de trois décades, où en réduisant le courant inverse des LFER et des diodes Schottky d'une décade. La résistance série des composants a également été réduite, résultats attribués à une restauration des dégâts de la maille cristalline engendrés par le traitement de surface. Enfin, les travaux ont montré une bien meilleure stabilité en température des composants traités sous plasma ICP/RIE que pour ceux traités en RIE seul ou par implantation ionique, qui revenait à leur état normally-on après recuit.

Tel que cela avait été souligné dans la bibliographie, le dépôt d'oxyde s'est avéré indispensable pour réduire les fuites par la grille. Les procédés de dépôt d' $Al_2O_3$  expérimentés ont mis en avant une meilleure tenue en tension des couches déposées avec de l'ozone plutôt que de l'eau. Toutefois des analyses ultérieures ont révélé que l'utilisation d'eau comme oxydant réduisait de façon considérable la densité d'états des contacts MOS.

La caractérisation des performances et l'extraction des paramètres physiques des composants a fait l'objet du troisième et dernier chapitre. Pour commencer, les performances des diodes Schottky sont manifestement améliorées aussi bien par le traitement de surface par plasma  $SF_6$  que par le traitement thermique qui s'en suit. Des réductions de la tension de seuil directe, de la résistance à l'état on, ainsi que du courant inverse ont été observées. Afin de cerner les phénomènes à l'œuvre au sein du contact Ni/AlGaIn, des mesures I-V en environnement cryogénique ont été réalisées. Pour les composants ayant subi le recuit à basse température, l'émission thermoïonique est le mode de conduction privilégié, alors que les composants ne l'ayant pas été souffraient de plus de fuites par effet tunnel.

L'amélioration des performances des contacts Ni/AlGaIn a été attribuée à un recouvrement des états à l'interface. Cependant, il reste des mécanismes de fuite dont la contribution en polarisation inverse n'a pas encore été quantifiée, des mesures complémentaires doivent être effectuées pour évaluer l'influence des conceptions par effet Poole-Frenkel, ou d'émission par effet de champ.

Des mesures de current collapse ont ensuite été réalisées sur les LFER. Il en est ressorti une forte dépendance du temps de recouvrement et de la résistance dynamique aussi bien face à la tension qu'à la durée du stress électrique exercé. Aucune mesure pulsée sur n'a pu être réalisée à l'IEMN sur des diodes d'un tel calibre de courant/tension, du fait de l'absence d'un banc de caractérisation adéquat. Il n'est donc pas possible pour l'heure de définir clairement les limites de fonctionnement en commutation de ces composants. Il est toutefois indéniable que ces composants souffrent d'effet de pièges à forte durée d'émission. Il est donc nécessaire à présent d'envisager des structures plus optimales. Une voie de recherche prometteuse serait d'étudier des structures de LFER à anode hybride, dont le contact Schottky serait remplacé par un contact MOS afin de passiver la surface de l'AlGaIn, tel que cela a été réalisé sur les MOSHEMT, dont le procédé de dépôt d'alumine TMAI+H<sub>2</sub>O semble largement réduire les pièges à forte durée d'émission.

Dans un second temps, nous avons observé le comportement en régime dynamique des MOSHEMT. Les résultats étaient bien plus encourageants avec un gate-lag et un drain-lag très faibles. L'insertion d'une électrode de champ de 1.5  $\mu\text{m}$  a par ailleurs réduit plus encore les effets de lag : des baisses de 2% à 0.7% du gate-lag et de 5% à 2% du drain-lag sont mesurées. Nous avons en revanche constaté des effets de pièges conséquents lorsque  $V_{GS,Q}$  est positif. Ces mesures, qui coïncident avec les mesures C-V sous stress électrique des contacts MOS, mettent en lumière la présence de pièges accepteurs à l'interface Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGaIn, s'activant en polarisation directe lorsque la bande de conduction se rapproche du niveau de Fermi. Des mesures pulsées complémentaires doivent être effectuées à court terme afin d'extraire une caractéristique fine  $I_D(V_{GS})$  ainsi que d'analyser l'influence du field-plate sur le gate-lag en polarisation positive.

La caractérisation des pièges qui a été faite sur une large échelle de constante de temps devra permettre d'optimiser le procédé de fabrication de grille MOS. L'utilisation d'un oxydant hydrogéné (H<sub>2</sub>O) a prouvé son efficacité sur la réduction de la densité de pièges à forte durée d'émission, et constitue donc une voie de recherche à privilégier. Le prétraitement de la

surface, ainsi que les conditions de dépôt doivent à présent être au centre d'une étude paramétrique plus vaste en vue de réduire les pièges à plus faible durée d'émission constatés lors les mesures pulsées.

L'ensemble des travaux exposés a pour objectif de réaliser des cellules de commutation transistor-diode de roue libre. Les données étudiées grâce à la caractérisation des composants doivent à présent être utilisées pour d'améliorer les points sensibles du procédé de fabrication technologique, en vue de valider un premier convertisseur.

Un cycle de caractérisation électrique et thermique en haute fréquence, suivie de nouvelles optimisations technologiques devra être mis en place. Ces travaux devront finalement aboutir à l'encapsulation de ces dispositifs pour être intégrés dans un convertisseur où les composants actifs sont tous de la filière GaN. Dans ce but, il sera nécessaire de développer des modèles ADS ou SPICE de ces composants pour la conception de ces convertisseurs HF à haute intégration.

Finalement, il serait intéressant de réaliser l'intégration dans le même boîtier d'un transistor et d'une diode GaN afin d'obtenir une cellule de commutation élémentaire largement utilisée dans les convertisseurs DC-DC.





