THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

École doctorale : PHYS - Physique
Spécialité : Physique appliquée
Unité de recherche : Institut Néel

Propriétés de transport électronique et performances de HEMT à canal AlGaN pour l'électronique de puissance

Electronic transport properties and performance of AlGaN channel HEMT for power electronics

Présentée par :

Julien BASSALER

Direction de thèse :

Philippe FERRANDIS MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Directeur de thèse
Julien PERNOT PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Co-directeur de thèse
Sylvie CONTRERAS CHARGEE DE RECHERCHE HDR, CNRS DELEGATION OCCITANIE EST	Co-directrice de thèse

Rapporteurs :

DANIEL ALQUIER
PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE DE TOURS
BENOIT JOUAULT
DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION OCCITANIE EST

Thèse soutenue publiquement le **11 janvier 2024**, devant le jury composé de :

DANIEL ALQUIER PROFESSEUR DES UNIVERSITES, UNIVERSITE DE TOURS	Rapporteur
BENOIT JOUAULT DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION OCCITANIE EST	Rapporteur
YAMINA ANDRE MAITRESSE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE CLERMONT AUVERGNE	Examinatrice
CHRISTOPHE DURAND MAITRE DE CONFERENCES HDR, UNIVERSITE GRENOBLE ALPES	Examinateur
NICOLAS ROUGER DIRECTEUR DE RECHERCHE, CNRS DELEGATION OCCITANIE OUEST	Président

Remerciements

Ce travail a abouti grâce à la contribution et au support de nombreuses personnes qui je tiens à remercier.

Je remercie Benoit Jouault et Daniel Alquier pour avoir accepté de rapporter ce travail. Je remercie également Christophe Durand, Yamina André et Nicolas Rouger d'avoir examiné ce travail.

Je souhaite remercier Philippe Ferrandis pour avoir supervisé cette thèse à l'institut Néel, et pour avoir toujours été présent du début à la fin. Je remercie également Julien Pernot, qui a co-encadré la thèse à l'Institut Néel, et qui a apporté son expertise sur de nombreux sujets. Je remercie aussi Sylvie Contreras qui a également co-encadré cette thèse, qui m'a accueilli au L2C, et qui m'a apporté une grande aide pour effectuer les mesures de transport électronique, accompagnée de Sandrine Juillaguet et de Leszek Konczewicz, que je remercie tout autant. Un grand merci à Jash Mehta de l'IEMN, avec qui j'ai collaboré tout au long de la thèse, et avec qui j'ai pu échanger longuement sur les aspects scientifiques. Je remercie aussi Edouardo et Malak pour leur aide apportée durant leur stage. Plus généralement, je remercie toutes les personnes que je n'ai pas mentionnées et qui ont contribué à ce travail.

Je veux remercier Martin, Hussein, Duy, et Coralie, mes compagnons de route, sans qui cette aventure n'aurait pas été la même. Plus généralement, je me dois de remercier l'équipe SC2G qui m'a permis d'évoluer dans un environnement des plus idéals. Je n'oublie pas non plus Diamfab qui a grandement participé à l'ambiance chaleureuse au quotidien.

Enfin, je remercie évidemment ma mère, mon père, mon frère, ainsi que mes amis, pour leur soutien permanent et sans qui je n'aurai pu aller au bout de ce chemin avec autant d'enthousiasme.

Plan

Introduction 1

1 Contexte de l'électronique de puissance et état de l'art des composants électroniques 5

1.1 Présentation de l'électronique de puissance 7

1.1.1 Définition du terme d'électronique de puissance 7

1.1.2 Consommation énergétique mondiale 8

1.1.3 Diversification des applications d'électronique de puissance 9

1.1.4 Systèmes de base de l'électronique de puissance 10

1.1.5 Défis dans la conception des systèmes d'électronique de puissance 11

1.1.6 Filières des semi-conducteurs pour l'électronique de puissance 12

1.2 Généralités sur le nitrure d'aluminium et le nitrure de gallium 13

1.2.1 Propriétés du nitrure d'aluminium et du nitrure de gallium 13

1.2.1.1 Propriétés cristallines et effet de polarisation 13

1.2.1.2 Propriétés électroniques et thermiques 17

1.2.1.3 Place de l'(Al,Ga)N parmi les autres semi-conducteurs à bande interdite ultra large 21

1.2.2 Défauts du réseau cristallin 23

1.2.2.1 Défauts ponctuels intrinsèques (natifs) 23

1.2.2.2 Défauts ponctuels extrinsèques (impuretés) 23

1.2.2.3 Défauts étendus 23

1.2.3 Défauts profonds dans l'(Al,Ga)N 24

1.2.3.1 Défauts profonds dans le GaN 24

1.2.3.2 Défauts profonds dans l'AlN 25

1.2.3.3 Défauts profonds dans l'AlGaN 26

1.3 Transistor à haute mobilité électronique (HEMT) 27

1.3.1 Principe de fonctionnement du HEMT 27

1.3.2 Structure du transistor à haute mobilité électronique 31

1.4 Etat de l'art et limitations des HEMT à base d'(Al,Ga)N 35

1.4.1 Etat de l'art et limitations des HEMT à canal GaN 35
1.4.1.1 Transistors commercialisés bloqués par défaut 35
1.4.1.2 Etat de l'art des HEMT à canal GaN sur silicium 37
1.4.2 Etat de l'art et limitations des HEMT à canal AlGaN 39
1.4.2.1 Propriétés de transport des HEMT à canal AlGaN 39
1.4.2.2 Performances DC des HEMT à canal AlGaN 41
1.4.2.3 Tenue en tension des HEMT à canal AlGaN 42
1.4.2.4 Tenue en température des HEMT à canal AlGaN 43
2 Description des hétérostructures, méthodes de caractérisation et modèles physiques 47
2.1 Structures et composants étudiés 49
2.1.1 Croissance et étapes technologiques 49
2.1.1.1 Présentation des structures étudiées 49
2.1.1.2 Présentation des étapes technologiques 50
2.1.1.3 Présentation des composants étudiés 53
2.2 Méthodes de caractérisation électrique en température 55
2.2.1 Mesures statiques 55
2.2.1.1 Mesures de courant-tension et capacité-tension 55
2.2.1.2 Paramètres extraits des mesures statiques 56
2.2.2 Détermination des propriétés de transport électronique par effet Hall 58
2.2.2.1 Théorie de l'effet Hall 58
2.2.2.2 Configuration expérimentale utilisée pour les mesures d'effet Hall 60
2.2.2.3 Détermination de la résistivité du 2DEG 61
2.2.2.4 Détermination de la densité de Hall 62
2.2.3 Détection de pièges électriquement actifs 63
2.2.3.1 Détermination du taux d'émission d'un électron piégé 63
2.2.3.2 Généralités sur les spectroscopies de transitoires 65
2.2.3.3 Spectroscopie de transitoires de niveaux profonds (DLTS) 66
2.2.3.4 DLTS par transformée de Fourier 68

2.2.3.5 Application de la technique DLTS aux composants électroniques 69
2.3 Simulations et modèles physiques 71
2.3.1 Solveur d'équations de Schrödinger-Poisson (Nextnano) 71
2.3.2 Modèles de diffusion des porteurs 74
2.3.2.1 Considérations générales à faible champ 74
2.3.2.2 Diffusion de porteurs liée à la structure 75
2.3.2.3 Diffusion de porteurs liée aux phonons 76
2.3.3 Mécanismes de courants de fuite 77
2.3.3.1 Détermination du champ électrique dans l'hétérostructure 77
2.3.3.2 Mécanismes de fuite de grille 78
3 Etude du transport électronique dans une hétérostructure à canal GaN fin .. 83
3.1 Analyse structurelle de l'hétérostructure à canal GaN fin 85
3.1.1 Analyse par diffraction des rayons X (XRD) 85
3.1.2 Analyse par microscopie à force atomique (AFM) 86
3.1.3 Analyse par microscopie électronique à transmission (TEM) 86
3.2 Détection de pièges dans l'hétérostructure à canal GaN fin 88
3.2.1 Caractérisation statique d'un composant circulaire 88
3.2.2 Analyse par DLTS du composant circulaire 89
3.2.2.1 Détection des pièges 89
3.2.2.2 Interprétation physique des résultats DLTS 91
3.3 Anisotropie de la mobilité électronique dans un canal GaN fin 92
3.3.1 Etude de la résistivité du 2DEG à température ambiante 92
3.3.2 Détermination de la mobilité en fonction de la température 93
3.3.3 Comparaison des résultats avec les modèles de diffusion des électrons 96
3.3.3.1 Détermination des paramètres de structure 96
3.3.3.2 Résultats des modèles de diffusion de mobilité pour un canal GaN fin 97
3.4 Performances et tenue en tension du HEMT à canal GaN fin 98
3.5 Réduction de l'épaisseur du canal GaN dans le projet HBV 100

4 Propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN 103

4.1 Propriétés de transport électronique théoriques 105

4.1.1 Considérations générales pour le calcul de la mobilité électronique 105

4.1.2 Variation de paramètres pour le calcul de la mobilité électronique 106

4.1.2.1 Variation de la fraction d'Al dans le canal 106

4.1.2.2 Variation de la densité du 2DEG 109

4.1.2.3 Variation de la température 111

4.1.3 Evolution de la figure de mérite pour la conduction latérale 114

4.2 Caractérisation des hétérostructures à canal AlGaN 117

4.2.1 Qualité cristalline des hétérostructures à canal AlGaN 117

4.2.1.1 Analyse XRD des hétérostructures à canal AlGaN 117

4.2.1.2 Analyse AFM des hétérostructures à canal AlGaN 119

4.2.1.3 Profil de concentration dans les hétérostructures en fonction de la fraction d'Al 119

4.2.1.4 Courants de fuite verticaux en fonction de la fraction d'Al 120

4.2.2 Détermination des paramètres de structure pour les modèles de diffusion 121

4.2.2.1 Diffusion liée aux dislocations 121

4.2.2.2 Diffusion liée à la rugosité d'interface 122

4.2.2.3 Diffusion liée au désordre d'alliage 123

4.3 Propriétés de transport électronique expérimentales 124

4.3.1 Propriétés de transport expérimentales en fonction de la fraction d'Al 124

4.3.1.1 Evolution de la résistivité du 2DEG pour différentes fractions d'Al dans le canal 124

4.3.1.2 Evolution de la densité de Hall pour différentes fractions d'Al dans le canal 125

4.3.1.3 Evolution de la mobilité de Hall pour différentes fractions d'Al dans le canal 128

4.3.2 Comparaison des modèles physiques avec les résultats expérimentaux 129

4.4 Effet de la passivation et du substrat sur le transport électronique 132
4.4.1 Hétérostructure à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si 132
4.4.1.1 Qualité cristalline de l'hétérostructure sur substrat Si 132
4.4.1.2 Propriétés de transport électronique expérimentales avec un substrat Si 134
4.4.2 Hétérostructure à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sur substrat AlN 137
4.4.2.1 Qualité cristalline de l'hétérostructure sur substrat AlN 137
4.4.2.2 Propriétés de transport électronique expérimentales avec un substrat AlN 139
4.5 Comparaison avec l'état de l'art et avancées des projets 142
4.5.1 Positionnement des propriétés de transport par rapport à l'état de l'art 142
4.5.2 Amélioration des propriétés de transport au sein du projet ACTION 143
5 Détection de pièges électriquement actifs dans des structures réalisées sur silicium 147
5.1 Etude de la couche de nucléation en AlN réalisée sur silicium 149
5.1.1 Caractérisation statique de la structure AlN/Si 149
5.1.2 Analyse DLTS de la structure AlN/Si 150
5.1.2.1 Détection de pièges dans la structure AlN/Si 150
5.1.2.2 Simulation de la structure de bandes du composant 151
5.1.2.3 Effet de la variation de capacité sur la distinction des pics 153
5.1.2.4 Reconstitution du signal expérimental 155
5.1.2.5 Analyses complémentaires pour poursuivre l'étude 156
5.2 Effet de piégeage dans une hétérostructure à canal AlGaN 157
5.2.1 Caractérisation statique de l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ ...158
5.2.2 Analyse DLTS de l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ sur substrat Si 158
5.2.3 Hypothèses sur l'identification des pièges détectés 160
6 Performances et stabilité en température des HEMT à canal AlGaN 163
6.1 Impact de la fraction d'Al sur les performances des HEMT 165

6.1.1 Evolution des performances des HEMT en fonction de la fraction d'Al 165

6.1.1.1 Performances à température ambiante 165

6.1.1.2 Performances des HEMT à haute température 166

6.1.1.3 Tenue en tension à l'état bloqué 170

6.1.2 Evolution des courants de fuite en fonction de la fraction d'Al 170

6.1.2.1 Détermination des paramètres nécessaires aux modèles de courant de fuite 170

6.1.2.2 Confrontation des calculs aux résultats expérimentaux 172

6.2 Performances des HEMT en fonction de la structure de grille 175

6.2.1 Etude des performances avec une grille MS et MIS sur substrat Si 175

6.2.1.1 Performances à température ambiante 175

6.2.1.2 Ohmicité des contacts en fonction de la température 177

6.2.1.3 Performances à haute température 179

6.2.2 Tenue en tension en fonction du substrat 182

6.2.2.1 Tenue en tension avec un substrat Si 182

6.2.2.2 Tenue en tension avec un substrat AlN 182

6.3 Performances par rapport à l'état de l'art 184

Conclusion et perspectives 189

Bibliographie 193

Liste des publications et conférences 209

Résumé de thèse 211

Liste des figures

Figure 1.1. Étapes principales du développement de l'électronique de puissance : conception des systèmes, choix des matériaux et réalisation des composants électroniques, assemblage des composants électroniques, assemblage des systèmes, et applications de l'électronique de puissance. 8
Figure 1.2. Consommation énergétique mondiale de 2010 à 2020 (historique) et de 2020 à 2050 (prévisions). (a) Consommation selon différentes sources d'énergie : pétrole, gaz naturel, charbon, renouvelable et nucléaire. (b) Consommation électrique pour différents secteurs : industrie, habitations, commerce et transport. D'après la référence [1].....8
Figure 1.3. Principales applications de l'électronique de puissance : les communications, le médical, l'énergie, l'automobile, le spatial et la défense, les centres de données, l'industrie et l'électronique grand public. 10
Figure 1.4. Exemple de l'utilisation de convertisseurs de puissance pour (a) une éolienne et (b) une voiture électrique. (c) Convertisseur DC-DC 12-24V. (d) Schéma électrique du convertisseur DC-DC 12-24 V avec les composants actifs montrés en jaune [2,3]. 11
Figure 1.5. Vue en coupe d'un module de puissance [5]. 12
Figure 1.6. (a) Evolution par année des revenus de l'électronique de puissance regroupant les technologies Si, GaN et SiC. Marché de l'électronique de puissance par application sur la période 2021–2025 pour (b) le SiC et (c) le GaN [8]. (d) Caractéristiques de sortie de différents transistors avec une tension de claquage évaluée à 1,2 kV : Si IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor), SiC DMOSFET (Double-diffused Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor), GaN HEMT, et GaN UMOSFET (Ultra-High Voltage Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor). (e) Pertes de puissance en fonction de la fréquence pour des commutateurs 1,2 kV à base de Si, SiC et GaN [7]. 13
Figure 1.7. (a) Structure cristalline wurtzite de l'(Al,Ga)N ainsi que les paramètres de maille a_0 et c_0. (b) Polarité Al/Ga selon la direction [0001]. (c) Polarité N selon la direction [000-1].....14
Figure 1.8. Polarisation spontanée du tétraèdre dans la structure wurtzite : (a) sans contrainte (relaxé), (b) en tension et (c) en compression. 15
Figure 1.9. Schéma de répartition possible des atomes d'Al et de Ga dans le ternaire AlGaN selon différentes fractions molaires d'Al de 0%, 20%, 40%, 60%, 80% et 100%. 16

Figure 1.10. Structure de bandes (a) de l'AlN et (b) du GaN [13]. Le maximum de la bande de valence est fixé à 0 eV.....18
Figure 1.11. Calcul du champ de claquage F_{br} en fonction de l'énergie de bande interdite E_g pour différents semi-conducteurs à large bande interdite intrinsèques, comparés au silicium. Les données proviennent du Tableau 1.2 (symboles) et de calculs (lignes) d'après la référence [14]. 18
Figure 1.12. Vitesse de dérive des électrons dans l'AlGaN pour différentes fractions d'Al, obtenue par simulation Monte Carlo, considérant un potentiel d'alliage égal à (a) 0 et (b) la discontinuité de la bande de conduction entre l'AlN et le GaN [18]. Les calculs ont été effectués avec $v_{sat} = 2{,}1\times10^7$ cm/s et $F_{cr} = 447$ kV/cm pour l'AlN et avec $v_{sat} = 1{,}9\times10^7$ cm/s et $F_{cr} = 221$ kV/cm pour le GaN. 19
Figure 1.13. Evolution de la conductivité thermique λ de l'AlGaN en fonction de (a) la fraction d'Al x – expérimentale (symboles) et calculée (ligne), et (b) la densité de dislocations N_{DIS} – expérimentale (symboles) et calculée (ligne). D'après [19].21
Figure 1.14. Schéma de différents défauts cristallins possibles : lacune, interstitiel, anti-site et dislocation.....23
Figure 1.15. Résumé des défauts profonds détectés dans le GaN. (a) Défauts natifs. (b) Impuretés [23].....25
Figure 1.16. Calculs de la position dans la bande interdite des défauts natifs dans l'AlN [75].....26
Figure 1.17. (a) Calcul de l'évolution du niveau d'énergie de la lacune d'azote dans l'AlGaN en fonction de la fraction d'Al. Les calculs ont été effectués en utilisant la structure cubique de l'AlGaN [73]. (b) Energie d'activation du Si dans l'AlGaN déterminée expérimentalement pour de l'AlGaN dopé Si à 3×10^{19} /cm^3 (cercles pleins) et pour de l'AlGaN non-intentionnellement dopé (cercles ouverts) [70]. .27
Figure 1.18. (a) Effet de polarisation de l'hétérostructure AlN/GaN formant le 2DEG à l'interface. (b) Densités surfaciques de charges correspondantes. (c) Structure de bande correspondante. 28
Figure 1.19. Évolution de la densité du 2DEG en fonction de la tension de grille appliquée pour une hétérostructure AlGaN/GaN avec (a) une épaisseur de barrière AlGaN de 30 nm et différentes fractions d'Al et avec (b) une fraction d'Al de 30% dans la barrière AlGaN et différentes épaisseurs.....29
Figure 1.20. (a) Compatibilité des propriétés des différents matériaux en tant que substrat pour la croissance de l'(Al,Ga)N. (b) Comparatif de prix moyen et de taille disponible des wafers pour les différents matériaux, d'après la référence [85]. ..32
Figure 1.21. Schéma d'une hétérostructure AlGaN/GaN composée d'une couche de nucléation d'AlN et (a) sans couche tampon, (b) avec une couche tampon en AlGaN gradé en marches d'escalier et (c) une couche tampon composée d'un super-réseau AlN/GaN. Les figures (d), (e) et (f) montrent les images de

microscope électronique à transmission (TEM) des cas (a), (b) et (c), respectivement [86,88,89].....33
Figure 1.22. Simulation de la structure de bande (de conduction) pour une hétérostructure AlGaN/GaN en ajoutant (a) un espacement AlN et (b) un recouvrement GaN. Les épaisseurs de la barrière AlGaN et du canal GaN sont respectivement 10 et 500 nm. La hauteur de barrière du contact métallique a été fixée à 1,23 eV et 0,84 eV pour l'$Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ et pour le GaN, respectivement. 34
Figure 1.23. Evolution de la densité du 2DEG dans une hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N$/GaN en fonction (a) de la fraction d'Al dans la barrière AlGaN, et ce pour différentes épaisseurs de barrière, et (b) de la hauteur de barrière du contact de grille (Schottky), directement liée à la fraction d'Al dans la barrière AlGaN. 35
Figure 1.24. Différentes configurations pour obtenir un HEMT normally-off. (a) Implantation d'atomes de fluor dans la barrière. (b) Couche p-GaN sous le contact de grille. (c) Grille enterrée dans la barrière. (d) Montage cascode entre un MOSFET Si bloqué par défaut basse tension et un HEMT GaN passant par défaut. (e) Schéma électrique du montage cascode. 36
Figure 1.25. Caractéristiques de transfert du HEMT à canal GaN (SGT120R65AL) du fabricant STMicroelectronics, acquises à 25°C et à 150°C pour une tension V_{DS} = 4 V [95]. 37
Figure 1.26. Mobilité électronique en fonction de (a) la fraction d'Al dans le canal x_C et (b) la densité du 2DEG n_{2D}. Substrat SiC (carré) – Substrat saphir (triangle) – Substrat Si (pentagone). Les données proviennent du Tableau 1.4. Les lignes rouges servent uniquement de guide pour les yeux. 41
Figure 1.27. (a) Résistance de contact en fonction de la fraction d'Al dans le canal. (b) Densité de courant à l'état passant en fonction de la fraction d'Al dans le canal. Les données proviennent du Tableau 1.5. Les lignes rouges servent uniquement de guide pour les yeux. 41
Figure 2.1. Schéma d'une coupe transverse des structures étudiées (échelle non prise en compte) : (a) PTC980, (b) SH670, (c) A2695, (d) A2696, (e) A2693, (f) SH560, et (g) PTC1204. Les structures SH560 et PTC1204 ont été caractérisées avec et sans la couche SiN (pointillés). 49
Figure 2.2. Masque de lithographie général pour les structures A2695, A2696, A2693, SH560 et PTC1204. Les encadrés montrent les composants caractérisés : des transistors, des composants circulaires, des barres de Hall, un motif van der Pauw, et des motifs TLM. 51
Figure 2.3. Schéma général des étapes technologiques pour la fabrication des HEMT à base d'(Al,Ga)N à partir de l'empilement de couches : (a) gravure partielle de la barrière, (b) dépôt des contacts ohmiques suivi d'un recuit rapide, (c) isolation des motifs par une gravure, (d) dépôt de l'isolant, (e) gravure de

l'isolant pour avoir accès aux contacts ohmiques, et (f) dépôt des contacts de grille. 52
Figure 2.4. Masque de lithographie utilisé pour la structure (a) PTC980 et (b) SH670. Les composants caractérisés pour chaque structure sont entourés en noir, à savoir les barres de Hall et un composant circulaire pour la structure PTC980, et un composant circulaire pour la structure SH670. 53
Figure 2.5. Schéma des composants étudiés pour les structures A2695, A2696, A2693, SH560, et PTC1204, avec les dimensions caractéristiques de chacun : (a) transistor, (b) composant circulaire, (c) motif TLM, (d) motif van der Pauw, et (e) barre de Hall. 54
Figure 2.6. Configuration expérimentale des mesures statiques I(V) et C(V) dans la station sous pointes, avec une photographie du porte-échantillon de la station sous pointes en haut à gauche.....55
Figure 2.7. (a) Caractéristique de transfert (échelle de densité de courant linéaire) idéale (ligne) et expérimentale (symboles) d'un HEMT. (b) Paramètres extraits de la même caractéristique de transfert (échelle de densité de courant semi-logarithmique) : tension de seuil V_{th}, densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, et pente sous le seuil SS. 56
Figure 2.8. (a) Caractéristique capacité-tension $C(V_G)$ (noir) et évolution de la densité du 2DEG n_{2D} (rouge) en fonction de la tension de grille. (b) Profil de densité d'électrons $N_{C(V)}$ en fonction de la profondeur $z_{C(V)}$. 58
Figure 2.9. Représentation schématique d'une hétérostructure AlGaN/GaN traversée par un courant JX et par un champ magnétique BZ : il en résulte une tension de Hall VY.....58
Figure 2.10. (a) Appareils de mesure et de contrôle de la température. (b) Cryostat et électro-aimant pour la mesure d'effet Hall. 60
Figure 2.11. (a) Détermination de la plage d'ohmicité pour une structure van der Pauw à différentes températures. (b) Tension de Hall V_H en fonction du champ magnétique B à différentes températures. La pente de ces courbes permet de déterminer la densité de Hall n_H aux températures choisies. 61
Figure 2.12. Schéma (a) d'une barre de Hall et (b) d'une structure van der Pauw carrée. 62
Figure 2.13. Mécanismes possibles de capture et d'émission de porteurs : capture d'un électron c_n, émission d'un électron e_n, capture d'un trou c_p, et émission d'un trou e_p. 63
Figure 2.14. (a) Evolution de la tension appliquée V en fonction du temps t avec le schéma simplifié de la structure de bandes en considérant un niveau de piège E_T. Pour une tension V_R la zone déplétée vaut W_R. Pour une tension $V_P > V_R$ la zone déplétée vaut $W_P < W_R$. Lorsque la tension vaut à nouveau V_R, les électrons se situant dans la zone déplétée sont émis vers la bande de conduction E_C. (b) Schéma

de construction du signal DLTS. A basse température, la constante de temps τ du transitoire est très grande, la valeur de capacité aux temps t_1 et t_2 est donc très proche et le signal $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ est faible. A mesure que la température augmente, la constante de temps τ du transitoire diminue et la valeur ΔC augmente. A haute température, la constante de temps τ du transitoire est très petite, la valeur de capacité aux temps t_1 et t_2 est donc très proche et le signal $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ est faible. 67
Figure 2.15. (a) Simulation d'un signal DLTS avec une variation de la fenêtre d'acquisition du transitoire. (b) Tracé d'Arrhenius correspondant au signal DLTS simulé. 68
Figure 2.16. (a) Discrétisation du transitoire en appliquant la transformée de Fourier. (b) Signal DLTS des coefficients de Fourier a_1, b_1, a_2, et b_2. 68
Figure 2.17. Configuration expérimentale de la DLTS. (a) Cryostat et appareils de mesures. (b) Zoom sur les appareils de mesure et de contrôle de température. 70
Figure 2.18. Schématisation de la mesure DLTS dans le cas d'une hétérostructure. (a) Impulsion de tension et transitoire correspondant. (b) Schéma de la structure dans les régions 1, 2 et 3. (c) Structures de bande correspondant aux régions 1, 2 et 3. 71
Figure 2.19. Diagramme de la procédure de calcul auto-cohérent utilisée par le solveur Nextnano. 73
Figure 2.20. Mécanismes de fuite communs dans une structure métal isolant semi-conducteur : (a) émission thermoïonique (TE), (b) émission Poole-Frenkel (PFE), (c) effet tunnel Fowler-Nordheim (FNT), et (d) effet tunnel assisté par un piège (TAT). 81
Figure 3.1. (a) Image HR-TEM de l'hétérostructure $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/GaN/AlN avec une inclinaison de 8° autour de l'axe [0001] par rapport à l'axe de zone [10-10]. (b) Structure de bande (noir) et densité volumique d'électrons (rouge) de l'hétérostructure, calculées via Nextnano. La présence de la couche de nucléation en AlN est négligée dans un cas (traits pleins) et prise en compte dans l'autre cas (pointillés). 85
Figure 3.2. (a) Analyse XRD de l'hétérostructure à canal GaN fin. (b) Image AFM de la morphologie de surface (SiN in-situ) de la structure à canal GaN fin. Les motifs linéaires sont parallèles à l'axe [10-10] et perpendiculaires à l'axe [-12-10]. 86
Figure 3.3. Images HAADF-STEM de l'hétérostructure $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/GaN (a) dans l'axe [10-10] avec (b) un fort grandissement, et (c) dans l'axe [11-20] avec (d) un fort grandissement. La zone en gris clair correspond à la couche de nucléation en AlN, la zone en blanc correspond au canal GaN, et la zone en gris foncé au-dessus du GaN correspond à la barrière AlGaN. 87

Figure 3.4. (a) Schéma du composant caractérisé pour l'hétérostructure à canal GaN fin. (b) Caractéristique capacité-tension CVG (cercles pleins) acquise à 300 K pour une fréquence de 1 MHz. La densité du 2DEG $n2DVG$ obtenue d'après la caractéristique CVG (cercles ouverts) et par simulation (pointillés) est également montrée. 88
Figure 3.5. (a) Signal DLTS normalisé pour différentes tensions inverses VG, R de 5,4, 6,0 et 6,6 V, permettant la détection des pièges E1 à E5. (b) Evolution de la capacité en fonction de la température aux tensions VG, R choisies. 89
Figure 3.6. (a) Simulation à 300 K du minimum de la bande de conduction dans le canal GaN pour une tension de grille de -0,5 V (gris), -5,4 V (rouge), -6,0 V (bleu) et -6,6 V (vert). (b) Tracés d'Arrhenius des pièges E1, E2, E4 et E5 détectés par DLTS – données expérimentales (symboles) et courbes de tendance (lignes) dont l'énergie d'activation et la section efficace de capture apparente sont extraites. .. 90
Figure 3.7. (a) Schéma représentatif avec les orientations des barres de Hall : [-12-10] (violet), [01-10] (vert), [11-20] (bleu), et [10-10] (rouge). (b) Résistivité du 2DEG en fonction de l'orientation cristalline à température ambiante, obtenue par des mesures 4 pointes. Chaque cercle noir représente une mesure sur une barre de Hall (entre 8 et 12 selon l'orientation) et les cercles de couleur sont les valeurs moyennes pour chaque orientation. Les cercles ouverts correspondent aux valeurs obtenues au L2C sur les barres de Hall provenant d'un seul échantillon. 92
Figure 3.8. Résultats des mesures d'effet Hall sur l'hétérostructure AlGaN/GaN selon les différentes orientations cristallines : (a) résistivité du 2DEG ϱ, (b) densité de Hall n_H, et (c) mobilité de Hall μ_H. 93
Figure 3.9. (a) Evolution de la résistivité du 2DEG en fonction du champ magnétique à 11 K pour l'orientation [01-10]. (b) Amplitude de l'effet de magnéto-résistivité en fonction de la température pour les orientations [10-10], [11-20] et [01-10]. 95
Figure 3.10. Détermination de la longueur de corrélation pour la structure à canal GaN fin en prenant différentes valeurs de rugosité d'interface. 96
Figure 3.11. Résultats des modèles de diffusion de la mobilité électronique sur l'hétérostructure AlGaN/GaN selon les différentes orientations cristallines : (b) [10-10], (c) [11-20], et (d) [01-10]. Les modèles considérés sont les phonons acoustiques (AP), les phonons polaires optiques (POP), et la rugosité d'interface (IFR). (d) Valeur de rugosité RMS Δ extraite en fonction de l'orientation cristalline. 98
Figure 3.12. Caractéristiques (a) $JDSVGS$ et (b) $JDSVDS$ à 300 K du HEMT à canal GaN fin. Les données ont été reprises de la référence [161]. 99
Figure 3.13. (a) Tension de claquage latérale à température ambiante sur des contacts isolés avec une distance de 2 μm. Les mesures ont été réalisées dans une solution de Fluorinert. (b) Tension de claquage (noir) et champ de claquage

correspondant (rouge) en fonction de la distance entre les contacts isolés. Les données ont été reprises de la référence [161]. 100
Figure 3.14. Différentes structures étudiées dans le projet HBV : (a) structure à canal GaN épais sur substrat Si (111), (b) structure à canal GaN épais sur substrat AlN et (c) structure à canal GaN sur substrat AlN, dont l'épaisseur du canal a été variée de 8 à 500 nm. 101
Figure 3.15. Mesure de claquage latéral pour des HEMT réalisés sur un substrat AlN, avec un canal GaN de 500 à 50 nm, et avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ de 500 nm. 102
Figure 4.1. Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C pour une température T de 300 K et pour une densité du 2DEG n_{2D} de (a) $0,5\times10^{13}$ /cm², (b) $1,0\times10^{13}$ /cm², et (c) $2,0\times10^{13}$ /cm². (d) Mobilité électronique totale en fonction de la fraction d'Al dans le canal pour différentes densités du 2DEG. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés. 107
Figure 4.2. Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C pour une densité du 2DEG n_{2D} de $1,0\times10^{13}$ /cm² et pour une température T de (a) 10 K, (b) 300 K, et (c) 600 K. (d) Mobilité électronique totale en fonction de la fraction d'Al dans le canal pour différentes températures. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés. 108
Figure 4.3. Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} pour une température T de 300 K et pour une fraction d'Al dans le canal x_C de (a) 0,10, (b) 0,30, et (c) 0,60. (d) Mobilité électronique totale en fonction de de la densité du 2DEG pour différentes fractions d'Al dans le canal. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés. 110
Figure 4.4. Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,60 et pour une température T de (a) 10 K, (b) 300 K, et (c) 600 K. (d) Mobilité électronique totale en fonction de de la densité du 2DEG pour différentes températures. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la

valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés. 111
Figure 4.5. Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la température T pour une densité du 2DEG n_{2D} de $1{,}0\times10^{13}$ /cm^2 et pour une fraction d'Al dans le canal x_C de (a) 0,10, (b) 0,30, et (c) 0,60. (d) Mobilité électronique totale en fonction de la température pour différentes fractions d'Al dans le canal. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations....112
Figure 4.6. Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la température T pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,60 et pour une densité du 2DEG n_{2D} de (a) $0{,}5\times10^{13}$ /cm^2, (b) $1{,}0\times10^{13}$ /cm^2, et (c) $2{,}0\times10^{13}$ /cm^2. (d) Mobilité électronique totale en fonction de la température pour différentes densités du 2DEG. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations....114
Figure 4.7. Figure de mérite de Baliga latérale LFOM calculée (a) en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C et pour différentes densités du 2DEG n_{2D}, (b) en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C et pour différentes températures T, (c) en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} et pour différentes fractions d'Al dans le canal x_C, (d) en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} et pour différentes températures T, (e) en fonction de la température T et pour différentes fractions d'Al dans le canal x_C, et (f) en fonction de la température T et pour différentes densités du 2DEG n_{2D}. Plus la LFOM est élevée, plus les pertes en conduction sont faibles. Les valeurs de LFOM pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés....116
Figure 4.8. (a) Scan XRD dans l'orientation (002) en 2θ-ω des hétérostructures à canal AlGaN pour 10% (rouge), 30% (bleu) et 60% (vert) d'Al dans le canal. Images AFM de la surface des hétérostructures avec une fraction d'Al dans le canal de (b) 10%, (c) 30%, et (d) 60%....118
Figure 4.9. (a) Caractéristique C(V_G), acquise sur un composant circulaire à 300 K et à une fréquence de 1 MHz, pour les hétérostructures avec 10% (rouge), 30% (bleu), et 60% (vert) d'Al dans le canal. (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique C(V_G) à 300 K pour chaque hétérostructure. 119
Figure 4.10. (a) Schéma de mesure du courant vertical à travers toute la structure. (b) Densité de courant J en fonction de la tension V à travers la structure, pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 10%, 30% et 60%. Le graphe encadré en bas à gauche présente la densité de courant J pour V = -10 V en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C. 121
Figure 4.11. (a) Détermination de la longueur de corrélation L et (b) simulation de la fonction d'onde pour les hétérostructures à canal AlGaN avec une fraction d'Al de 10, 30 et 60%....122