## Références

- [1] S. K. Pugh, D. J. Dugdale, S. Brand, et R. A. Abram, « Electronic structure calculations on nitride semiconductors », p. 10.
- [2] T. K. Gachovska et J. L. Hudgins, « 5 - SiC and GaN Power Semiconductor Devices », in *Power Electronics Handbook (Fourth Edition)*, Fourth Edition., M. H. Rashid, Éd. Butterworth-Heinemann, 2018, p. 95-155. doi: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-811407-0.00005-2>.
- [3] A. Yamada, J. Yaita, N. Nakamura, et J. Kotani, « Low-sheet-resistance high-electron-mobility transistor structures with strain-controlled high-Al-composition AlGa<sub>N</sub> barrier grown by MOVPE », *J. Cryst. Growth*, vol. 560-561, p. 126046, avr. 2021, doi: [10.1016/j.jcrysgro.2021.126046](https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2021.126046).
- [4] J. Wang *et al.*, « Investigation on minority carrier lifetime, diffusion length and recombination mechanism of Mg-doped GaN grown by MOCVD », *J. Alloys Compd.*, vol. 870, p. 159477, juill. 2021, doi: [10.1016/j.jallcom.2021.159477](https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2021.159477).
- [5] S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, et R. V. Overstraeten, « III-nitrides: Growth, characterization, and properties », *J. Appl. Phys.*, vol. 87, n° 3, p. 965-1006, févr. 2000, doi: [10.1063/1.371971](https://doi.org/10.1063/1.371971).
- [6] H. Fujikura, T. Yoshida, M. Shibata, et Y. Otoki, « Recent progress of high-quality GaN substrates by HVPE method », présenté à SPIE OPTO, San Francisco, California, United States, févr. 2017, p. 1010403. doi: [10.1117/12.2257202](https://doi.org/10.1117/12.2257202).
- [7] X. He, D. Zhao, W. Liu, J. Yang, X. Li, et X. Li, « Effect of GaN buffer polarization on electron distribution of AlGa<sub>N</sub>/GaN heterostructure », *J. Alloys Compd.*, vol. 670, p. 258-261, juin 2016, doi: [10.1016/j.jallcom.2016.02.047](https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2016.02.047).
- [8] G. Cong, Y. Lu, W. Peng, X. Liu, X. Wang, et Z. Wang, « Design of the low-temperature AlN interlayer for GaN grown on Si (111) substrate », *J. Cryst. Growth*, vol. 276, n° 3-4, p. 381-388, avr. 2005, doi: [10.1016/j.jcrysgro.2004.11.419](https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2004.11.419).
- [9] W. Luo *et al.*, « Growth and fabrication of AlGa<sub>N</sub>/GaN HEMT based on Si(111) substrates by MOCVD », *Microelectron. J.*, vol. 39, n° 9, p. 1108-1111, sept. 2008, doi: [10.1016/j.mejo.2008.01.083](https://doi.org/10.1016/j.mejo.2008.01.083).
- [10] S. Rathkanthiwar *et al.*, « Impact of pits formed in the AlN nucleation layer on buffer leakage in GaN/AlGa<sub>N</sub> high electron mobility transistor structures on Si (111) », *J. Appl. Phys.*, vol. 127, n° 21, p. 215705, juin 2020, doi: [10.1063/1.5140507](https://doi.org/10.1063/1.5140507).
- [11] C. Poblentz, P. Waltereit, S. Rajan, S. Heikman, U. K. Mishra, et J. S. Speck, « Effect of carbon doping on buffer leakage in AlGa<sub>N</sub>/GaN high electron mobility transistors », *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, vol. 22, n° 3, p. 1145-1149, mai 2004, doi: [10.1116/1.1752907](https://doi.org/10.1116/1.1752907).
- [12] Y. C. Choi, M. Pophristic, H.-Y. Cha, B. Peres, M. G. Spencer, et L. F. Eastman, « The Effect of an Fe-doped GaN Buffer on off-State Breakdown Characteristics in AlGa<sub>N</sub>/GaN HEMTs on Si Substrate », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 53, n° 12, p. 2926-2931, déc. 2006, doi: [10.1109/TED.2006.885679](https://doi.org/10.1109/TED.2006.885679).
- [13] S. Kato, Y. Satoh, H. Sasaki, I. Masayuki, et S. Yoshida, « C-doped GaN buffer layers with high breakdown voltages for high-power operation AlGa<sub>N</sub>/GaN HFETs on 4-in Si substrates by MOVPE », *J. Cryst. Growth*, vol. 298, p. 831-834, janv. 2007, doi: [10.1016/j.jcrysgro.2006.10.192](https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.10.192).

- [14] D. A. Deen *et al.*, « 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, n° 9, p. 093503, sept. 2014, doi: 10.1063/1.4895105.
- [15] I. P. Smorchkova *et al.*, « Two-dimensional electron-gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 24, p. 3998-4000, déc. 2000, doi: 10.1063/1.1332408.
- [16] A. Chakroun, A. Jaouad, M. Bouchilaoun, O. Arenas, A. Soltani, et H. Maher, « Normally-off AlGaIn/GaN MOS-HEMT using ultra-thin Al<sub>0.45</sub>Ga<sub>0.55</sub>N barrier layer: Normally-off AlGaIn/GaN MOS-HEMT », *Phys. Status Solidi A*, vol. 214, n° 8, p. 1600836, août 2017, doi: 10.1002/pssa.201600836.
- [17] M. Wosko, B. Paszkiewicz, R. Paszkiewicz, et M. Tlaczala, « Influence of AlN spacer on the properties of AlGaIn/AlN/GaN heterostructures », *Opt. Appl. 012013 ISSN 1429-7507*, 2013, doi: 10.5277/OA130108.
- [18] P. Ivo *et al.*, « Influence of GaN cap on robustness of AlGaIn/GaN HEMTs », in *2009 IEEE International Reliability Physics Symposium*, 2009, p. 71-75. doi: 10.1109/IRPS.2009.5173226.
- [19] H. Sun *et al.*, « Investigation of the Trap States and  $V_{\text{TH}}$  Instability in LPCVD Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>/AlGaIn/GaN MIS-HEMTs with an In-Situ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Interfacial Layer », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 66, n° 8, p. 3290-3295, 2019, doi: 10.1109/TED.2019.2919246.
- [20] H. Jiang, C. Liu, Y. Chen, X. Lu, C. W. Tang, et K. M. Lau, « Investigation of In Situ SiN as Gate Dielectric and Surface Passivation for GaN MISHEMTs », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 64, n° 3, p. 832-839, 2017, doi: 10.1109/TED.2016.2638855.
- [21] Y. Cai, Y. Zhou, K. M. Lau, et K. J. Chen, « Control of Threshold Voltage of AlGaIn/GaN HEMTs by Fluoride-Based Plasma Treatment: From Depletion Mode to Enhancement Mode », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 53, n° 9, p. 2207-2215, sept. 2006, doi: 10.1109/TED.2006.881054.
- [22] Z. Gao, B. Hou, Y. Liu, et X. Ma, « Impact of fluorine plasma treatment on AlGaIn/GaN high electronic mobility transistors by simulated and experimental results », *Microelectron. Eng.*, vol. 154, p. 22-25, mars 2016, doi: 10.1016/j.mee.2016.01.027.
- [23] R. Wang *et al.*, « Assessing the Role of Fluorine in the Performance of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N / GaN High-Electron-Mobility Transistors from First-Principles Calculations », *Phys. Rev. Appl.*, vol. 11, n° 5, p. 054021, mai 2019, doi: 10.1103/PhysRevApplied.11.054021.
- [24] W. Chen, K.-Y. Wong, W. Huang, et K. J. Chen, « High-performance AlGaIn/GaN lateral field-effect rectifiers compatible with high electron mobility transistors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, n° 25, p. 253501, juin 2008, doi: 10.1063/1.2951615.
- [25] Z. Hu *et al.*, « Impact of CF<sub>4</sub> plasma treatment on threshold voltage and mobility in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/InAlN/GaN MOSHEMTs », *Appl. Phys. Express*, vol. 7, n° 3, p. 031002, mars 2014, doi: 10.7567/APEX.7.031002.
- [26] Y.-H. Wang *et al.*, « High-temperature studies of multiple fluorinated traps within an Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> gate dielectric for E-Mode AlGaIn/GaN power MIS-HEMTs », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 31, n° 2, p. 025004, févr. 2016, doi: 10.1088/0268-1242/31/2/025004.
- [27] N. Sun *et al.*, « Improving Gate Reliability of 6-In E-Mode GaN-Based MIS-HEMTs by Employing Mixed Oxygen and Fluorine Plasma Treatment », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 69, n° 1, p. 82-87, 2022, doi: 10.1109/TED.2021.3131118.
- [28] N.-H. Lee *et al.*, « Effects of various surface treatments on gate leakage, subthreshold slope, and current collapse in AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 53, n° 4S, p. 04EF10, janv. 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.04EF10.

- [29] Yong Cai, Yugang Zhou, K. J. Chen, et K. M. Lau, « High-performance enhancement-mode AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs using fluoride-based plasma treatment », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 26, n° 7, p. 435-437, juill. 2005, doi: 10.1109/LED.2005.851122.
- [30] K. J. Chen *et al.*, « Physics of fluorine plasma ion implantation for Ga<sub>N</sub> normally-off HEMT technology », in *2011 International Electron Devices Meeting*, Washington, DC, USA, déc. 2011, p. 19.4.1-19.4.4. doi: 10.1109/IEDM.2011.6131585.
- [31] J. Chen *et al.*, « High-performance quasi-vertical Ga<sub>N</sub> Schottky barrier diode with anode selective fluorine treatment », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 34, n° 11, p. 115019, nov. 2019, doi: 10.1088/1361-6641/ab420c.
- [32] F. Albany *et al.*, « Stability of the threshold voltage in fluorine-implanted normally-off AlN/Ga<sub>N</sub> HEMTs co-integrated with commercial normally-on Ga<sub>N</sub> HEMT technology », *Proc. ESREF 2021 32nd Eur. Symp. Reliab. Electron Devices Fail. Phys. Anal.*, vol. 126, p. 114291, nov. 2021, doi: 10.1016/j.microrel.2021.114291.
- [33] J. Wu, W. Lu, et P. K. L. Yu, « Normally-OFF AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MOS-HEMT with a two-step gate recess », in *2015 IEEE International Conference on Electron Devices and Solid-State Circuits (EDSSC)*, Singapore, Singapore, juin 2015, p. 594-596. doi: 10.1109/EDSSC.2015.7285184.
- [34] C. Zhe, Z. Yun, Z. Lian, Z. Yong-Bing, W. Jun-Xi, et L. Jin-Min, « Normally-off recessed MOS-gate AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs with over +4V saturation drain current density and a 400V breakdown voltage », in *2016 13th China International Forum on Solid State Lighting: International Forum on Wide Bandgap Semiconductors China (SSLChina: IFWS)*, Beijing, China, nov. 2016, p. 72-76. doi: 10.1109/IFWS.2016.7803760.
- [35] V. I. Egorin, V. A. Bepalov, A. A. Zaitsev, V. E. Zemlyakov, V. V. Kapaev, et O. B. Kukhtyaeva, « Normally-Off p-Gate Transistor Based on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Heterostructures », *Semiconductors*, vol. 55, n° 13, p. 1039-1044, déc. 2021, doi: 10.1134/S1063782621130042.
- [36] W.-S. Tsai, Z.-W. Qin, et Y.-M. Hsin, « Design of Hybrid Schottky-Ohmic Gate in Normally-Off p-Ga<sub>N</sub> Gate AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs », *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 10, n° 12, p. 125003, déc. 2021, doi: 10.1149/2162-8777/ac44f3.
- [37] M. Meneghini, O. Hilt, J. Wuerfl, et G. Meneghesso, « Technology and Reliability of Normally-Off Ga<sub>N</sub> HEMTs with p-Type Gate », *Energies*, vol. 10, n° 2, p. 153, janv. 2017, doi: 10.3390/en10020153.
- [38] M. Hua *et al.*, « Normally-Off LPCVD-Si<sub>N</sub><sub>x</sub>/Ga<sub>N</sub> MIS-FET With Crystalline Oxidation Interlayer », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 38, n° 7, p. 929-932, juill. 2017, doi: 10.1109/LED.2017.2707473.
- [39] W. Shi *et al.*, « Implementation of RTCVD-Si<sub>N</sub><sub>x</sub> Gate Dielectric Into Enhancement-Mode Ga<sub>N</sub> MIS-HEMTs Fabricated on Ultrathin-Barrier AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>-on-Si Platform », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 68, n° 9, p. 4274-4277, sept. 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3088771.
- [40] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek, et T. Hashizume, « Capacitance–Voltage Characteristics of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Structures and State Density Distribution at Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub> Interface », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 2, p. 021001, févr. 2011, doi: 10.1143/JJAP.50.021001.
- [41] S. Kaneki et T. Hashizume, « Interface characterization of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/m-plane Ga<sub>N</sub> structure », *AIP Adv.*, vol. 11, n° 1, p. 015301, janv. 2021, doi: 10.1063/5.0031232.