Figure 4.12. Résultats des mesures d'effet Hall en fonction de la température, effectuées sur une barre de Hall, pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. (a) Résistivité du 2DEG ϱ. (b) Densité de Hall n_H – données expérimentales (symboles), simulation (lignes pleines), et courbes de tendance (lignes en pointillés) dont les équations sont indiquées dans le Tableau 4.4. (c) Mobilité de Hall μ_H (symboles) et mobilité électronique calculée μ_n (lignes pleines). (d) Evolution du coefficient de température α en fonction de la fraction d'aluminium dans le canal x_C – données expérimentales (symboles), et calculs (lignes pleines) pour servir de guide pour les yeux, en utilisant les données du Tableau 4.1. 125
Figure 4.13. Mobilité électronique expérimentale (symboles) et calculée (lignes) en fonction de la température, en utilisant les paramètres du Tableau 4.5, pour des fractions d'Al dans le canal de (a) 10%, (b) 30% et (c) 60%. (d) Valeurs de potentiel d'alliage utilisées de la littérature et dans de ce travail : différence d'énergie de bande de conduction ΔE_C(AlN/GaN) (ligne bleue), valeur déterminée par magnéto-transport (ligne noire) [204], valeur calculée (symboles violets) [196], valeurs extraites pour faire correspondre la mobilité théorique et expérimentale dans ce travail (symboles rouges), et différence d'énergie de bande de conduction ΔE_C(barrière/canal) déterminée par simulation (symboles verts) pour les hétérostructures étudiées dans ce travail. 130
Figure 4.14. Analyse structurelle de la structure SH560. (a) Image TEM de la structure complète. (b) Image TEM de l'interface AlN/Si(111). (c) Image TEM de l'empilement GaN/AlGaN/AlN/AlGaN. (d) Scan XRD de l'axe (002) en 2θ-ω. (e) Image AFM de la surface de la structure.....132
Figure 4.15. (a) Caractéristique C(V_G) d'un composant circulaire fabriqué à partir de la structure SH560 avec un canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ et un substrat Si, acquise à 300 K et à une fréquence de 1 MHz. (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique C(V_G). 133
Figure 4.16. (a) Rappel de la structure SH560 sur substrat Si (111) avec un canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sans et avec une passivation SiN. Résultats d'effet Hall en température sur la structure SH560 en géométrie van der Pauw, sans SiN (noir) et avec SiN (rouge) : (b) résistivité du 2DEG, (c) densité de Hall et (d) mobilité de Hall.....135
Figure 4.17. Mesures de résistivité réalisées sur la structure SH560 sans SiN. (a) Résistivité du 2DEG ϱ en fonction du temps t pour une température de 300 K. (b) Résistivité du 2DEG ϱ (normalisée par rapport à la valeur à t = 0 h) en fonction du temps t, pour une température de 300, 400, 450, et 520 K.....136
Figure 4.18. Analyse structurelle de la structure PTC1204. (a) Image TEM de la structure complète. (b) Image TEM de l'empilement GaN/AlGaN/AlN/AlGaN. (c) Scan XRD de l'axe (002) en 2θ-ω. (d) Image AFM de la surface de la structure..138

Figure 4.19. (a) Caractéristique C(V_G) d'un composant circulaire fabriqué à partir de la structure PTC1204 avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ et un substrat AlN, acquise à 300 K et à une fréquence de 1 MHz. (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique C(V_G).....139
Figure 4.20. (a) Rappel de la structure PTC1204 sur substrat AlN avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sans et avec une passivation SiN. Résultats d'effet Hall en température sur la structure PTC1204 en géométrie van der Pauw, sans SiN (noir) et avec SiN (rouge) : (b) résistivité du 2DEG ϱ, (c) densité de Hall n_H, et (d) mobilité de Hall μ_H. 140
Figure 4.21. Mobilité électronique en fonction de (a) la fraction d'Al dans le canal x_C et (b) la densité du 2DEG n_{2D}. (c) Résistivité du 2DEG ϱ en fonction de la fraction d'Al x_C. Substrat SiC (carré) – Substrat saphir (triangle) – Substrat Si (pentagone) – Ce travail (étoiles). Les courbes en pointillés servent de guide pour les yeux. ...142
Figure 4.22. Hétérostructures à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ réalisées sur substrat Si (111) dans le projet ACTION avec différentes couches tampon et différentes épaisseurs de canal. 144
Figure 5.1. (a) Vue schématique 3D du composant avec le contact central C et le contact extérieur E. (b) Schéma de la coupe transverse du composant basé sur la structure AlN/Si. 149
Figure 5.2. Caractéristiques statiques de 100 à 400 K par pas de 50 K : (a) J(V) et (b) C(V) acquis à une fréquence de 1 MHz. 150
Figure 5.3. (a) Signal C-DLTS b_1 pour V_R varié de -1 à -5 V avec V_P = 0 V, t_P = 1 ms, t_0 = 788 µs et T_W = 11 ms. (b) Capacité C_R en fonction de la température pour les tensions V_R de -1 à -5 V.....151
Figure 5.4. Simulation du minimum de la bande de conduction E_C (lignes pleines) du semi-conducteur AlN 155 nm en contact avec le métal Ni, avec $N_D(AlN) = 7\times10^{16}$ /cm^3 à T = 300 K, pour une tension V_P = 0 V (bleu) et V_R (rouge), en supposant l'existence d'un niveau de piège E_T (pointillés) situé à 0,5 eV sous le minimum de la bande de conduction : (a) V_R = -1 V et (b) V_R = -5 V. Evolution de (c) la zone sondée dans l'AlN par DLTS et de (d) la différence d'énergie entre le minimum de la bande de conduction et le niveau de Fermi, en fonction de la tension V_R, pour les paramètres choisis précédemment. La hauteur de barrière du contact Ni/AlN a été fixée à 2,17 eV et les porteurs de charges dans l'AlN sont considérés comme complètement ionisés. 152
Figure 5.5. Comparaison de l'amplitude normalisée de b_1 et b_1/C_R pour (a) T_W = 11 ms et (b) T_W = 1 s, avec V_R = -5 V, V_P = 0 V, t_P = 100 µs et t_0 = 788 µs. 153
Figure 5.6. Evolution du rapport b_1/C_R en fonction de t_P pour (a) T_W = 11 ms et (b) T_W = 1 s, avec V_R = -5 V, V_P = 0 V, t_0 = 788 µs. 154
Figure 5.7. (a) Tracé d'Arrhenius du pic observé à 200 K pour V_R = -5 V, V_P = 0 V et T_W = 1 s, duquel sont extraites l'énergie d'activation thermique et la section-efficace

de capture apparente du piège. (b) Signal b_1/C_R pour T_W = 11 ms (symboles pleins) et T_W = 1 s (symboles ouverts), avec V_R = -5 V, V_P = 0 V et t_P = 1 s, comparé au signal calculé pour T_W = 11 ms (ligne pleine) et pour T_W = 1 s (ligne en pointillés) à partir des paramètres E_a et σ_n extraits du tracé d'Arrhenius. 155
Figure 5.8. Reconstruction du signal DLTS expérimental à partir des pièges E1 à E6 pour V_R = -5 V, V_P = 0 V, t_P = 1 s, t_0 = 788 µs, et pour (a) T_W = 11 ms et (b) T_W = 1 s. 155
Figure 5.9. Schéma de la structure AlN/Si pour visualiser le volume total (rouge) qu'il est possible de sonder en DLTS en configuration (a) latérale et (b) verticale. 157
Figure 5.10. (a) Caractéristiques $J_G(V_G)$ (bleu) et $C(V_G)$ (rouge) du composant circulaire étudié par DLTS, acquises à 77 K (carrés) et à 300 K (cercles). (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique $C(V_G)$ à 300 K. 158
Figure 5.11. (a) Signal C-DLTS (noir) acquis pour une tension V_R = -5,0 V et signal théorique (rouge) calculé à postériori, constitué de deux maximums E1 (bleu) et E2 (vert). (b) Evolution de la densité de courant J_R (bleu) et de la capacité C_R (rouge) en fonction de la température pour la tension V_R = 5,0 V. 159
Figure 5.12. (a) Tracé d'Arrhenius des pièges E_{170} et E_{255}. (b) Evolution de l'amplitude des pics de E_{170}, E_{255}, et E_{170} + E_{255} en fonction du temps de remplissage t_P. 160
Figure 5.13. Densité de Hall n_H et densité volumique N_D correspondante pour une épaisseur du canal de 450 nm, en fonction de la température de 10 à 600 K, pour l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal (A2693). 161
Figure 6.1. (a) Caractéristiques de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ (symboles pleins) et densité de courant de fuite de grille correspondant $J_{GS}(V_{GS})$ (symboles ouverts) à 300 K des HEMT à canal AlGaN avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. Caractéristiques de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ à 300 K pour une fraction d'Al dans le canal de (b) 10%, (c) 30% et (d) 60%. 165
Figure 6.2. Caractéristiques de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ et densités de courant de fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondant pour une plage de température allant de 300 à 600 K, pour une fraction d'Al dans le canal de (a) et (b) 10%, (c) et (d) 30%, et (e) et (f) 60%. 167
Figure 6.3. Evolution des performances en température des HEMT à canal AlGaN : (a) tension de seuil, (b) densité de courant à l'état bloqué, (c) pente sous le seuil et (d) densité de courant normalisée à l'état passant. 168
Figure 6.4. Tenue en tension des HEMT à canal AlGaN sur substrat Si avec 10, 30 et 60% d'Al dans le canal. (a) Mesures de tension de claquage latéral V_{br} à l'état bloqué ($V_{GS} < V_{th}$) pour une distance grille-drain d_{GD} = 5 µm. (b) Evolution de la tension de claquage latéral V_{br} en fonction de la distance grille-drain d_{GD}. 170

Figure 6.5. Paramètres à température ambiante en fonction de la tension de grille V_G utilisés pour la détermination des mécanismes de fuite de grille, pour le HEMT à canal $Al_{0,10}Ga_{0,90}N$ (rouge), $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ (bleu) et $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ (vert) : (a) densité de courant de grille J_G, (b) capacité surfacique C, (c) densité du 2DEG $n_{C(V)}$ extraite via la mesure de $C(V_G)$, et (d) champ électrique F_{SiN} calculé dans le SiN.....172
Figure 6.6. (a) Tracé de $\ln(J_G/F_{SiN})$ en fonction de $(F_{SiN})^{1/2}$ à température ambiante pour les différentes fractions d'Al, indiquant que PFE est le mécanisme dominant sur la gamme de champ électrique présentée indépendamment de la fraction d'Al. Comparaison de la densité de courant de grille expérimentale (symboles) et de la densité de courant PFE calculée (lignes) pour une tension $V_G > 0$ de 300 à 600 K, pour le HEMT à canal (b) $Al_{0,10}Ga_{0,90}N$, (c) $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$, et (d) $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$.....173
Figure 6.7. (a) Tracé du coefficient A_{PFE} en fonction de $1/(k_BT)$, dont la pente donne accès au niveau d'énergie du piège ϕ_{PFE}. (b) Evolution du niveau d'énergie lié au mécanisme Poole-Frenkel ϕ_{PFE} en fonction de la fraction d'Al dans la barrière x_B. (c) Représentation schématique de la structure de bande de conduction des HEMT étudiés et de la proposition du mécanisme de fuite par émission Poole-Frenkel en polarisation directe ($V_G > 0$).....174
Figure 6.8. (a) Rappel des composants MS-HEMT et MIS-HEMT réalisés avec la structure SH560 à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$. (b) Caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ (cercles pleins) et fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondante (cercles ouverts) pour le MS-HEMT (noir) et pour le MIS-HEMT (rouge) à température ambiante. Caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ pour (c) le MS-HEMT et pour (d) le MIS-HEMT. 176
Figure 6.9. (a) Caractéristiques J(V) entre deux contacts ohmiques espacés de 40 µm acquises de 100 à 600 K. (b) Evolution de la tension de seuil de la caractéristique J(V) en fonction de la température. 177
Figure 6.10. (a) Tracé de ln(J) en fonction de $V^{1/2}$ à 100 K. (b) Tracé de ln(J) en fonction de 1/V à 100 K. (c) Densité de courant expérimentale (symboles) et calculée via les mécanismes TE (vert) et TAT (bleu) à 100 K. (d) Densité de courant expérimentale (symboles) et calculée via le mécanisme ohmique (rouge) à 600 K. 178
Figure 6.11. Evolution en fonction de la température des caractéristiques du MS-HEMT avec (a) $J_{DS}(V_{GS})$ et (b) $J_{GS}(V_{GS})$, et des caractéristiques du MIS-HEMT avec (c) $J_{DS}(V_{GS})$ et (d) $J_{GS}(V_{GS})$ pour la structure SH560.....180
Figure 6.12. Evolution des performances du MS-HEMT (noir) et du MIS-HEMT (rouge) en fonction de la température pour la structure SH560 : (a) tension de seuil Vth, (b) densité de courant à l'état bloqué JDS, off, (c) pente sous le seuil SS, et (d) densité de courant normalisée à l'état passant JDS, on.....181
Figure 6.13. Tenue en tension du HEMT à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si, réalisé par Jash Mehta à l'IEMN. (a) Mesure de claquage latéral à l'état bloqué pour une

structure de grille MS (noir) et MIS (rouge) et pour une distance grille-drain d_{GD} de 2 μm. (b) Evolution de la tension de claquage latéral pour le MS-HEMT et pour le MIS-HEMT en fonction de la distance grille-drain d_{GD}. 182
Figure 6.14. (a) Rappel des composants MS-HEMT et MIS-HEMT réalisés avec la structure PTC1204 à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$. (b) Caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ (cercles pleins) et fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondante (cercles ouverts) pour le MS-HEMT (noir) et pour le MIS-HEMT (rouge) à température ambiante. Caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ pour (c) le MS-HEMT et pour (d) le MIS-HEMT. 183
Figure 6.15. Tenue en tension du HEMT à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sur substrat AlN à l'état bloqué, réalisé par Jash Mehta à l'IEMN. (a) Mesure de claquage latéral pour une grille MS (noir) et une grille MIS (rouge) et une distance grille-drain de 2 μm. (b) Tension de claquage latérale en fonction de la distance grille-drain pour une grille MS (noir) et une grille MIS (rouge). 184
Figure 6.16. Comparaison des valeurs obtenues dans ce travail (étoiles) et dans la littérature (cercles), d'après les références du Tableau 1.5, du Tableau 1.6 et du Tableau 1.7, pour les paramètres des HEMT en fonction de la fraction d'Al dans le canal : (a) résistance de contact R_C, (b) densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, (c) champ de claquage F_{br}, et (d) diminution du courant à l'état passant en fonction de la température $\Delta J_{DS,on}$. Les courbes en pointillés servent uniquement de guide pour les yeux. 186