- [42] Y. Ando *et al.*, « Low interface state densities at Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/GaN interfaces formed on vicinal polar and non-polar surfaces », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 117, n° 10, p. 102102, sept. 2020, doi: 10.1063/5.0010774.
- [43] N. Shi, K. Wang, B. Zhou, J. Weng, et Z. Cheng, « Optimization AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMT with Field Plate Structures », *Micromachines*, vol. 13, n° 5, p. 702, avr. 2022, doi: 10.3390/mi13050702.
- [44] Md. T. Hasan, T. Asano, H. Tokuda, et M. Kuzuhara, « Current Collapse Suppression by Gate Field-Plate in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, n° 11, p. 1379-1381, nov. 2013, doi: 10.1109/LED.2013.2280712.
- [45] M. Z. Peng, Y. K. Zheng, X. J. Chen, et X. Y. Liu, « Ga<sub>N</sub>-based HEMT devices for power switching applications », in *The 2012 International Workshop on Microwave and Millimeter Wave Circuits and System Technology*, Chengdu, Sichuan Province, China, avr. 2012, p. 1-3. doi: 10.1109/MMWCST.2012.6238191.
- [46] G. Kurt *et al.*, « Investigation of a Hybrid Approach for Normally-Off Ga<sub>N</sub> HEMTs Using Fluorine Treatment and Recess Etch Techniques », *IEEE J. Electron Devices Soc.*, vol. 7, p. 351-357, 2019, doi: 10.1109/JEDS.2019.2899387.
- [47] Y.-K. Lin *et al.*, « High-Performance Ga<sub>N</sub> MOSHEMTs Fabricated With ALD Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Dielectric and NBE Gate Recess Technology for High Frequency Power Applications », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 38, n° 6, p. 771-774, juin 2017, doi: 10.1109/LED.2017.2696569.
- [48] Cho, Cha, et Kim, « Influence of Oxygen-Plasma Treatment on In-Situ Si<sub>N</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MOSHEMT with PECVD SiO<sub>2</sub> Gate Insulator », *Materials*, vol. 12, n° 23, p. 3968, nov. 2019, doi: 10.3390/ma12233968.
- [49] J. Liu *et al.*, « Surge Current and Avalanche Ruggedness of 1.2-kV Vertical Ga<sub>N</sub> p-n Diodes », *IEEE Trans. Power Electron.*, vol. 36, n° 10, p. 10959-10964, oct. 2021, doi: 10.1109/TPEL.2021.3067019.
- [50] T. Zhang *et al.*, « Investigation of an AlGa<sub>N</sub>-channel Schottky barrier diode on a silicon substrate with a molybdenum anode », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 36, n° 4, p. 044003, mars 2021, doi: 10.1088/1361-6641/abcb5.
- [51] T. Zhang *et al.*, « Comprehensive Annealing Effects on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Schottky Barrier Diodes With Different Work-Function Metals », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 68, n° 6, p. 2661-2666, juin 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3074896.
- [52] S. Chakraborty et T.-W. Kim, « Comprehensive Schottky Barrier Height Behavior and Reliability Instability with Ni/Au and Pt/Ti/Pt/Au on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> High-Electron-Mobility Transistors », *Micromachines*, vol. 13, n° 1, p. 84, janv. 2022, doi: 10.3390/mi13010084.
- [53] E. Polyntsev, E. Erofeev, et I. Yunusov, « The Influence of Design on Electrical Performance of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Lateral Schottky Barrier Diodes for Energy-Efficient Power Applications », *Electronics*, vol. 10, n° 22, p. 2802, nov. 2021, doi: 10.3390/electronics10222802.
- [54] X. Kang *et al.*, « Thin-barrier gated-edge termination AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Schottky barrier diode with low reverse leakage and high turn-on uniformity », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 36, n° 9, p. 094001, août 2021, doi: 10.1088/1361-6641/ac0b93.
- [55] J.-G. Lee, B.-R. Park, C.-H. Cho, K.-S. Seo, et H.-Y. Cha, « Low Turn-On Voltage AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>-on-Si Rectifier With Gated Ohmic Anode », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, n° 2, p. 214-216, févr. 2013, doi: 10.1109/LED.2012.2235403.
- [56] T. Zhang *et al.*, « Current-Collapse Suppression of High-Performance Lateral AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Schottky Barrier Diodes by a Thick Ga<sub>N</sub> Cap Layer », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 42, n° 4, p. 477-480, 2021, doi: 10.1109/LED.2021.3057917.

- [57] J. T. Kemmerling *et al.*, « Impact of Charge Balance on Static and Dynamic Characteristics of GaN Super-Heterojunction Schottky Barrier Diodes », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 43, n° 5, p. 701-704, mai 2022, doi: 10.1109/LED.2022.3163236.
- [58] K. Liu *et al.*, « Improving the Performance of Deep Recessed Anode AlGaIn/GaN Schottky Barrier Diode by Post Etching Treatment », *Phys. Status Solidi A*, vol. 218, n° 7, p. 2000686, avr. 2021, doi: 10.1002/pssa.202000686.
- [59] W. Jin Ha *et al.*, « Analysis of the reverse leakage current in AlGaIn/GaN Schottky barrier diodes treated with fluorine plasma », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, n° 13, p. 132104, mars 2012, doi: 10.1063/1.3697684.
- [60] M. Basler *et al.*, « Large-Area Lateral AlGaIn/GaN-on-Si Field-Effect Rectifier With Low Turn-On Voltage », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 41, n° 7, p. 993-996, juill. 2020, doi: 10.1109/LED.2020.2994656.
- [61] J. Gao *et al.*, « Schottky-MOS Hybrid Anode AlGaIn/GaN Lateral Field-Effect Rectifier With Low Onset Voltage and Improved Breakdown Voltage », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 38, n° 10, p. 1425-1428, oct. 2017, doi: 10.1109/LED.2017.2737520.
- [62] Q. Zhou *et al.*, « Ultrathin barrier AlGaIn/GaN hybrid-anode-diode with MOCVD in-situ Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>-cap and LPCVD-Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> bilayer passivation stack for dynamic characteristic improvement », *Electron. Lett.*, vol. 56, n° 15, p. 789-791, juill. 2020, doi: 10.1049/el.2020.0432.
- [63] Y. Shi *et al.*, « Investigation on the device geometry-dependent reverse recovery characteristic of AlGaIn/GaN lateral field-effect rectifier (L-FER) », *Superlattices Microstruct.*, vol. 120, p. 605-610, août 2018, doi: 10.1016/j.spmi.2018.06.020.
- [64] R.-S. Ki, J.-G. Lee, H.-Y. Cha, et K.-S. Seo, « The effect of edge-terminated structure for lateral AlGaIn/GaN Schottky barrier diodes with gated ohmic anode », *Solid-State Electron.*, vol. 166, p. 107768, avr. 2020, doi: 10.1016/j.sse.2020.107768.
- [65] E. Zanoni *et al.*, « Failure physics and reliability of GaN-based HEMTs for microwave and millimeter-wave applications: a review of consolidated data and recent results », *Phys. Status Solidi A*, vol. n/a, n° n/a, mars 2022, doi: 10.1002/pssa.202100722.
- [66] E. V. Sleptsov *et al.*, « Investigation of the thermal annealing effect on electrical properties of Ni/Au, Ni/Mo/Au and Mo/Au Schottky barriers on AlGaIn/GaN heterostructures », *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 816, p. 012039, mars 2017, doi: 10.1088/1742-6596/816/1/012039.
- [67] M. Hou, G. Xie, et K. Sheng, « Mechanism of Ti/Al/Ni/Au ohmic contacts to AlGaIn/GaN heterostructures via laser annealing », *Chin. Phys. B*, vol. 28, n° 3, p. 037302, mars 2019, doi: 10.1088/1674-1056/28/3/037302.
- [68] Y. Zhu, W. Cao, Y. Fan, Y. Deng, et C. Xu, « Effects of rapid thermal annealing on ohmic contact of AlGaIn/GaN HEMTs », *J. Semicond.*, vol. 35, n° 2, p. 026004, févr. 2014, doi: 10.1088/1674-4926/35/2/026004.
- [69] Y.-Y. Wong, E. Y. Chang, Y.-K. Chen, S. C. Liu, Y.-C. Lin, et J.-S. Maa, « Ti/Al/Ni/Cu Ohmic Contact with Low Contact Resistance and Smooth Surface Morphology for AlGaIn/GaN HEMT », *ECS Trans.*, vol. 61, n° 4, p. 329-336, mars 2014, doi: 10.1149/06104.0329ecst.
- [70] J.-S. Jang, K.-H. Park, H.-K. Jang, H.-G. Kim, et S.-J. Park, « Ohmic contacts to p-type GaN using a Ni/Pt/Au metallization scheme », *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, vol. 16, n° 6, p. 3105-3107, nov. 1998, doi: 10.1116/1.590448.

- [71] M. Hajlasz *et al.*, « Characterization of recessed Ohmic contacts to AlGaIn/GaN », in *Proceedings of the 2015 International Conference on Microelectronic Test Structures*, 2015, p. 158-162. doi: 10.1109/ICMTS.2015.7106133.
- [72] X.-R. You, C.-W. Chen, J. Tzou, et Y.-M. Hsin, « Study of Au-Based and Au-Free Ohmic Contacts in AlGaIn/GaN HEMTs by Recessed Patterns », *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 10, n° 7, p. 075006, juill. 2021, doi: 10.1149/2162-8777/ac12b2.
- [73] D. Qiao, Z. F. Guan, J. Carlton, S. S. Lau, et G. J. Sullivan, « Low resistance ohmic contacts on AlGaIn/GaN structures using implantation and the “advancing” Al/Ti metallization », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, n° 18, p. 2652-2654, mai 1999, doi: 10.1063/1.123927.
- [74] B. Benakaprasad, A. M. Eblabla, X. Li, K. G. Crawford, et K. Elgaid, « Optimization of Ohmic Contact for AlGaIn/GaN HEMT on Low-Resistivity Silicon », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 67, n° 3, p. 863-868, 2020, doi: 10.1109/TED.2020.2968186.
- [75] H. Guan, G. Shen, B. Gao, H. Zhang, Y. Wang, et S. Wang, « A Study on the Optimized Ohmic Contact Process of AlGaIn/GaN-Si MIS-HEMTs », *IEEE Access*, vol. 9, p. 9855-9863, 2021, doi: 10.1109/ACCESS.2020.3048227.
- [76] H. Du *et al.*, « GaN High-Electron-Mobility-Transistor on Free- Standing GaN Substrate With Low Contact Resistance and State-of-the-Art  $f_T \times LG$  Value », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 69, n° 3, p. 968-972, 2022, doi: 10.1109/TED.2021.3138954.
- [77] C. F. Lo *et al.*, « Isolation blocking voltage of nitrogen ion-implanted AlGaIn/GaN high electron mobility transistor structure », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, n° 26, p. 262116, déc. 2010, doi: 10.1063/1.3533381.
- [78] D. Visalli *et al.*, « High breakdown voltage in AlGaIn/GaN/AlGaIn double heterostructures grown on 4 inch Si substrates », *Phys. Status Solidi C*, vol. 6, n° S2, juin 2009, doi: 10.1002/pssc.200880835.
- [79] A. Soni, S. Shikha, et M. Shrivastava, « On the Role of Interface States in AlGaIn/GaN Schottky Recessed Diodes: Physical Insights, Performance Tradeoff, and Engineering Guidelines », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 66, n° 6, p. 2569-2576, juin 2019, doi: 10.1109/TED.2019.2912783.
- [80] T. Hashizume, J. Kotani, et H. Hasegawa, « Leakage mechanism in GaN and AlGaIn Schottky interfaces », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 24, p. 4884-4886, juin 2004, doi: 10.1063/1.1762980.
- [81] G. Greco, P. Fiorenza, M. Spera, F. Giannazzo, et F. Roccaforte, « Forward and reverse current transport mechanisms in tungsten carbide Schottky contacts on AlGaIn/GaN heterostructures », *J. Appl. Phys.*, vol. 129, n° 23, p. 234501, juin 2021, doi: 10.1063/5.0052079.
- [82] S. Saadaoui, M. Mongi Ben Salem, M. Gassoumi, H. Maaref, et C. Gaquière, « Electrical characterization of (Ni/Au)/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN/SiC Schottky barrier diode », *J. Appl. Phys.*, vol. 110, n° 1, p. 013701, juill. 2011, doi: 10.1063/1.3600229.
- [83] I. R. Gatabi *et al.*, « PECVD Silicon Nitride Passivation of AlGaIn/GaN Heterostructures », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, n° 3, p. 1082-1087, 2013, doi: 10.1109/TED.2013.2242075.
- [84] J. H. Ye et M. S. Zhou, « Carbon Rich Plasma-Induced Damage in Silicon Nitride Etch », *J. Electrochem. Soc.*, vol. 147, n° 3, p. 1168, 2000, doi: 10.1149/1.1393331.
- [85] Rongming Chu *et al.*, « Impact of  $\text{CF}_4$  Plasma Treatment on GaN », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 28, n° 9, p. 781-783, sept. 2007, doi: 10.1109/LED.2007.902849.
- [86] M. Mao, Y. Wang, et A. Bogaerts, « Numerical study of the plasma chemistry in inductively coupled SF<sub>6</sub> and SF<sub>6</sub>/Ar plasmas used for deep silicon etching applications »,