Liste des tableaux

Tableau 1.1. Paramètres de maille $a0$ et $c0$, polarisation spontanée Psp, constantes piézoélectriques $e31$ et $e33$, et constantes élastiques $C13$ et $C33$ de l'AlN, du GaN et de l'AlGaN. 17
Tableau 1.2. Comparaison des propriétés générales des semi-conducteurs à large bande interdite (4H-SiC et GaN) et des semi-conducteurs à bande interdite ultra large (β-Ga_2O_3, diamant et AlN), en comparaison avec le silicium (Si), avec les valeurs des figures de mérite normalisées par rapport au Si [15–17]. 22
Tableau 1.3. Liste de HEMT à canal GaN (normally-off) commercialisés et les données des fabricants : tension drain-source maximale $V_{DS,max}$, résistance drain-source à l'état passant $R_{DS,on}$, courant drain-source maximal $I_{DS,max}$, charge nécessaire sur la grille pour la commutation Q_G, et température de jonction T_j. 38
Tableau 1.4. État de l'art des propriétés de transport des hétérostructures à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, résistivité du 2DEG ϱ, densité du 2DEG n_{2D} et mobilité des électrons μ_n. 40
Tableau 1.5. État de l'art des performances DC des HEMT à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, résistance de contact R_C, tension de seuil V_{th}, densité de courant drain-source maximale à l'état passant $J_{DS,max}$. 42
Tableau 1.6. État de l'art de la tenue en tension des HEMT à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, largeur de grille L_G, distance grille-drain d_{GD}, tension de claquage V_{br}, et champ de claquage correspondant F_{br}. 43
Tableau 1.7. État de l'art de la tenue en température des HEMT à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, températures minimale et maximale des mesures T_{min} et T_{max}, rapports des courants passant sur bloqué aux températures T_{min} et T_{max} $J_{DS,on}/J_{DS,off}$, et différence de densité de courant à l'état passant entre les températures T_{min} et T_{max} $\Delta J_{DS,sat}$. 44
Tableau 2.1. Résumé des compositions et des épaisseurs pour chaque hétérostructure étudiée. La structure SH670, uniquement composée d'un substrat Si (111) et d'une couche de nucléation de 155 nm d'AlN, n'est pas présentée dans ce tableau. 50
Tableau 2.2. Bilan des composants caractérisés pour chaque hétérostructure. 54
Tableau 2.3. Type de transitoire à privilégier selon les caractéristiques du composant. 65

Tableau 2.4. Valeurs des paramètres de l'(Al,Ga)N utilisés dans les calculs de mobilité à faible champ : densité volumique ρV, paramètres de maille $a0$ et $c0$, masse effective de l'électron $mn*$, constantes diélectriques statique εs et haute fréquence εh, vitesse de phonon longitudinal acoustique vLA, potentiel de déformation EDP, énergie de phonon optique polaire $EPOP$, et coefficient de couple électromécanique $K2$.....75
Tableau 2.5. Récapitulatif des mécanismes de fuite et des paramètres pour obtenir une dépendance linéaire entre la densité de courant J et le champ électrique F dans le cas où ils sont dominants : émission thermoïonique (TE), émission Poole-Frenkel (PFE), effet tunnel Fowler-Nordheim (FNT), et effet tunnel assisté par un piège (TAT) [155,160]. 79
Tableau 3.1. Energie d'activation thermique E_a, section efficace de capture apparente σ_n et identification des pièges E1, E2, E4, et E5.....91
Tableau 3.2. Récapitulatif de la résistivité du 2DEG, de la densité de Hall et de la mobilité de Hall à 10, 300 et 500 K pour les orientations cristallines [10-10] (rouge), [11-20] (bleu), et [01-10] (vert). 95
Tableau 4.1. Valeurs des paramètres utilisés pour les calculs de la mobilité électronique théorique : rugosité RMS Δ, longueur de corrélation L, densité de dislocations N_{DIS}, facteur de remplissage des états énergétiques induits par les dislocations f_{DIS}, et potentiel d'alliage δV. 106
Tableau 4.2. Largeurs à mi-hauteur (FWHM) de la nucléation en AlN et du canal AlGaN obtenues par XRD pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, pour l'orientation (002) en 2θ-ω, et rugosité (RMS) de surface des hétérostructures.....118
Tableau 4.3. Résumé des valeurs extraites de résistivité du 2DEG ϱ, de la densité de Hall n_H, et de la mobilité de Hall μ_H, pour 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, pour les températures de 10, 300 et 600 K. 126
Tableau 4.4. Paramètres extraits de la courbe de tendance de la densité de Hall n_H en fonction de la température T, pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal : n_1, n_2 et E_a. 127
Tableau 4.5. Valeurs des paramètres de structure utilisées pour le calcul de la mobilité électronique pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. 131
Tableau 4.6. Propriétés de transport électronique pour la structure SH560 à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si obtenues à 10, 300 et 600 K : résistivité du 2DEG ϱ, densité de Hall n_H, et mobilité de Hall μ_H. 134
Tableau 4.7. Propriétés de transport à 10, 300 et 600 K pour la structure PTC1204 sur substrat AlN sans et avec une passivation SiN. 141
Tableau 4.8. Propriétés de transport obtenues à 300 K pour des hétérostructures $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/AlN/$Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ avec différentes couches tampon et différentes

épaisseurs de canal, schématisées en Figure 4.22. Les données de la structure A2693 proviennent des mesures présentées dans cette thèse. Les données des autres structures proviennent des mesures effectuées à l'IEMN par Jash Mehta. 144
Tableau 5.1. Energie d'activation thermique E_a et section-efficace de capture apparente σ_n des pièges E1 à E6 déterminés pour reconstruire le signal expérimental. 156
Tableau 6.1. Paramètres extraits des caractéristiques de transfert et de sortie à 300 K pour les HEMT avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal : tension de seuil V_{th}, densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, pente sous le seuil SS, densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, et résistance spécifique à l'état passant $R_{on,sp}$.....166
Tableau 6.2. Paramètres extraits des mesures présentées en Figure 6.5 et utilisés dans le calcul du champ électrique dans le SiN et la détermination des mécanismes de fuite de grille : la densité de charges induite par polarisation n_P, la tension de seuil V_{th}, la tension V_0 pour laquelle $n_{2D} = n_P$, et la densité de charges n_{int} à l'interface SiN/GaN. 171
Tableau 6.3. Paramètres extraits à 300 K de la caractéristique de transfert des HEMT pour la structure SH560, pour une structure de grille MS et MIS : tension de seuil V_{th}, densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, pente sous le seuil SS, densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$.....175

Glossaire des acronymes

2DEG	Two-Dimensional Electron Gas / Gaz bidimensionnel d'électrons
AC	Alternative Current / Courant alterntif
ACTION	novel AlGaN Channel Transistors for hIgh vOltage applicatioNs / Nouveaux transistors à canal AlGaN pour les applications de haute tension
ADO	Alloy Disorder / Désordre d'alliage
AFM	Atomic Force Microscopy / Microscopie à force atomique
AP	Acoustic Phonons / Phonons acoustiques
BFOM	Baliga's Figure Of Merit / Figure de mérite de Baliga
BREAkuP	ultrawide Bandgaps for futuRE high-power electronic ApPlications / Bandes interdites ultralarges pour de futures applications d'électronique de puissance
C-DLTS	Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy / Spectroscopie de transitoire de niveaux profonds en capacité
CRHEA	Research Centre on Heteroepitaxy and its Applications / Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications
DC	Direct Current / Courant continu
DIS	Dislocations / Dislocations
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy / Spectroscopie de transitoire de niveaux profonds
DP	Deformation Potential / Potentiel de déformation
FNT	Fowler-Nordheim Tunneling / Effet tunnel Fowler-Nordheim
FOM	Figure Of Merit / Figure de mérite
FT	Fourier Transform / Transformée de Fourier
FWHM	Full Width at Half Maximum / Pleine largeur à mi-hauteur
HAADF	High Angle Annular Dark Field / Champ sombre annulaire à grand angle

HBV	High Breakdown Voltage / Tension de claquage élevée
HEMT	High Electron Mobility Transistor / Transistor à haute mobilité électronique
HFET	Heterostructure Field Effect Transistor / Transistor à effet de champ à hétérostructure
HR	High Resolution / Haute résolution
I-DLTS	Current Deep Level Transient Spectroscopy / Spectroscopie de transitoire de niveaux profonds en courant
IEMN	Institute of Electronics, Microelectronics and Nanotechnology / Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie
IFR	Interface Roughness / Rugosité d'interface
JFOM	Johnson's Figure Of Merit / Figure de mérite de Johnson
KFOM	Keyes Figure Of Merit / Figure de mérite de Keyes
L2C	Charles Coulomb Laboratory / Laboratoire Charles Coulomb
LFOM	Lateral Figure Of Merit / Figure de mérite latérale
MBE	Molecular Beam Epitaxy / Epitaxie par jet moléculaire
MIS	Metal Insulator Semiconductor / Métal Isolant Semiconducteur
MOCVD	MetalOrganic Vapor Phase Epitaxy / Epitaxie organométallique en phase vapeur
MODFET	MOdulation Doping Field Effect Transistor / Transistor à effet de champ à dopage modulé
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor / Métal Oxyde Semi-conducteur
MS	Metal Semiconductor / Métal Semi-conducteur
PE	Piezoelectric / Piézoélectrique
PECVD	Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition / Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma
PFE	Poole-Frenkel Emission / Emission Poole-Frenkel
PICTS	Photo-Induced Current Transient Spectroscopy / Spectroscopie de transitoire de courant photo-induit
POP	Polar Optical Phonons / Phonons polaires optiques

RIE	Reactive Ion Etching / Gravure ionique réactive
RMS	Root Mean Square / Moyenne quadratique
RTA	Rapid Thermal Annealing / Recuit thermique rapide
SRH	Shockley-Read-Hall / Shockley-Read-Hall
STEM	Scanning Tranmission Electron Micropscopy / Microscopie électronique en transmission à balayage
TAT	Trap Assisted Tunneling / Effet tunnel assisté par un piège
TEM	Tranmission Electron Micropscopy / Microscopie électronique en transmission
TLM	Transfer Length Method / Méthode de longueur de transfert
UWBG	Ultrawide Bandgap / Bande interdite ultra large
VDP	van der Pauw
WBG	Wide Bandgap / Large bande interdite
XRD	X-Ray Diffraction / Diffractométrie de rayons X

Glossaire des abréviations

a	Paramètre de maille sous contrainte
A	Amplitude du signal transitoire
a_0	Paramètre de maille relaxé
a_1	Coefficient de Fourier réel en cosinus à l'ordre 1
a_2	Coefficient de Fourier réel en cosinus à l'ordre 2
a_n	Coefficient de Fourier réel en cosinus à l'ordre n
A_{FNT}	Coefficient lié à l'effet tunnel Fowler-Nordheim
A_{PFE}	Coefficient lié à l'émission Poole-Frenkel
A_{TAT}	Coefficient lié à l'effet tunnel assisté par un piège
A_{TE}	Coefficient lié à l'émission thermoïonique
b	Paramètre variable issu de l'approximation de Fang-Howard
B	Champ magnétique
b_1	Coefficient de Fourier réel en sinus à l'ordre 1
$b_{1,max}$	Maximum du signal DLTS
b_2	Coefficient de Fourier réel en sinus à l'ordre 2
ϵ_X	Contrainte le long de l'axe X
ϵ_Y	Contrainte le long de l'axe Y
ϵ_Z	Contrainte le long de l'axe Z
B_{FNT}	Coefficient lié à l'effet tunnel Fowler-Nordheim
b_n	Coefficient de Fourier réel en sinus à l'ordre n
B_{PFE}	Coefficient lié à l'émission Poole-Frenkel
B_{TAT}	Coefficient lié à l'effet tunnel assisté par un piège
B_{TE}	Coefficient lié à l'émission thermoïonique
B_Z	Champ magnétique parallèle à l'axe Z
c	Paramètre de maille sous contrainte
C	Capacité
c_0	Paramètre de maille relaxé
C_{11}	Constante élastique
C_{13}	Constante élastique
C_{33}	Constante élastique
C_{44}	Constante élastique
C_∞	Capacité après un temps de transitoire très long
C_B	Capacité de la barrière
$C_{B,S}$	Capacité surfacique de la barrière
C_D	Capacité du diélectrique
$C_{D,S}$	Capacité surfacique du diélectrique

c_n^F	Coefficient de Fourier complexe à l'ordre n
c_L	Vitesse de la lumière dans le vide
C_{MIS}	Capacité pour un contact de grille métal isolant semi-conducteur
C_{MS}	Capacité pour un contact de grille métal semi-conducteur
c_n	Taux de capture des électrons
c_p	Taux de capture des trous
C_R	Capacité inverse
C_S	Capacité surfacique
$C_{SiN,S}$	Capacité surfacique du SiN
C_{SC}	Capacité du semi-conducteur
d	Longueur ou épaisseur
d_B	Epaisseur de la barrière
d_{GD}	Distance grille-drain
d_{GS}	Distance grille-source
D_{it}	Densité d'états d'interface
d_{SiN}	Epaisseur du SiN
e_{15}	Constante piézoélectrique
e_{31}	Constante piézoélectrique
e_{33}	Constante piézoélectrique
E	Energie
E_a	Energie d'activation thermique d'un piège
E_C	Energie de la bande de conduction
E_{DP}	Potentiel de déformation
E_F	Niveau de Fermi
E_{Fi}	Niveau de Fermi intrinsèque
E_g	Bande interdite
E_i	Energie propre de la $i^{ème}$ sous-bande
e_n	Taux d'émission des électrons
e_p	Taux d'émission des trous
E_{POP}	Energie des phonons polaires optiques
E_T	Niveau d'énergie d'un piège
E_V	Energie de la bande de valence
F	Champ électrique
F_B	Champe électrique dans la barrière
F_{br}	Champ de claquage
F_{cr}	Champ électrique critique
f_{DIS}	Occupation des états énergétiques induits par les des dislocations
f_N	$N^{ème}$ valeur de discrétisation du transitoire par transformée de Fourier

F_n	Transformée de Fourier discrète
F_{SiN}	Champe électrique dans le SiN
f_T	Distribution de Fermi-Dirac
f_{VDP}	Facteur correctif de la résistivité pour une géométrie van der Pauw
F_X	Champ électrique parallèle à l'axe X
F_Y	Champ électrique parallèle à l'axe Y
g_{2D}	Densité d'états pour un système en deux dimensions
h	Constante de Plank
ħ	Constante de Plank réduite
I	Courant
I_{DS}	Courant drain-source
$I_{DS,lin}$	Courant drain-source en régime linéaire
$I_{DS,max}$	Courant drain-source maximal
$I_{DS,sat}$	Courant drain-source en régime de saturation
I_{GS}	Courant grille-drain
I_{ij}	Courant injecté entre les contacts i et j
I_R	Courant inverse
I_X	Courant parallèle à l'axe X
J	Densité de courant
J_{DS}	Densité de courant drain-source
$J_{DS,off}$	Densité de courant drain-source à l'état bloqué
$J_{DS,on}$	Densité de courant drain-source à l'état passant
J_{FNT}	Densité de courant de l'effet tunnel Fowler-Nordheim
J_G	Densité de courant de grille
J_{GS}	Densité de courant grille-source
J_{PFE}	Densité de courant de l'émission Poole-Frenkel
J_R	Densité de courant inverse
J_{TAT}	Densité de courant de l'effet tunnel assisté par un piège
J_X	Densité de courant parallèle à l'axe X
J_Y	Densité de courant parallèle à l'axe Y
K	Coefficient de couple électromécanique
k	Vecteur d'onde de diffusion
k_0	Vecteur d'onde des phonons optiques polaires
k_B	Constante de Boltzmann
k_F	Vecteur d'onde de Fermi
k_{TF}	Vecteur d'onde de Thomas-Fermi
L	Longueur de corrélation
L_C	Longueur du canal
L_G	Longueur du contact de grille