- J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 44, n° 43, p. 435202, nov. 2011, doi: 10.1088/0022-3727/44/43/435202.
- [87] L. G. Christophorou et J. K. Olthoff, « Electron Interactions With SF<sub>6</sub> », *J. Phys. Chem. Ref. Data*, vol. 29, n° 3, p. 267-330, mai 2000, doi: 10.1063/1.1288407.
- [88] S. J. Pearton, R. J. Shul, et F. Ren, « A Review of Dry Etching of GaN and Related Materials », *MRS Internet J. Nitride Semicond. Res.*, vol. 5, n° 1, p. e11, 2000, doi: 10.1557/S1092578300000119.
- [89] X. Wei *et al.*, « 2.0 kV/2.1 mΩ·cm<sup>2</sup> Lateral p-GaN/AlGaN/GaN Hybrid Anode Diodes With Hydrogen Plasma Treatment », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 43, n° 5, p. 693-696, 2022, doi: 10.1109/LED.2022.3159240.
- [90] F. Wang *et al.*, « A low turn-on voltage AlGaN/GaN lateral field-effect rectifier compatible with p-GaN gate HEMT technology », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 36, n° 3, p. 034004, mars 2021, doi: 10.1088/1361-6641/abd959.
- [91] Q. Feng, Y. Hao, et Y.-Z. Yue, « The reduction of gate leakage of AlGaN/GaN metal–insulator–semiconductor high electron mobility transistors by N<sub>2</sub> plasma pretreatment », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 24, n° 2, p. 025030, janv. 2009, doi: 10.1088/0268-1242/24/2/025030.
- [92] S. J. Cho *et al.*, « A study of the impact of in-situ argon plasma treatment before atomic layer deposition of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> on GaN based metal oxide semiconductor capacitor », *Microelectron. Eng.*, vol. 147, p. 277-280, nov. 2015, doi: 10.1016/j.mee.2015.04.067.
- [93] S. J. Yun *et al.*, « Etching characteristics of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin films in inductively coupled BCl<sub>3</sub>/Ar plasma », *Vacuum*, vol. 82, n° 11, p. 1198-1202, juin 2008, doi: 10.1016/j.vacuum.2007.12.018.
- [94] K. S. Min, S. H. Kang, J. K. Kim, Y. I. Jhon, M. S. Jhon, et G. Y. Yeom, « Atomic layer etching of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> using BCl<sub>3</sub>/Ar for the interface passivation layer of III–V MOS devices », *Microelectron. Eng.*, vol. 110, p. 457-460, oct. 2013, doi: 10.1016/j.mee.2013.03.170.
- [95] E. A. Douglas, C. A. Sanchez, R. J. Kaplar, A. A. Allerman, et A. G. Baca, « Inductively coupled BCl<sub>3</sub>/Cl<sub>2</sub>/Ar plasma etching of Al-rich AlGaN », *J. Vac. Sci. Technol. A*, vol. 35, n° 2, p. 021305, mars 2017, doi: 10.1116/1.4971245.
- [96] N. Onojima, N. Hirose, T. Mimura, et T. Matsui, « High Off-state Breakdown Voltage 60-nm-Long-Gate AlGaN/GaN Heterostructure Field-Effect Transistors with AlGaN Back-Barrier », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 48, n° 9, p. 094502, sept. 2009, doi: 10.1143/jjap.48.094502.
- [97] M. J. Wang, L. Yuan, K. J. Chen, F. J. Xu, et B. Shen, « Diffusion mechanism and the thermal stability of fluorine ions in GaN after ion implantation », *J. Appl. Phys.*, vol. 105, n° 8, p. 083519, avr. 2009, doi: 10.1063/1.3106561.
- [98] J.-C. Cheng et B.-Y. Tsui, « Effects of Rapid Thermal Annealing on Ar Inductively Coupled Plasma-Treated n-Type 4H-SiC Schottky and Ohmic Contacts », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 65, n° 9, p. 3739-3745, 2018, doi: 10.1109/TED.2018.2859272.
- [99] J. H. Werner et H. H. Güttler, « Barrier inhomogeneities at Schottky contacts », *J. Appl. Phys.*, vol. 69, n° 3, p. 1522-1533, févr. 1991, doi: 10.1063/1.347243.
- [100] J.-H. Shin, J. Park, S. Jang, T. Jang, et K. Sang Kim, « Metal induced inhomogeneous Schottky barrier height in AlGaN/GaN Schottky diode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, n° 24, p. 243505, juin 2013, doi: 10.1063/1.4811756.
- [101] M. Garg, A. Kumar, H. Sun, C.-H. Liao, X. Li, et R. Singh, « Temperature dependent electrical studies on Cu/AlGaN/GaN Schottky barrier diodes with its microstructural



- characterization », *J. Alloys Compd.*, vol. 806, p. 852-857, oct. 2019, doi: 10.1016/j.jallcom.2019.07.234.
- [102] S. Karboyan, J. G. Tartarin, et B. Lambert, *Analysis of barrier inhomogeneities in AlGa<sub>0.22</sub>N/GaN HEMTs' Schottky diodes by I-V-T measurements*. 2013, p. 243.
- [103] O. Lazăr, J. G. Tartarin, B. Lambert, C. Moreau, J. L. Roux, et J. L. Muraro, « New approach for an accurate Schottky Barrier Height's extraction by I-V-T measurements », in *2015 IEEE MTT-S International Microwave Symposium*, mai 2015, p. 1-4. doi: 10.1109/MWSYM.2015.7166789.
- [104] V. E. Gora *et al.*, « Barrier height inhomogeneities on Pd/n-4H-SiC Schottky diodes in a wide temperature range », *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 247, p. 114370, août 2019, doi: 10.1016/j.mseb.2019.06.001.
- [105] I. Jabbari, M. Baira, H. Maaref, et R. Mghaieth, « Schottky barrier inhomogeneity in (Pd / Au) Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>N/GaN/SiC HEMT: Triple Gaussian distributions », *Chin. J. Phys.*, vol. 73, p. 719-731, oct. 2021, doi: 10.1016/j.cjph.2021.08.011.
- [106] A. R. Arehart, A. A. Allerman, et S. A. Ringel, « Electrical characterization of n-type Al<sub>0.30</sub>Ga<sub>0.70</sub>N Schottky diodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 109, n° 11, p. 114506, juin 2011, doi: 10.1063/1.3592284.
- [107] F. A. Padovani et R. Stratton, « Field and thermionic-field emission in Schottky barriers », *Solid-State Electron.*, vol. 9, n° 7, p. 695-707, juill. 1966, doi: 10.1016/0038-1101(66)90097-9.
- [108] Y.-J. Lü *et al.*, « Comparison of electrical characteristic between AlN/GaN and AlGa<sub>0.22</sub>N/GaN heterostructure Schottky diodes », *Chin. Phys. B*, vol. 23, n° 2, p. 027101, févr. 2014, doi: 10.1088/1674-1056/23/2/027101.
- [109] R. P. Tompkins, M. R. Khan, R. Green, K. A. Jones, et J. H. Leach, « IVT measurements of GaN power Schottky diodes with drift layers grown by HVPE on HVPE GaN substrates », *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, vol. 27, n° 6, p. 6108-6114, juin 2016, doi: 10.1007/s10854-016-4536-z.
- [110] D. Yan, J. Jiao, J. Ren, G. Yang, et X. Gu, « Forward current transport mechanisms in Ni/Au-AlGa<sub>0.22</sub>N/GaN Schottky diodes », *J. Appl. Phys.*, vol. 114, n° 14, p. 144511, oct. 2013, doi: 10.1063/1.4824296.
- [111] A. R. Arehart, B. Moran, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, et S. A. Ringel, « Effect of threading dislocation density on Ni/n-GaN Schottky diode I-V characteristics », *J. Appl. Phys.*, vol. 100, n° 2, p. 023709, juill. 2006, doi: 10.1063/1.2219985.
- [112] E. Arslan, Ş. Altındal, S. Özçelik, et E. Ozbay, « Tunneling current via dislocations in Schottky diodes on AlInN/AlN/GaN heterostructures », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 24, n° 7, p. 075003, mai 2009, doi: 10.1088/0268-1242/24/7/075003.
- [113] M. Siva Pratap Reddy, A. Bengi, V. Rajagopal Reddy, et J.-S. Jang, « Electrical properties and carrier transport mechanism in V/p-GaN Schottky diode at high temperature range », *Superlattices Microstruct.*, vol. 86, p. 157-165, oct. 2015, doi: 10.1016/j.spmi.2015.07.040.
- [114] H. Hasegawa, T. Inagaki, S. Ootomo, et T. Hashizume, « Mechanisms of current collapse and gate leakage currents in AlGa<sub>0.22</sub>N/GaN heterostructure field effect transistors », *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct.*, vol. 21, n° 4, p. 1844, 2003, doi: 10.1116/1.1589520.
- [115] L. F. Wagner, R. W. Young, et A. Sugerman, « 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, n° 9, p. 320-322, sept. 1983, doi: 10.1109/EDL.1983.25748.