L_H	Distance entre deux bras de la barre de Hall
m^*	Masse effective
m_0	Masse de l'électron libre
m_n^*	Masse effective de l'électron
μ_n	Mobilité électronique
μ_{ADO}	Mobilité électronique liée au désordre d'alliage
μ_{AP}	Mobilité électronique liée aux phonons acoustiques
μ_{DIS}	Mobilité électronique liée aux dislocations
μ_{DP}	Mobilité électronique liée au potentiel de déformation
μ_H	Mobilité électronique expérimentale obtenue par effet Hall
μ_{IFR}	Mobilité électronique liée à la rugosité d'interface
μ_{PZ}	Mobilité électronique liée à l'effet piézoélectrique
μ_{POP}	Mobilité électronique liée aux phonons polaires optiques
μ_{TOT}	Mobilité électronique totale
μ_i	Mobilité électronique liée à la contribution i
μ_n	Mobilité des électrons
n	Concentration d'électrons dans la bande de conduction
n_1	Concentration d'électrons dans la bande de conduction à l'équilibre thermodynamique
n_{2D}	Densité du 2DEG
N_C	Densité d'états dans la bande de conduction
$n_{C(V)}$	Densité de charges surfacique obtenue par C(V)
$N_{C(V)}$	Densité de charges volumique obtenue par C(V)
N_D	Concentration de donneurs
N_{DIS}	Densité de dislocations
n_H	Densité du 2DEG déterminée par effet Hall
n_i	Densité de porteurs intrinsèques du semi-conducteur
n_{int}	Densité de charges à l'interface
n_T	Densité de piège dépendante du temps
N_T	Densité de piège totale
N_V	Densité d'états dans la bande de valence
p	Concentration de trous dans la bande de valence
P	Polarisation
p_1	Concentration de trous dans la bande de valence à l'équilibre thermodynamique
P_i	Polarisation du dipôle i
P_{pz}	Polarisation piézoélectrique
P_{sp}	Polarisation spontanée
P_{tot}	Polarisation totale induite par l'hétérostructure

ρ_V	Masse volumique
q	Charge élémentaire de l'électron
Q_G	Charge nécessaire sur la grille pour la commutation
R_C	Résistance de contact
$R_{DS,on}$	Résistance drain-source à l'état passant
r_H	Facteur de Hall
R_{ij}	Résistance déterminée entre les contacts i et j
r_n	Taux de recombinaison des électrons
$R_{on,sp}$	Résistance spécifique à l'état passant
r_p	Taux de recombinaison des trous
r_{SRH}	Taux de recombinaison total du modèle Shockley-Read-Hall
S	Surface
SS	Pente sous le seuil
t	Temps
T	Température
t_0	Délai entre la fin de l'impulsion et le début d'acquisition du transitoire
T_1	Coefficient de l'expression de Varshni
t_1	Temps n°1
T_2	Coefficient de l'expression de Varshni
t_2	Temps n°2
T_j	Température de jonction
T_{max}	Température maximale
T_{min}	Température minimale
t_P	Temps de remplissage
T_W	Durée d'acquisition du transitoire
V	Tension
V_{br}	Tension de claquage
V_{DS}	Tension drain-source
$V_{DS,max}$	Tension drain-source maximale
V_G	Tension de grille
$V_{G,P}$	Tension de grille à la tension d'impulsion
$V_{G,R}$	Tension de grille à la tension inverse
V_{GS}	Tension grille-source
V_H	Tension de Hall
V_{ij}	Tension mesurée entre les contacts i et j
v_{LA}	Vitesse de phonon longitudinal acoustique
V_P	Tension d'impulsion
V_R	Tension inverse

v_{sat}	Vitesse de saturation
$V_{T,n}$	Vitesse thermique des électrons
$V_{T,p}$	Vitesse thermique des trous
v_{TA}	Vitesse de phonon transverse acoustique
V_{th}	Tension de seuil
$V_{th,MIS}$	Tension de seuil d'un contact de grille métal isolant semi-conducteur
$V_{th,MS}$	Tension de seuil d'un contact de grille métal semi-conducteur
V_X	Tension parallèle à l'axe X
v_X	Vitesse de dérive des électrons parallèle à l'axe X
V_y	Tension parallèle à l'axe Y
v_Y	Vitesse de dérive des électrons parallèle à l'axe Y
W_C	Largeur du canal et du contact de grille
W_H	Largeur de la barre de Hall ou du motif carré van der Pauw
x	Fraction molaire d'aluminium
X	Direction X
x_B	Fraction molaire d'aluminium dans la barrière
x_C	Fraction molaire d'aluminium dans le canal
y	Variable indirecte utilisée pour l'équation des phonons polaires optiques
Y	Direction Y
z	Profondeur dans l'axe de croissance
Z	Direction Z
$z_{C(V)}$	Profondeur de déplétion obtenue par une mesure C(V)
α	Coefficient de température
γ_n	Coefficient utilisé en DLTS pour le tracé d'Arrhenius
Δ	Rugosité quadratique moyenne
ΔC	Différence de capacité
ΔC_0	Différence de capacité à l'instant initial
Δd	Epaisseur du 2DEG
ΔE_C	Discontinuité de la bande de conduction
ΔE_F	Profondeur du puits de potentiel par rapport au niveau de Fermi
ΔJ	Différence de densité de courant
$\Delta J_{DS,sat}$	Différence de la densité de courant en régime de saturation
Δt	Différence de temps
ΔV	Différence de tension
δV	Potentiel d'alliage
$\Delta\rho$	Amplitude de la magnéto-résistivité
ε^*	Variable indirecte utilisée pour l'équation des phonons polaires optiques

ε_0	Permittivité du vide
ε_B	Permittivité relative de la barrière
ε_D	Permittivité relative du diélectrique
ε_h	Permittivité relative à haute fréquence
ε_r	Permittivité relative
ε_s	Permittivité relative statique
ε_{SiN}	Permittivité relative du SiN
σ_n	Section efficace de capture apparente d'un piège à électron
σ_p	Section efficace de capture apparente d'un piège à trou
τ	Constante de temps
τ_{ADO}	Temps de relaxation lié au désordre d'alliage
τ_{DIS}	Temps de relaxation lié aux dislocations
τ_{DP}	Temps de relaxation lié au potentiel de déformation
τ_i	Temps de relaxation lié à la contribution i
τ_{IFR}	Temps de relaxation lié à la rugosité d'interface
τ_m	Temps de relaxation moyen des porteurs de charge
τ_{max}	Constante de temps maximale
τ_n	Constante de temps des électrons
τ_p	Constante de temps des trous
τ_{PZ}	Temps de relaxation lié à l'effet piézoélectrique
τ_{POP}	Temps de relaxation lié aux phonons polaires optiques
ϕ	Potentiel électrique
ϕ_B	Hauteur de barrière
$\phi_B^{Ni/GaN}$	Hauteur de barrière du contact Ni/GaN
$\phi_B^{Ni/SiN}$	Hauteur de barrière du contact Ni/SiN
ϕ_{FNT}	Hauteur de barrière liée à l'effet tunnel Fowler-Nordheim
ϕ_{PFE}	Hauteur de barrière liée à l'émission Poole-Frenkel
ϕ_{TAT}	Hauteur de barrière liée à l'effet tunnel assisté par un piège
Ψ_i	Fonction d'onde associée à la valeur propre i
Ω_W	Volume de la cellule unitaire wurtzite
N	Densité volumique d'électrons
R	Résistance
Ψ	Fonction d'onde
θ	Angle de déviation du vecteur d'onde dû à la diffusion
λ	Conductivité thermique
ν	Vitesse de dérive des électrons
ρ	Résistivité du 2DEG
ω	Pulsation

Introduction

Le bouleversement écologique accéléré par l'activité humaine représente le plus grand défi à surmonter de cette ère. La demande croissante en énergie électrique est une partie de ce bien plus vaste problème. L'évolution rapide des nouvelles technologies, telles que les véhicules électriques, les objets connectés et les infrastructures numériques, ainsi que l'expansion des pays en développement, ont engendré une augmentation spectaculaire de la consommation énergétique mondiale. Cependant, la réponse à ces besoins énergétiques présente un coût environnemental alarmant. Face à ces défis, il est impératif d'explorer des solutions technologiques novatrices pour façonner un avenir plus durable. L'amélioration des composants de puissance constitue l'un des aspects cruciaux de cette recherche, offrant une opportunité prometteuse pour transformer toutes nos infrastructures de conversion d'énergie électrique.

Ces nouvelles infrastructures ont besoin de composants électroniques bien plus performants pour réduire les pertes lors de la conversion d'énergie et supporter des tensions et des températures de fonctionnement élevées. Afin de rendre ces composants plus efficaces, de nouveaux matériaux, ayant de meilleures propriétés que le silicium, doivent être développés et adaptés à l'industrie technologique des semi-conducteurs. Ces nouveaux matériaux prometteurs regroupent les semi-conducteurs (SC) à large bande interdite (WBG) comme le carbure de silicium (SiC) et le nitrure de gallium (GaN) ou les semi-conducteurs à bande interdite ultra large (UWBG) comme l'oxyde de gallium (Ga_2O_3), le diamant et le nitrure d'aluminium (AlN). Les composants à base de SiC permettent des fonctionnements à des tensions de plusieurs kV mais leur coût élevé limite leur déploiement sur une gamme plus large d'applications. Les composants à base de GaN sont moins chers car fabriqués sur des substrats de silicium de grande taille mais leurs performances les limitent à des applications ne dépassant pas les 650 V. Les composants à base de Ga_2O_3 et de diamant sont prometteurs mais sont encore au stade de recherche, tout comme les composants entièrement à base d'AlN. En revanche, ce dernier matériau peut être combiné au GaN, qui lui, étant au stade de développement industriel, rend possible le développement de dispositifs nouveaux. En exploitant les propriétés uniques de l'alliage AlGaN, il est envisagé de créer des dispositifs de puissance ayant des performances similaires à celles du SiC et déployables à des coûts plus faibles sur le marché de l'électronique de puissance.

Pour répondre à ce besoin, trois projets visant à développer des composants de puissance à base d'(Al,Ga)N ont vu le jour :

- Le projet « ultra-wide Bandgaps for futuRE high-power electronic ApPlications » (BREAkuP / n°ANR-17-CE05-00131) qui vise à développer des composants de puissance basés sur l'hétérostructure tout-binaire AlN/GaN/AlN. Ce projet regroupe le Centre de Recherche pour l'Hétéro-Epitaxie et ses Applications (CRHEA), l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologies (IEMN) et l'Institut Néel.
- Le projet « novel AlGaN Channel Transistors for hIgh vOltage applicatioNs » (ACTION / n°ANR-22-CE05-0028) pour développer une nouvelle génération de transistors utilisant un canal en AlGaN au lieu du GaN et pour fabriquer ces structures sur des substrats de silicium de grand diamètre, avec un faible coût de production et compatibles avec la technologie CMOS. Ce projet est composé de trois laboratoires universitaires, le CRHEA, l'IEMN et l'Institut Néel, et de la startup EasyGaN en tant que partenaire industriel.
- Le projet « High Breakdown Voltage » (HBV / n°IA-11-LABX-0014) pour développer des composants latéraux de puissance pouvant résister à des tensions supérieures à celles que peuvent actuellement supporter les composants à base de GaN. Ce projet regroupe le CRHEA, l'IEMN, l'Institut Néel et le Laboratoire Charles Coulomb (L2C) en partenaires académiques ainsi que le CEA-LETI, EXAGAN et Lumilog en tant que partenaires industriels.

Cette thèse (12/2020–11/2023) s'inscrit dans la cadre de ces trois projets en répondant aux problématiques qu'ils soulèvent, notamment la détermination de solutions efficaces pour améliorer les performances des composants de puissance à base d'(Al,Ga)N. L'amélioration de ces performances se traduit par une amélioration de plusieurs facteurs. L'augmentation de la tension de claquage permet de supporter des tensions de fonctionnement supérieures. De plus, l'augmentation de la mobilité électronique permet de réduire les pertes en conduction des transistors. Une réduction de la densité de défauts électriquement actifs dans les couches épitaxiées permet de prévenir la réduction de la mobilité électronique et le claquage prématuré des composants en fonctionnement. Enfin, le fonctionnement des transistors à l'état passant impliquant un flux important d'électrons, ou les applications visées, engendrent une température de fonctionnement élevée. Une réduction de la dégradation de la mobilité électronique et des densités de courant à haute température permet donc une meilleure stabilité thermique des performances du composant. L'amélioration de la tenue en tension dans les transistors à canal AlGaN, sera discutée en détails dans

la thèse de Jash Mehta, réalisée à l'IEMN. Dans cette thèse, l'étude portera donc sur :

- La quantification des phénomènes limitant les propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN. La littérature fait déjà état des mécanismes limitant la mobilité électronique dans ces structures. Cependant, peu d'études ont été réalisées avec une variation de la fraction d'aluminium, pour en déterminer précisément son impact, et pratiquement aucune de ces études n'est faite sur des structures réalisées sur un substrat silicium. L'analyse des propriétés de transport par effet Hall permettra d'apporter ces réponses.
- La détection de défauts électriquement actifs en vue de l'optimisation de la qualité des matériaux et des performances des composants. La mise en relation entre la présence de pièges, détectés par spectroscopie de transitoires de niveaux profonds, et la dégradation des propriétés de transport électronique permet de compléter la quantification des phénomènes limitant la mobilité électronique dans les hétérostructures étudiées. De plus, cela permet d'enrichir la base de données des défauts dans l'AlGaN, bien moins complète que celle du GaN.
- L'analyse des performances des transistors en fonctionnement à haute température. Cette étude est également peu présente dans la littérature. L'impact de la variation de la fraction d'aluminium sur la dégradation des propriétés de transport et des performances des transistors permettra donc d'apporter des réponses supplémentaires aux observations déjà effectuées. La détermination en fonction de la température des propriétés de transport obtenues par effet Hall, et des caractéristiques électriques des transistors, permettra de quantifier la dégradation de ces performances

Afin de répondre aux problématiques soulevées précédemment, le manuscrit se compose de 6 chapitres :

- Le **chapitre 1** présente les propriétés générales du nitrure d'aluminium (AlN), du nitrure de gallium (GaN) et de leur ternaire (AlGaN) tout en mettant en perspective leur place parmi les autres semi-conducteurs à large bande interdite et à bande interdite ultra large. Ce chapitre décrit également le principe de fonctionnement d'un transistor à haute mobilité électronique (HEMT). Enfin, l'état de l'art et les limitations des HEMT à canal GaN sur silicium pour les applications de puissance ainsi que les HEMT à canal AlGaN sont détaillés.
- L'objectif du **chapitre 2** est de présenter les différentes structures et composants étudiés, les méthodes de caractérisation électriques employées

dans la thèse pour caractériser ces composants et les modèles physiques et simulations utilisés pour appuyer les résultats expérimentaux.

- Le **chapitre 3** porte sur l'étude d'une hétérostructure à canal GaN fin réalisée dans le cadre du projet BREAkuP. Les transistors basés sur cette structure présentent une tension de claquage supérieure, au détriment de propriétés de transport dégradée. Via l'analyse de ces propriétés de transport électronique, complétée par celle des défauts électriquement actifs, une réponse est apportée pour expliquer la faible mobilité électronique.
- Le **chapitre 4** se focalise sur les propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN, réalisées dans le cadre des projets ACTION et HBV. A partir de simulations et de modèles physiques, les propriétés de transport théoriques dans les hétérostructures à canal AlGaN sont déterminées. Ces observations théoriques sont ensuite confrontées aux résultats expérimentaux, obtenus pour les hétérostructures étudiées. Avec l'appui de l'analyse de la qualité cristalline des structures réalisées et des simulations, les modèles de diffusion des électrons permettent d'identifier les mécanismes limitant la mobilité électronique dans chaque structure. Ainsi, l'impact de la fraction d'aluminium dans le canal AlGaN, du choix du substrat, et de la passivation utilisée, est discuté.
- Dans le **chapitre 5**, nous proposons une étude des pièges électriquement actifs dans les structures étudiées. Une couche de nucléation en AlN sur un substrat silicium sera analysée, puisque la qualité de l'hétérostructure repose en partie sur la qualité de cette couche. Une investigation des pièges dans une hétérostructure à canal AlGaN riche en aluminium, également réalisée sur un substrat silicium, sera aussi présentée.
- Le **chapitre 6** complète l'étude des matériaux par celle des composants électroniques. Les performances des transistors à canal AlGaN sont quantifiées en fonction de la température, selon différents paramètres de structure et de composition. Les mécanismes de transport du courant sont ensuite identifiés selon ces mêmes paramètres et permettent de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu au niveau des contacts ohmiques et des contacts de grille.

Chapitre 1

1 Contexte de l'électronique de puissance et état de l'art des composants électroniques

Ce chapitre vise à présenter le domaine de l'électronique de puissance, en abordant les différentes étapes allant de la conception jusqu'aux applications. Une attention particulière sera portée aux propriétés des semi-conducteurs, notamment le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure de gallium (GaN) et leur ternaire le nitrure d'aluminium gallium (AlGaN), qui seront comparés aux autres semi-conducteurs à large bande interdite. Le principe de fonctionnement du transistor à haute mobilité électronique (HEMT) sera également détaillé. Enfin, l'état de l'art des composants de puissance sera dressé, tant pour les composants basés sur un canal GaN sur silicium déjà commercialisés que pour ceux basés sur un canal AlGaN encore à l'état de recherche, en mettant en évidence leurs limitations respectives.

1.1 Présentation de l'électronique de puissance

1.1.1 Définition du terme d'électronique de puissance

L'électronique de puissance englobe le contrôle et la conversion de l'énergie électrique d'une forme à une autre, dans le but essentiel de manipuler efficacement et de manière fiable des niveaux élevés d'énergie électrique. Ses origines remontent aux années 1950, lorsque la société a connu une croissance exponentielle des besoins en termes de conversion et de régulation de l'énergie électrique. À cette époque, les systèmes électriques conventionnels présentaient des limites en matière d'efficacité et de capacité à gérer de grandes quantités d'énergie. Au fil des décennies qui ont suivi, l'électronique de puissance a connu des avancées significatives pour répondre à la demande croissante d'efficacité énergétique et de maîtrise de l'électricité. De nouveaux dispositifs et technologies ont été développés pour permettre une conversion d'énergie plus performante et pour répondre aux besoins des industries émergentes. Ainsi, l'électronique de puissance s'est largement répandue dans divers domaines tels que les systèmes d'alimentation, les communications et l'électronique grand public. Le développement de l'électronique de puissance passe par plusieurs étapes clés, telles que représentées dans la Figure 1.1 :

- La conception des systèmes, qui constitue le point de départ et définit les spécifications nécessaires pour atteindre les objectifs d'efficacité et de conversion d'énergie.
- La fabrication des composants électroniques à partir de matériaux semi-conducteurs.
- L'assemblage de ces composants pour les protéger de leur environnement et assurer leur bon fonctionnement.
- L'intégration de ces composants dans un système global, visant à la conversion efficace de l'énergie électrique.
- L'utilisation de ces systèmes dans des applications d'électronique de puissance, où ils répondent aux besoins spécifiques de l'industrie ou du secteur concerné.

Ces étapes, à l'exception de la conception, seront brièvement décrites ci-dessous pour mieux comprendre leur rôle essentiel dans le développement de l'électronique de puissance.

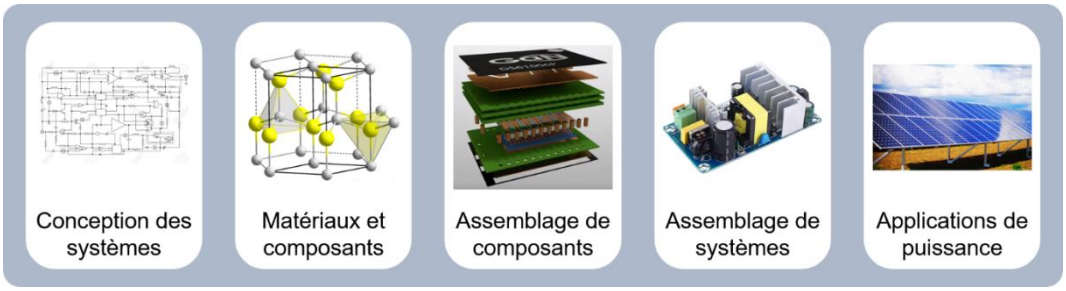


Figure 1.1. *Étapes principales du développement de l'électronique de puissance : conception des systèmes, choix des matériaux et réalisation des composants électroniques, assemblage des composants électroniques, assemblage des systèmes, et applications de l'électronique de puissance.*

1.1.2 Consommation énergétique mondiale

La demande énergétique mondiale est en constante augmentation. La Figure 1.2(a) présente l'historique de consommation énergétique de 2010 à 2020, ainsi que les projections jusqu'en 2050. Selon les prévisions, la consommation énergétique liée aux énergies renouvelables aura été multipliée par 5 entre 2010 et 2050. Cela implique donc une augmentation de la consommation électrique. La Figure 1.2(b) montre l'évolution de la consommation électrique mondiale pour les secteurs de l'industrie, de l'habitat, du commerce et du transport. Tous ces secteurs devraient voir leur consommation électrique être presque multipliée par deux en 2050 par rapport à 2010. L'électronique de puissance a donc un rôle majeur à jouer dans le développement des nouvelles infrastructures pour répondre à ces besoins énergétiques.

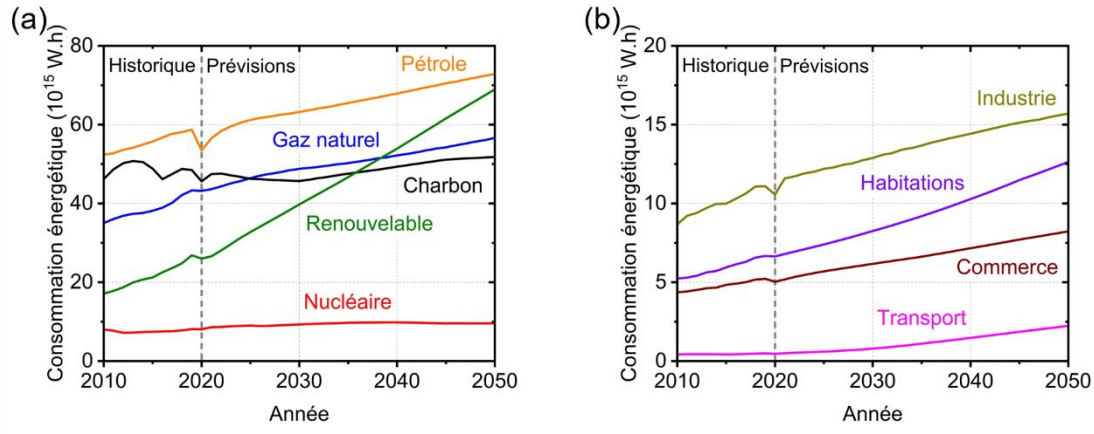


Figure 1.2. *Consommation énergétique mondiale de 2010 à 2020 (historique) et de 2020 à 2050 (prévisions). (a) Consommation selon différentes sources d'énergie : pétrole, gaz naturel, charbon, renouvelable et nucléaire. (b) Consommation électrique pour différents secteurs : industrie, habitations, commerce et transport. D'après la référence [1].*

1.1.3 Diversification des applications d'électronique de puissance

Mis à part l'augmentation de la consommation électrique prévue dans les prochaines décennies, l'électronique de puissance est aussi en perpétuelle évolution, poussée par les avancées technologiques. Cette dynamique se traduit par l'émergence constante de nouvelles applications dans divers domaines (**Figure 1.3**). Parmi les domaines où l'électronique de puissance joue un rôle prépondérant, nous pouvons citer :

- Les systèmes industriels : l'électronique de puissance est utilisée dans les systèmes industriels pour la conversion et la régulation de l'énergie électrique, permettant d'améliorer l'efficacité et la fiabilité des processus industriels.
- Le transport électrique : l'électronique de puissance est utilisée dans les véhicules électriques et les transports en commun pour la gestion de la propulsion électrique et de la recharge des batteries.
- L'électronique grand public : les appareils électroniques grand public tels que les ordinateurs portables, les smartphones et les téléviseurs intègrent des composants d'électronique de puissance.
- L'équipement médical : dans le domaine médical, l'électronique de puissance est utilisée dans l'imagerie médicale, les machines de support vital et les dispositifs thérapeutiques.
- Les énergies renouvelables : les panneaux solaires et les éoliennes nécessitent des systèmes d'électronique de puissance pour convertir l'énergie produite en électricité adaptée au réseau.
- Les centres de données : plus récemment, l'électronique de puissance joue un rôle clé dans les systèmes d'intelligence artificielle tels que l'apprentissage automatique et le traitement du langage naturel qui requièrent des performances de calcul extrêmement élevées.
- Les communications : l'électronique de puissance joue un rôle essentiel dans les infrastructures de communication modernes, notamment dans les réseaux de télécommunications.
- La défense et l'aérospatial : l'électronique de puissance est largement utilisée dans les dispositifs tels que les radars, les communications sécurisées et les systèmes de surveillance.

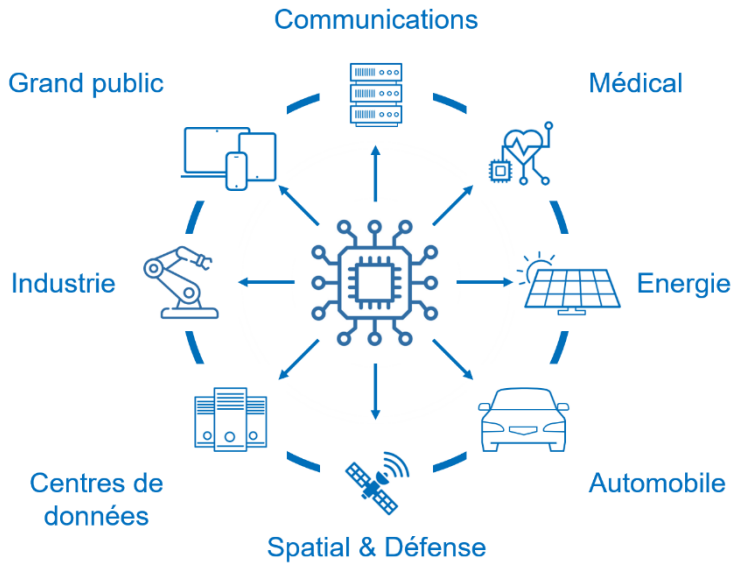


Figure 1.3. *Principales applications de l'électronique de puissance : les communications, le médical, l'énergie, l'automobile, le spatial et la défense, les centres de données, l'industrie et l'électronique grand public.*

En somme, l'électronique de puissance a un impact significatif sur notre vie quotidienne, en contribuant à l'efficacité énergétique, à la gestion de l'énergie, et au développement de nouvelles technologies dans de nombreux secteurs d'activité.

1.1.4 Systèmes de base de l'électronique de puissance

La conversion de l'énergie électrique est le fondement de l'électronique de puissance. Elle permet de transformer l'électricité entre ses formes alternatives (AC) et continues (DC) et offre la possibilité de modifier la tension, le courant ou la fréquence de cette énergie électrique. Pour réaliser ces transformations, les convertisseurs statiques jouent un rôle central, comprenant le gradateur (AC-AC), le redresseur (AC-DC), l'onduleur (DC-AC) et le hacheur (DC-DC). Ces convertisseurs forment ainsi les systèmes de base de l'électronique de puissance et se trouvent présents dans quasiment tous les appareils électroniques. La Figure 1.4(a) et la Figure 1.4(b) illustrent l'utilisation de convertisseurs dans une éolienne et une voiture électrique, respectivement.

Les convertisseurs de puissance sont constitués de divers composants électroniques, tels que les diodes, les transistors ou les thyristors, comme illustré dans la Figure 1.4(c) avec l'exemple d'un convertisseur DC-DC de 12 à 24 V et son schéma électrique en Figure 1.4(d). La conception et les performances d'un

convertisseur dépendent directement des performances des composants électroniques qui le composent.

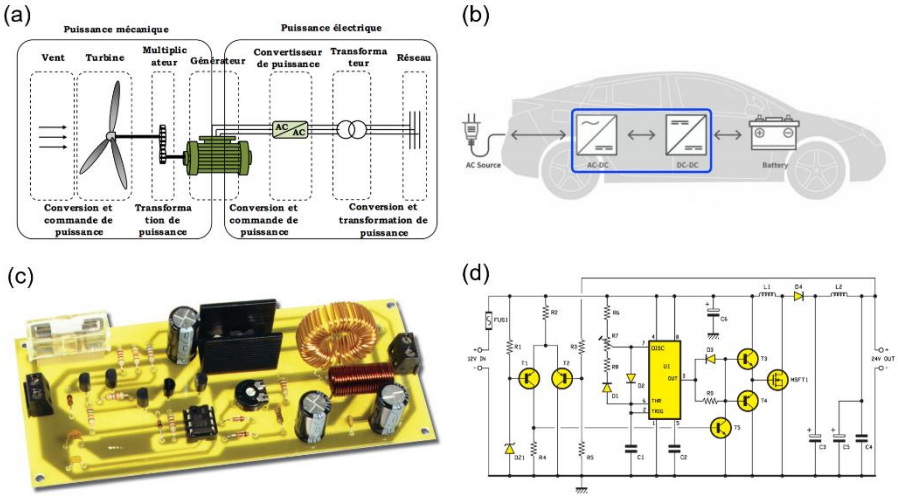


Figure 1.4. *Exemple de l'utilisation de convertisseurs de puissance pour (a) une éolienne et (b) une voiture électrique. (c) Convertisseur DC-DC 12-24V. (d) Schéma électrique du convertisseur DC-DC 12-24 V avec les composants actifs montrés en jaune* [2,3].

1.1.5 Défis dans la conception des systèmes d'électronique de puissance

Les applications d'électronique de puissance doivent faire face à de nombreuses problématiques de fonctionnement [4]. L'assemblage du composant électronique (souvent appelé packaging en anglais), comme présenté en Figure 1.5, tente de répondre aux problématiques suivantes :

- La dissipation thermique dû à l'échauffement des composants de puissance en fonctionnement, qui réduit leur efficacité et raccourci leur durée de vie.
- La capacité des composants passifs à supporter de fortes densités de puissance sans produire d'effets parasites, comme le gel qui entoure les modules et qui doit pouvoir supporter des champs électriques importants.
- La réduction de la taille des modules de puissance, fortement liée aux performances des composants électroniques utilisés, qui vont alors induire une réduction des sous-parties comme le système de refroidissement.
- La compatibilité électromagnétique pour s'assurer que le fonctionnement des modules de puissance ne génère pas d'interférences électromagnétiques qui pourraient affecter d'autres systèmes électroniques.
- Le coût des modules d'électronique de puissance qui doivent être rentables tout en répondant aux exigences techniques et aux objectifs de performance de l'application.

Tous ces critères doivent être gérés lors de l'assemblage d'un module de puissance. Cependant, ils sont en grande partie dépendants des performances des

composants électroniques utilisés, et donc des matériaux semi-conducteurs associés.

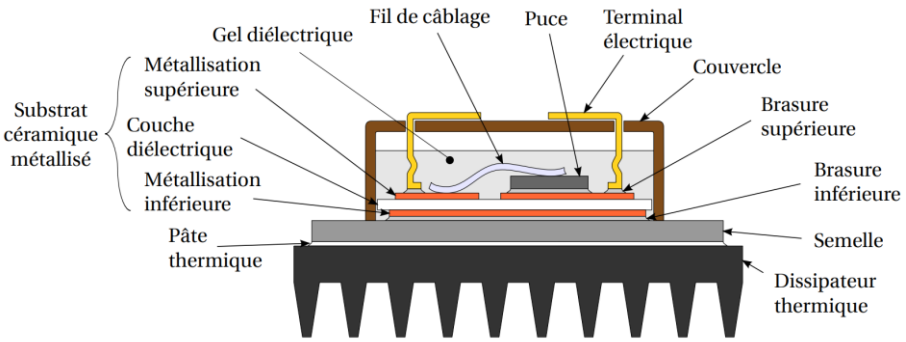


Figure 1.5. *Vue en coupe d'un module de puissance [5].*

1.1.6 Filières des semi-conducteurs pour l'électronique de puissance

A l'heure actuelle, le marché de l'électronique de puissance est dominé par les composants à base de Si, GaN et SiC, comme illustré sur la Figure 1.6(a). Le Si représente la part la plus importante du marché (environ 90% en 2023) mais le déploiement de composants plus performants en SiC et GaN prévoit de faire passer à 70% cette part de marché d'ici 2028. Présentées respectivement sur les Figure 1.6(b) et Figure 1.6(c), les parts de marché associées aux composants SiC et GaN sur la période 2021–2025 sont en forte augmentation. Pour le SiC, les secteurs de l'automobile, de l'énergie et de l'industrie représentent les croissances les plus importantes. Pour le GaN, l'automobile, les télécommunications et l'électronique grand public sont les secteurs où la croissance est la plus forte. Des prévisions estiment qu'en 2027, les revenus globaux des filières SiC et GaN devraient atteindre respectivement 5 et 1,4 milliards de dollars, alors qu'ils étaient de 210 millions de dollars pour les deux filières réunies en 2015 [6].