- [116] H. Kim, S. Choi, et B. J. Choi, « Forward Current Transport Properties of AlGaIn/GaN Schottky Diodes Prepared by Atomic Layer Deposition », *Coatings*, vol. 10, n° 2, p. 194, févr. 2020, doi: 10.3390/coatings10020194.
- [117] Y. Lv *et al.*, « Evaluating AlGaIn/AlN/GaN heterostructure Schottky barrier heights with flat-band voltage from forward current-voltage characteristics », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, n° 12, p. 123504, sept. 2011, doi: 10.1063/1.3643139.
- [118] G. Greco, F. Giannazzo, et F. Roccaforte, « Temperature dependent forward current-voltage characteristics of Ni/Au Schottky contacts on AlGaIn/GaN heterostructures described by a two diodes model », *J. Appl. Phys.*, vol. 121, n° 4, p. 045701, janv. 2017, doi: 10.1063/1.4974868.
- [119] J. Kotani, J. Yaita, A. Yamada, N. Nakamura, et K. Watanabe, « Impact of n-GaN cap layer doping on the gate leakage behavior in AlGaIn/GaN HEMTs grown on Si and GaN substrates », *J. Appl. Phys.*, vol. 127, n° 23, p. 234501, juin 2020, doi: 10.1063/1.5142696.
- [120] E. J. Miller, E. T. Yu, P. Waltereit, et J. S. Speck, « Analysis of reverse-bias leakage current mechanisms in GaN grown by molecular-beam epitaxy », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, n° 4, p. 535-537, janv. 2004, doi: 10.1063/1.1644029.
- [121] I. Jabbari, M. Baira, H. Maaref, et R. Mghaieth, « Evidence of Poole-frenkel and Fowler-Nordheim tunneling transport mechanisms in leakage current of (Pd/Au)/Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>N/GaN heterostructures », *Solid State Commun.*, vol. 314-315, p. 113920, juill. 2020, doi: 10.1016/j.ssc.2020.113920.
- [122] S. Turuvekere, N. Karumuri, A. A. Rahman, A. Bhattacharya, A. DasGupta, et N. DasGupta, « Gate Leakage Mechanisms in AlGaIn/GaN and AlInN/GaN HEMTs: Comparison and Modeling », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, n° 10, p. 3157-3165, oct. 2013, doi: 10.1109/TED.2013.2272700.
- [123] R. Castagné et A. Vapaille, « Description of the SiO<sub>2</sub>/Si interface properties by means of very low frequency MOS capacitance measurements », *Surf. Sci.*, vol. 28, n° 1, p. 157-193, nov. 1971, doi: 10.1016/0039-6028(71)90092-6.
- [124] E. H. Nicollian et J. R. Brews, *MOS/metal oxide semiconductor/physics and technology*. 1982.
- [125] S. Latrach *et al.*, « Trap states analysis in AlGaIn/AlN/GaN and InAlN/AlN/GaN high electron mobility transistors », *Curr. Appl. Phys.*, vol. 17, n° 12, p. 1601-1608, déc. 2017, doi: 10.1016/j.cap.2017.09.003.
- [126] S. Wagner et C. N. Berglund, « A Simplified Graphical Evaluation of High-Frequency and Quasistatic Capacitance-Voltage Curves », *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 43, n° 12, p. 1775-1777, déc. 1972, doi: 10.1063/1.1685562.
- [127] W. Lee *et al.*, « Comparative study of C-V-based extraction methods of interface state density for a low-temperature polysilicon thin film », *Mater. Res. Express*, vol. 8, n° 8, p. 085902, août 2021, doi: 10.1088/2053-1591/ac1aa6.
- [128] N. Sun *et al.*, « Improving Gate Reliability of 6-In E-Mode GaN-Based MIS-HEMTs by Employing Mixed Oxygen and Fluorine Plasma Treatment », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 69, n° 1, p. 82-87, janv. 2022, doi: 10.1109/TED.2021.3131118.
- [129] S. Linkohr *et al.*, « Influence of plasma treatments on the properties of GaN/AlGaIn/GaN HEMT structures », *Phys. Status Solidi C*, vol. 9, n° 3-4, p. 1096-1098, mars 2012, doi: 10.1002/pssc.201100210.
- [130] K.-P. Hsueh *et al.*, « Effect of the AlGaIn/GaN Schottky barrier diodes combined with a dual anode metal and a p-GaN layer on reverse breakdown and turn-on voltage », *Mater. Sci. Semicond. Process.*, vol. 90, p. 107-111, févr. 2019, doi: 10.1016/j.mssp.2018.10.013.

- [131] J. Gao *et al.*, « Low ON-Resistance GaN Schottky Barrier Diode With High  $V_{\text{ON}}$  Uniformity Using LPCVD Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> Compatible Self-Terminated, Low Damage Anode Recess Technology », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 39, n° 6, p. 859-862, juin 2018, doi: 10.1109/LED.2018.2830998.
- [132] M. W. Rahman, H. Chandrasekar, T. Razzak, H. Lee, et S. Rajan, « Hybrid BaTiO<sub>3</sub>/SiN<sub>x</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> lateral Schottky barrier diodes with low turn-on and high breakdown performance », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 119, n° 1, p. 013504, juill. 2021, doi: 10.1063/5.0055946.
- [133] T. Zhang *et al.*, « A 0.43 V/90 nA/mm Lateral AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Schottky Barrier Diode With Plasma-Free Groove Anode Technique », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 42, n° 12, p. 1747-1750, déc. 2021, doi: 10.1109/LED.2021.3123652.
- [134] A. Chini *et al.*, « Experimental and Numerical Analysis of Hole Emission Process From Carbon-Related Traps in Ga<sub>N</sub> Buffer Layers », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 63, n° 9, p. 3473-3478, sept. 2016, doi: 10.1109/TED.2016.2593791.
- [135] J. Bergsten *et al.*, « Electron Trapping in Extended Defects in Microwave AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs With Carbon-Doped Buffers », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 65, n° 6, p. 2446-2453, juin 2018, doi: 10.1109/TED.2018.2828410.
- [136] M. E. Villamin, T. Kondo, et N. Iwata, « Effect of C- and Fe-doped Ga<sub>N</sub> buffer on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high electron mobility transistor performance on Ga<sub>N</sub> substrate using side-gate modulation », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 60, n° SB, p. SBBD17, mars 2021, doi: 10.35848/1347-4065/abe999.
- [137] P. V. Raja *et al.*, « Deep-Level Traps in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>- and AlIn<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>-Based HEMTs With Different Buffer Doping Technologies », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 67, n° 6, p. 2304-2310, juin 2020, doi: 10.1109/TED.2020.2988439.
- [138] U. Honda, Y. Yamada, Y. Tokuda, et K. Shiojima, « Deep levels in n-Ga<sub>N</sub> Doped with Carbon Studied by Deep Level and Minority Carrier Transient Spectroscopies », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 51, p. 04DF04, avr. 2012, doi: 10.1143/jjap.51.04df04.
- [139] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek, et T. Hashizume, « Capacitance–Voltage Characteristics of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Structures and State Density Distribution at Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub> Interface », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 2, Art. n° 2, févr. 2011, doi: 10.1143/JJAP.50.021001.
- [140] S. Yang, S. Liu, Y. Lu, C. Liu, et K. J. Chen, « AC-Capacitance Techniques for Interface Trap Analysis in Ga<sub>N</sub>-Based Buried-Channel MIS-HEMTs », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 62, n° 6, p. 1870-1878, juin 2015, doi: 10.1109/TED.2015.2420690.
- [141] H.-Y. Liu *et al.*, « Comparative Studies on AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MOS-HEMTs with Stacked La<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> Dielectric Structures », *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 3, n° 8, p. N115-N119, 2014, doi: 10.1149/2.0091408jss.
- [142] C. M. Jackson, A. R. Arehart, T. J. Grassman, B. McSkimming, J. S. Speck, et S. A. Ringel, « Impact of Surface Treatment on Interface States of ALD Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ga<sub>N</sub> Interfaces », *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 6, n° 8, p. P489-P494, 2017, doi: 10.1149/2.0041708jss.
- [143] X. Lu, J. Ma, H. Jiang, C. Liu, et K. M. Lau, « Low trap states in *in situ* Si<sub>N<sub>x</sub></sub>/AlN/Ga<sub>N</sub> metal-insulator-semiconductor structures grown by metal-organic chemical vapor deposition », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, n° 10, p. 102911, sept. 2014, doi: 10.1063/1.4895677.
- [144] H.-P. Lee et C. Bayram, « Investigation of annealed, thin (~2.6 nm)-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> metal-insulator-semiconductor heterostructures on Si(111) via