Même si la filière Si est moins onéreuse, le gain en performance des composants en GaN et SiC permet de réaliser des économies d'énergie qui compensent les coûts de production. La Figure 1.6(d) compare les caractéristiques de sortie de transistors avec une tension de claquage évaluée à 1,2 kV, à base de Si, SiC et GaN. La Figure 1.6(e) présente la perte totale de puissance (pertes de conduction et de commutation, en supposant un cycle de service de 50%) pour ces transistors en fonction de la fréquence de fonctionnement. Comparés aux transistors Si, ceux en SiC et GaN présentent des pertes de commutation beaucoup plus faibles, ce qui leur permet de fonctionner à des fréquences plus élevées, sans augmenter la dissipation de puissance [7].

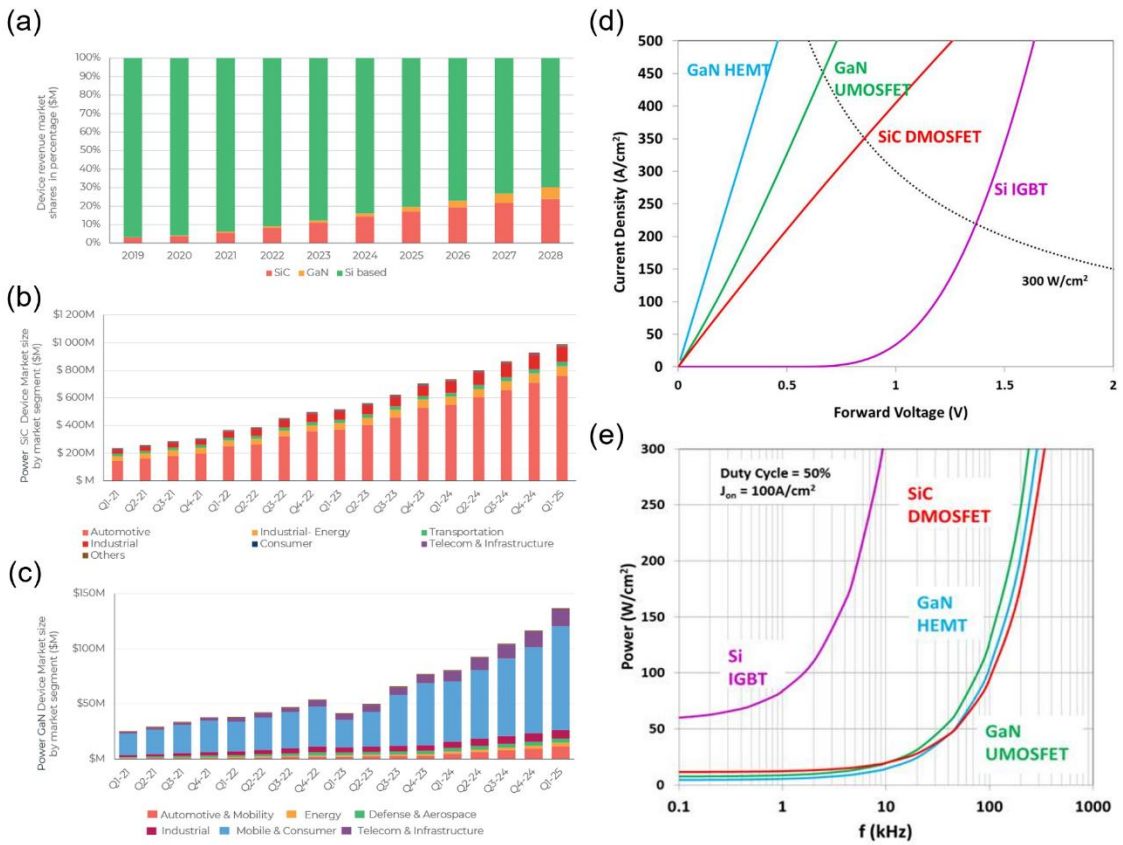


Figure 1.6. *(a) Evolution par année des revenus de l'électronique de puissance regroupant les technologies Si, GaN et SiC. Marché de l'électronique de puissance par application sur la période 2021–2025 pour (b) le SiC et (c) le GaN [8]. (d) Caractéristiques de sortie de différents transistors avec une tension de claquage évaluée à 1,2 kV : Si IGBT (Insulated Gate Bipolar Transistor), SiC DMOSFET (Double-diffused Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor), GaN HEMT, et GaN UMOSFET (Ultra-High Voltage Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistor). (e) Pertes de puissance en fonction de la fréquence pour des commutateurs 1,2 kV à base de Si, SiC et GaN [7].*

1.2 Généralités sur le nitrure d'aluminium et le nitrure de gallium

1.2.1 Propriétés du nitrure d'aluminium et du nitrure de gallium

1.2.1.1 Propriétés cristallines et effet de polarisation

Le nitrure d'aluminium (AlN) et le nitrure de gallium (GaN) sont des semi-conducteurs III-V du tableau périodique des éléments. Nous pouvons les retrouver sous deux structures cristallines possibles : la structure hexagonale, aussi appelée wurtzite, et la structure cubique zinc-blende. La phase wurtzite, présentée sur la Figure 1.7(a), est la plus stable thermodynamiquement et c'est celle qui sera évoquée tout au long de la thèse. Cette structure cristalline est définie par les paramètres de maille a_0 et c_0 illustrés sur la Figure 1.7(a). Les valeurs de a_0 et c_0 pour l'AlN sont respectivement 3,112 et 4,982 Å. Pour le GaN, ces valeurs sont

respectivement 3,189 et 5,185 Å. La structure wurtzite peut se présenter selon différentes orientations, appelées la polarité Al/Ga (direction [0001] en Figure 1.7(b)) et la polarité N (direction $[000\bar{1}]$ en Figure 1.7(c)). Les propriétés de l'AlN et du GaN seront très différentes selon l'axe de croissance choisi. Dans notre cas, seule la polarité Al/Ga nous intéressera.

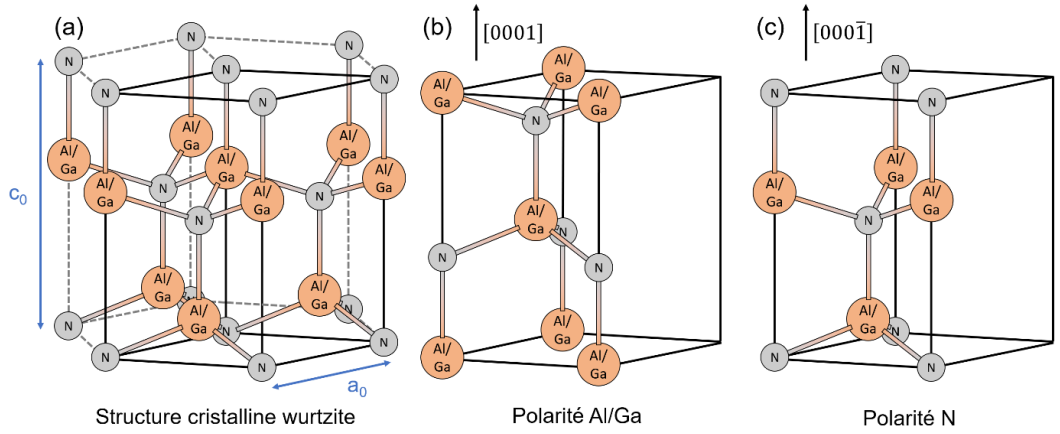


Figure 1.7. *(a) Structure cristalline wurtzite de l'(Al,Ga)N ainsi que les paramètres de maille a_0 et c_0. (b) Polarité Al/Ga selon la direction [0001]. (c) Polarité N selon la direction [000-1].*

La structure wurtzite de l'AlN et du GaN présente une polarisation intrinsèque. Cette polarisation résulte de l'électronégativité plus élevée de l'atome d'azote par rapport à l'atome d'aluminium (ou de gallium), ce qui entraîne un déplacement du nuage électronique vers l'atome d'azote. Ainsi, dans chaque liaison Al–N (ou Ga–N), le barycentre des charges positives et négatives n'est pas confondu, induisant un moment dipolaire P_i pour chaque liaison. La somme de ces moments dipolaires, comme illustré dans la Figure 1.8(a), génère une polarisation totale, appelée polarisation spontanée P_{sp}. Les valeurs de polarisation spontanée pour l'AlN et le GaN sont respectivement $-0{,}090$ et $-0{,}034$ C/m^2.

Lorsque l'AlN (ou le GaN) est épitaxié sur un substrat avec des paramètres de maille différents, des contraintes mécaniques peuvent être introduites dans la couche d'AlN (ou de GaN). Ces contraintes, qui peuvent être de deux types : extensives (Figure 1.8(b)) si la maille du substrat est plus grande, ou compressives (Figure 1.8(c)) si elle est plus petite, provoquent une déformation de la maille cristalline et donc des moments dipolaires de chaque liaison Al–N (ou Ga–N). Cela entraîne une modification de la polarisation. Ainsi, la polarisation piézoélectrique P_{pz} est définie comme étant la polarisation induite par les contraintes, et la polarisation totale P est donnée par la somme des polarisations spontanée P_{sp} (cas relaxé) et piézoélectrique P_{pz} (liée à la contrainte), soit $P = P_{sp} + P_{pz}$, où $P_{pz} = e_{33}\epsilon_Z + e_{31}(\epsilon_X + \epsilon_Y)$. Avec $\epsilon_Z = (c - c_0)/c_0$ la contrainte le long de l'axe c, et $\epsilon_X =$

$\epsilon_Y = (a - a_0)/a_0$ la contrainte dans le plan, supposée isotropique. Les valeurs de a et c sont les valeurs de paramètres de maille a_0 et c_0 sous contrainte. La polarisation piézoélectrique s'exprime alors

$$P_{pz} = 2\frac{a - a_0}{a_0}\left(e_{31} - e_{33}\frac{C_{13}}{C_{33}}\right) \tag{1.1}$$

où e_{31} et e_{33} sont les constantes piézoélectriques et C_{13} et C_{33} sont les constantes élastiques.

Lorsqu'un matériau est soumis à une contrainte en tension, il subit une déformation biaxiale dans le plan de croissance. Dans ce cas, les atomes d'azote des liaisons Al–N (ou Ga–N) qui ont une composante dans ce plan (P_1, P_2 et P_3 sur la Figure 1.8(a)) sont éloignés de l'atome d'aluminium (ou de gallium) auquel ils sont liés. Cela entraîne une réduction de la polarisation spontanée $P_1 + P_2 + P_3$ par rapport au cas relaxé. En conséquence, la polarisation totale P_{tot} est augmentée, induisant une polarisation piézoélectrique dirigée vers le bas. De manière similaire, lorsqu'un matériau est soumis à une contrainte en compression, les atomes d'azote sont rapprochés de l'atome d'aluminium (ou de gallium) de leur liaison. Cela entraîne une augmentation de la polarisation spontanée $P_1 + P_2 + P_3$, conduisant à une polarisation piézoélectrique dirigée vers le haut.

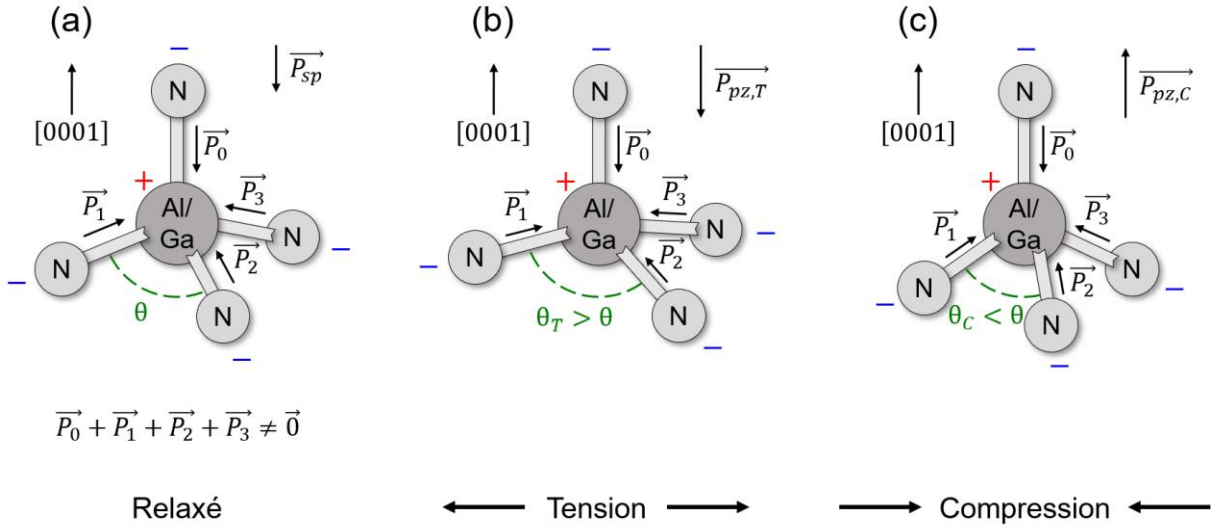


Figure 1.8. *Polarisation spontanée du tétraèdre dans la structure wurtzite : (a) sans contrainte (relaxé), (b) en tension et (c) en compression.*

L'un des principaux avantages de l'AlN et du GaN réside dans leur capacité à être combinés pour former un matériau ternaire, l'AlGaN. Ce matériau est représenté par la formule $Al_xGa_{1-x}N$, où x représente conventionnellement la fraction molaire d'aluminium. La Figure 1.9 présente de manière schématique les différentes dispositions possibles des atomes d'aluminium et de gallium dans la

maille cristalline pour différentes fractions d'aluminium choisies dans l'AlGaN. Le paramètre de maille de l'AlGaN est donné par interpolation linéaire des paramètres de maille de l'AlN et du GaN en fonction de la fraction d'Al, tel que

$$a_0(Al_xGa_{1-x}N) = x\ a_0(AlN) + (1-x)a_0(GaN) \tag{1.2}$$

$$c_0(Al_xGa_{1-x}N) = x\ c_0(AlN) + (1-x)c_0(GaN) \tag{1.3}$$

Le Tableau 1.1 résume les valeurs des paramètres de maille, de la polarisation spontanée, et des constantes piézoélectriques et élastiques pour l'AlN, le GaN et l'AlGaN.

Il est important de noter que la répartition des atomes d'aluminium et de gallium est aléatoire et non uniforme dans tout le matériau. De plus, pour une fraction d'aluminium donnée, le matériau sera composé en moyenne de x atomes d'aluminium et de $1-x$ atomes de gallium, mais cette valeur peut varier localement selon une distribution aléatoire de type binomiale [9]. Cette notion de désordre d'alliage est un élément crucial à prendre en compte, et son impact sera discuté dans les chapitres ultérieurs. Il influence les propriétés et le comportement du matériau AlGaN, et une meilleure compréhension de ce désordre est essentielle pour exploiter au mieux les potentialités de ce matériau dans diverses applications.