- capacitance-voltage and current-voltage studies », *Mater. Res. Express*, vol. 6, n° 10, p. 105904, août 2019, doi: 10.1088/2053-1591/ab37df.
- [145] J. Zhu *et al.*, « Threshold voltage shift and interface/border trapping mechanism in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MOS-HEMTs », in *2018 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, mars 2018, p. P-WB.1-1. doi: 10.1109/IRPS.2018.8353704.
- [146] S. Huang, Q. Jiang, S. Yang, Z. Tang, et K. J. Chen, « Mechanism of PEALD-Grown AlN Passivation for AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs: Compensation of Interface Traps by Polarization Charges », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 34, n° 2, p. 193-195, févr. 2013, doi: 10.1109/LED.2012.2229106.
- [147] D. Bisi *et al.*, « On trapping mechanisms at oxide-traps in Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Ga<sub>N</sub> metal-oxide-semiconductor capacitors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, n° 11, p. 112104, mars 2016, doi: 10.1063/1.4944466.
- [148] T. Kubo, J. J. Freedman, Y. Yoshida, et T. Egawa, « Effects of process temperature during atomic layer deposition using water and ozone as oxidants on current–voltage characteristics of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> high-electron-mobility transistors on Si substrates », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 54, n° 2, p. 020301, janv. 2015, doi: 10.7567/jjap.54.020301.
- [149] S. Huang *et al.*, « Capture and emission mechanisms of defect states at interface between nitride semiconductor and gate oxides in Ga<sub>N</sub>-based metal-oxide-semiconductor power transistors », *J. Appl. Phys.*, vol. 126, n° 16, p. 164505, oct. 2019, doi: 10.1063/1.5125825.
- [150] Y. Yao *et al.*, « Identification of Semi-ON-State Current Collapse in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs by Drain Current Deep Level Transient Spectroscopy », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 43, n° 2, p. 200-203, févr. 2022, doi: 10.1109/LED.2021.3135900.
- [151] Y. Tokuda, « Traps in MOCVD n-Ga<sub>N</sub> studied by deep level transient spectroscopy and minority carrier transient spectroscopy », *CS MANTECH 2014 - 2014 Int. Conf. Compd. Semicond. Manuf. Technol.*, p. 19-24, janv. 2014.

## Résumé

Ce travail de thèse s'inscrit dans une problématique constante d'intégrabilité des systèmes électroniques à fortes densités de puissance et à haut rendement pour l'électronique de puissance dans les secteurs civil, industriel et militaire: transports individuels et urbains, aéronautique et spatiale, high-tech. En cela, le Nitrure de Gallium (GaN) est un matériau couvrant une large étendue d'applications. C'est un candidat idéal pour le remplacement de la filière Silicium dont les limites sont aujourd'hui atteintes. Sa robustesse en milieu hostile - face à des températures extrêmes de plus de 200 °C, ou sous fort niveau de radiation - et ses propriétés de conduction électrique et thermique exceptionnelles en font un matériau de premier choix pour une nouvelle génération de composants pour l'électronique de puissance. Aujourd'hui, le principal verrou technologique s'opposant à son essor sur le marché est induit par des mécanismes complexes de piégeages des porteurs de charges électriques, limitant les performances en commutation à haute tension. Ainsi, les objectifs de cette thèse consistent en la réalisation conjointe de diodes et de transistors HEMT de puissance sur hétérojonction AlGaN/GaN, plus spécifiquement adaptés aux systèmes de conversion de tensions DC-DC. Le développement d'un procédé de fabrication de technologies normally-off est au cœur de ce travail, notamment les procédés de traitement de surface AlGaN par plasma SF<sub>6</sub> et de dépôt d'oxyde pour la réalisation de grille MOS. Enfin, la caractérisation électrique et physique des composants et des hétérostructures à base de GaN apport des informations essentielles à la compréhension des mécanismes de transport des charges électriques en vue de l'optimisation des procédés de développement technologique dédiés à l'électronique de puissance.

## Abstract

This thesis work fits into a constant need of integrability of high power and high efficiency systems dedicated to power electronic, in civil, industrial and military fields: individual and urban transports, aeronautics and space, high-tech... In this frame, Gallium Nitride-based (GaN) material covers a wide application range, and is set as an ideal candidate in order to replace the silicon industry, which reached its theoretical limits. This material ruggedness in hostile environments – high temperature over 200°C, or high level radiative environment – and its great electrical and thermal conductivity set GaN in a leading place for the emerging of novel power electronic devices. Nowadays, the main technological lock regarding GaN systems industrial expansion is induced by hard charge-trapping mechanisms limiting switching performance at high voltage. Thus, the objectives of this thesis work consist in the simultaneous fabrication of GaN-based diodes and HEMT transistors on AlGaN/GaN heterojunction, specifically dedicated to DC-DC voltage conversion for supply systems. The main topic of this work is to elaborate the development process steps of normally-off devices, especially the SF<sub>6</sub> plasma for AlGaN surface treatment and oxide deposition for MOS-gated HEMT process. Then, electrical and physical characterization of GaN-based devices and heterostructures bring an enhanced feedback for comprehensive carrier transport mechanisms, and thus, technological optimization for power electronic devices.