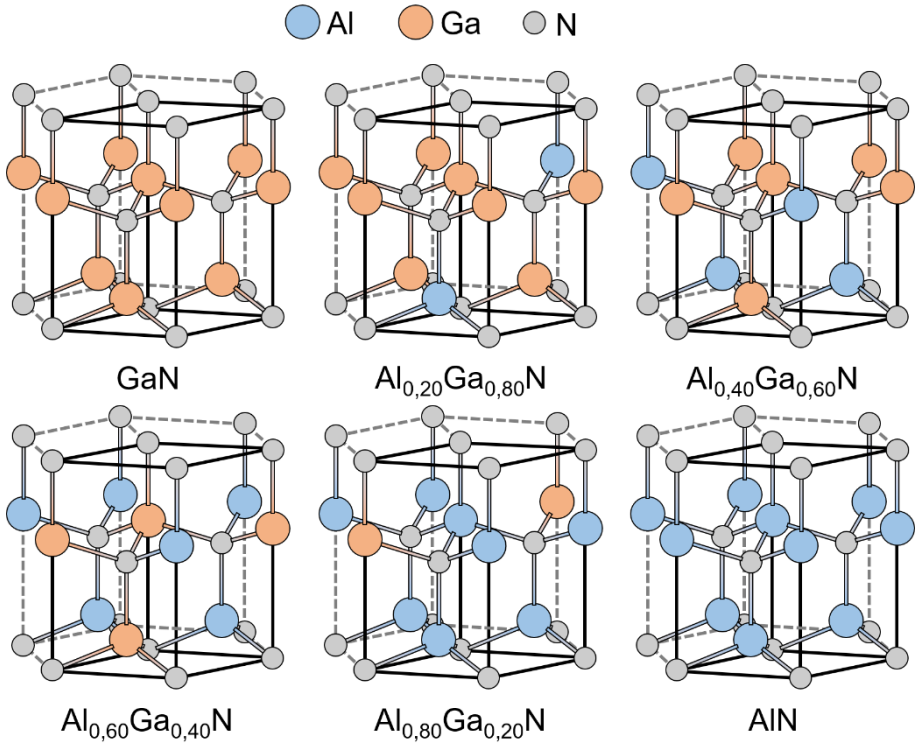


Figure 1.9. *Schéma de répartition possible des atomes d'Al et de Ga dans le ternaire AlGaN selon différentes fractions molaires d'Al de 0%, 20%, 40%, 60%, 80% et 100%.*

Tableau 1.1. *Paramètres de maille a_0 et c_0, polarisation spontanée P_{sp}, constantes piézoélectriques e_{31} et e_{33}, et constantes élastiques C_{13} et C_{33} de l'AlN, du GaN et de l'AlGaN.*

Paramètre	AlN	GaN	$Al_xGa_{1-x}N$
a_0 (Å)	3,112	3,189	$-0{,}077x + 3{,}189$
c_0 (Å)	4,982	5,185	$-0{,}203x + 5{,}185$
P_{sp} (C/m^2)	-0,090	-0,034	$-0{,}056x - 0{,}034$
e_{31} (C/m^2)	-0,58	-0,33	$-0{,}25x - 0{,}33$
e_{33} (C/m^2)	1,55	0,65	$0{,}90x + 0{,}65$
C_{13} (GPa)	108	103	$5x + 103$
C_{33} (GPa)	373	405	$-32x + 405$

1.2.1.2 Propriétés électroniques et thermiques

L'AlN et le GaN sont des semi-conducteurs à bande interdite directe, comme illustré par la Figure 1.10(a) et la Figure 1.10(b), respectivement. Les semi-conducteurs avec une bande interdite supérieure à 4 eV sont considérés comme des semi-conducteurs à bande interdite ultra large [10]. Ainsi, le GaN est considéré comme un semi-conducteur à large bande interdite ($E_g = 3{,}43$ eV) alors que l'AlN est un semi-conducteur à bande interdite ultra large ($E_g = 6{,}20$ eV). La détermination de la bande interdite de l'AlGaN s'obtient par interpolation quadratique, où un paramètre de courbure s'ajoute, tel que

$$E_g(Al_xGa_{1-x}N) = x\,E_g(AlN) + (1-x)E_g(GaN) + x(1-x)b_{E_g} \qquad (1.4)$$

Les valeurs du paramètre de courbure dans la littérature sont comprises entre $-0{,}8$ et 2,6 eV [11]. La large dispersion des valeurs de b_{E_g} est attribuée à l'influence de la croissance (contraintes, défauts) sur la détermination de ce paramètre [12]. D'après le travail de synthèse de Lee *et al.*, les données expérimentales correspondent au mieux à la courbe de tendance pour une valeur de 0,7 eV [11]. C'est donc cette valeur qui sera utilisée dans cette thèse.

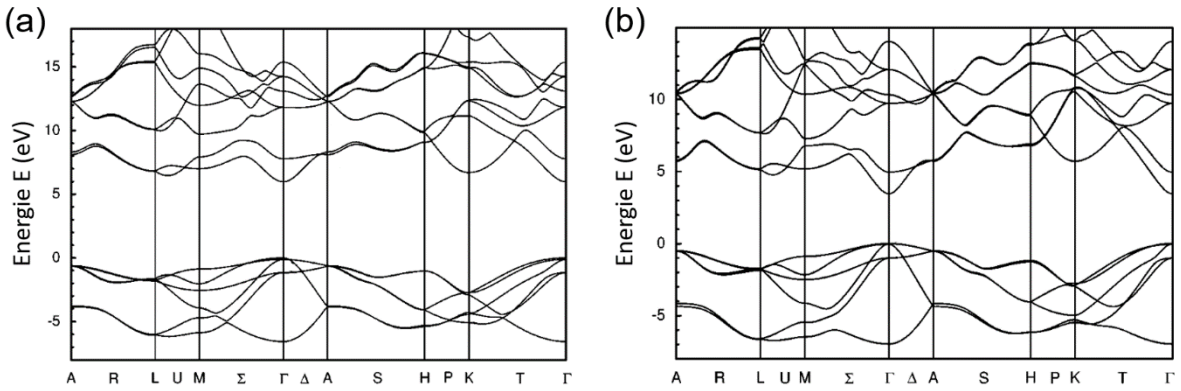


Figure 1.10. *Structure de bandes (a) de l'AlN et (b) du GaN [13]. Le maximum de la bande de valence est fixé à 0 eV.*

Le champ de claquage F_{br} est défini comme la valeur maximale du champ électrique que le matériau peut supporter avant de subir une détérioration irréversible. Ce paramètre est directement lié à la largeur de la bande interdite du semi-conducteur. En effet, plus la bande interdite est large, plus le champ de claquage sera élevé, comme illustré dans la Figure 1.11. Une approximation simple du champ de claquage est donnée par $F_{br} \propto E_g^{\alpha}$, où α est compris entre 2 et 2,5 [14]. De ce fait, les semi-conducteurs à large bande interdite représentent un intérêt majeur pour la réalisation de composants de puissance, destinés à supporter des tensions de fonctionnement importantes. Toutefois, les valeurs théoriques de champ de claquage ne tiennent pas compte des facteurs limitants tels que le dopage, les défauts, la géométrie des composants, la température, etc… qui réduisent le champ de claquage des composants électroniques.

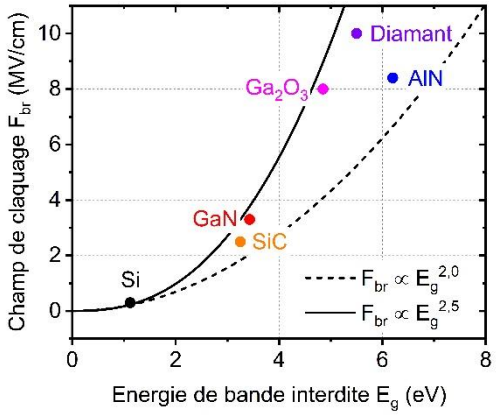


Figure 1.11. *Calcul du champ de claquage F_{br} en fonction de l'énergie de bande interdite E_g pour différents semi-conducteurs à large bande interdite intrinsèques, comparés au silicium. Les données proviennent du Tableau 1.2 (symboles) et de calculs (lignes) d'après la référence [14].*

La vitesse de dérive des électrons, notée ν(F), représente la vitesse à laquelle les électrons se déplacent dans un matériau sous l'influence d'un champ électrique F. Ce paramètre dépend de la qualité cristallographique du matériau, du dopage et de la température. Sous l'effet d'un champ électrique, les électrons se déplacent avec une vitesse $\nu(F) = \mu_n(F) \times F$, où μ_n est la mobilité des électrons, qui décrit la facilité avec laquelle les électrons se déplacent dans le matériau en réponse au champ électrique. À faible champ électrique, la mobilité dépend très peu de celui-ci, nous pouvons alors faire l'approximation que $\nu(F) \approx \mu_n \times F$. Cependant, sous l'effet d'un champ électrique intense, la mobilité électronique n'est plus indépendante du champ électrique, et la relation entre ν(F) et F n'est plus linéaire. Le champ électrique critique F_{cr} et la vitesse de saturation v_{sat} sont définis comme les valeurs pour lesquelles ν(F) n'est plus linéaire. Pour l'AlN, le champ électrique critique et la vitesse de saturation des électrons sont respectivement de 450 kV/cm et $1{,}4 \times 10^7$ cm/s [15]. Pour le GaN, ces valeurs sont respectivement de 150 kV/cm et $2{,}5 \times 10^7$ cm/s [15]. À faible champ électrique, les valeurs maximales de mobilité atteignables pour l'AlN et le GaN sont de 300 et 1250 $cm^2/(V.s)$, respectivement, à température ambiante [16,17].

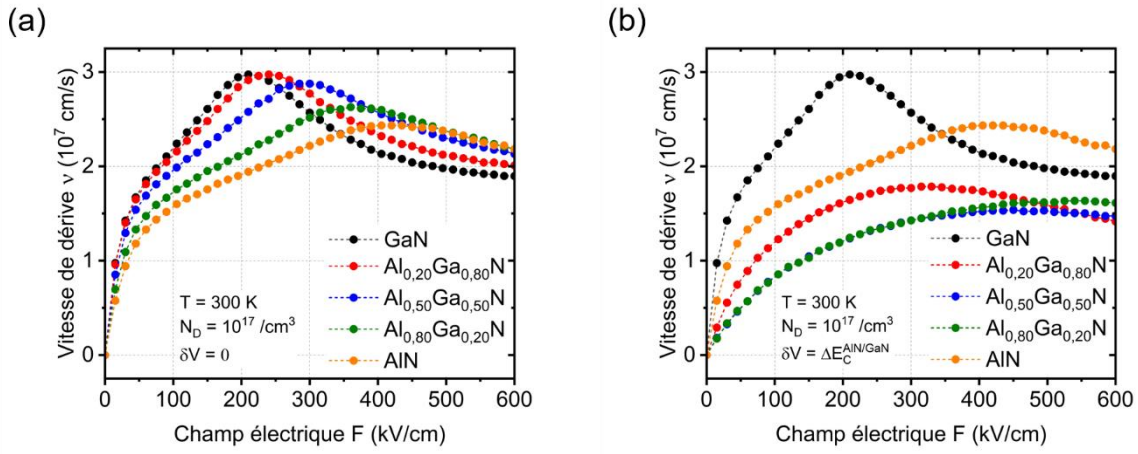


Figure 1.12. *Vitesse de dérive des électrons dans l'AlGaN pour différentes fractions d'Al, obtenue par simulation Monte Carlo, considérant un potentiel d'alliage égal à (a) 0 et (b) la discontinuité de la bande de conduction entre l'AlN et le GaN [18]. Les calculs ont été effectués avec v_{sat} = 2,1×10⁷ cm/s et F_{cr} = 447 kV/cm pour l'AlN et avec v_{sat} = 1,9×10⁷ cm/s et F_{cr} = 221 kV/cm pour le GaN.*

Dans le cas de l'AlGaN, les valeurs de F_{cr}, v_{sat} et μ_n dépendent fortement de la fraction d'Al dans le matériau, comme illustré dans la Figure 1.12. Ces valeurs ne peuvent pas être obtenues par une simple interpolation linéaire des valeurs de l'AlN et du GaN en raison du désordre d'alliage présent dans l'AlGaN. Le désordre d'alliage entraîne des valeurs plus faibles de F_{cr}, v_{sat} et μ_n pour l'AlGaN par rapport à l'AlN et au GaN, et leur dépendance en fonction de la fraction d'Al suit

la forme caractéristique $[x(1-x)]^{-1}$, souvent désignée comme une « forme en U ». La Figure 1.12(a) représente l'évolution de la vitesse de dérive en négligeant l'effet du désordre d'alliage, tandis que la Figure 1.12(b) le prend en compte. L'inclusion de cet effet est essentielle pour une modélisation précise du comportement des électrons dans l'AlGaN en fonction de sa composition en aluminium.

La conductivité thermique λ représente la quantité de chaleur qui est transférée à travers une surface d'un matériau par unité de temps. Dans le contexte de l'électronique de puissance, il est souhaitable que cette valeur soit la plus élevée possible. En effet, lors du fonctionnement des composants, un échauffement se produit, ce qui entraîne une diminution de la mobilité des électrons et donc affecter les performances électriques des composants. De plus, la fiabilité des dispositifs de puissance est fortement influencée par la température, et les durées de vie fonctionnelles des composants sont généralement déterminées pour une température spécifique. Pour les applications d'électronique de puissance, il est donc important que les matériaux utilisés possèdent une conductivité thermique élevée pour assurer une dissipation efficace de la chaleur générée pendant leur fonctionnement. La conductivité thermique du GaN est de $253\ \mathrm{W/(cm.K)}$, tandis que celle de l'AlN est de $300\ \mathrm{W/(cm.K)}$ [15]. Dans le cas de l'AlGaN, la conductivité thermique suit également une évolution en forme de « U » en raison de l'effet du désordre d'alliage [19]. Cela signifie que la conductivité thermique de l'AlGaN est plus faible que celle de l'AlN et du GaN, comme illustré sur la Figure 1.13(a). De plus, la conductivité thermique est également impactée par la densité de dislocations [19]. Ainsi, plus la densité de dislocations augmente, plus la conductivité thermique de l'AlGaN diminue (Figure 1.13(b)). D'après la Figure 1.13(b), pour le GaN, la dégradation de la conductivité thermique peut être négligée pour une densité de dislocations inférieure à $10^7/\mathrm{cm}^2$. Pour l'$Al_{0,60}Ga_{0,40}N$, une diminution négligeable est observée jusqu'à une densité de dislocations de $10^9/\mathrm{cm}^2$. La conductivité thermique de l'AlGaN est donc plus faible que celle du GaN, mais se dégrade pour une densité de dislocations plus importante, et sa diminution est proportionnellement moins importante lorsque la densité de dislocations augmente. Pour autant, la plus faible conductivité thermique de l'AlGaN représente une limitation importante pour l'électronique de puissance.

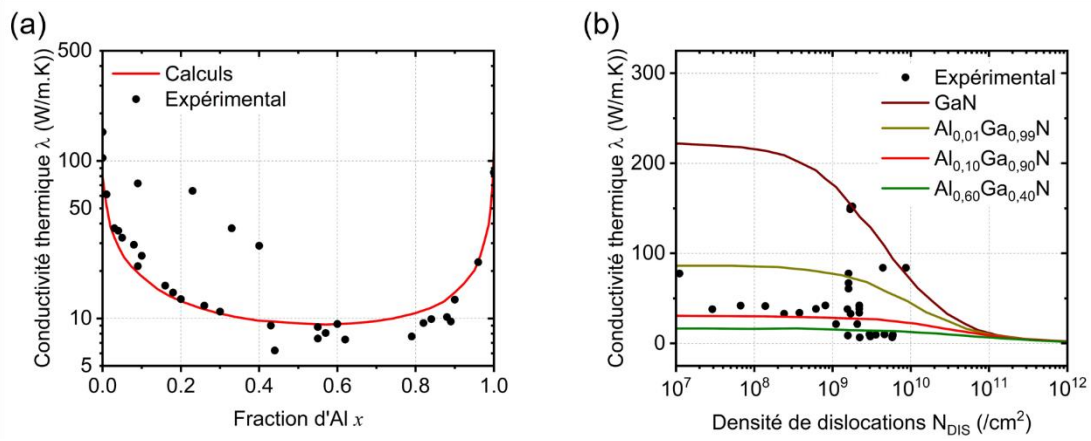


Figure 1.13. *Evolution de la conductivité thermique λ de l'AlGaN en fonction de (a) la fraction d'Al x – expérimentale (symboles) et calculée (ligne), et (b) la densité de dislocations N_{DIS} – expérimentale (symboles) et calculée (ligne). D'après [19].*

En résumé, l'AlGaN est un semi-conducteur qui présente un champ de claquage plus élevé que celui du Si, du GaN ou du SiC. Son utilisation devrait conduire à une amélioration des performances à l'état bloqué des composants de puissance. Cependant, cette amélioration pourrait se faire au détriment des performances à l'état passant, notamment en ce qui concerne les propriétés de transport et la conductivité thermique. Un enjeu majeur de l'AlGaN réside donc dans l'équilibre entre les gains à l'état bloqué et les pertes à l'état passant.

1.2.1.3 Place de l'(Al,Ga)N parmi les autres semi-conducteurs à bande interdite ultra large

Le Tableau 1.2 regroupe les propriétés décrites précédemment pour le Si ainsi que les semi-conducteurs à grand gap (4H-SiC et GaN) et ultra grand gap (β-Ga_2O_3, diamant, AlN et c-BN). Pour déterminer le potentiel d'un semi-conducteur dans un domaine d'application, des figures de mérite (FOM) sont souvent utilisées. Les principales figures de mérite sont celles de Baliga (BFOM), de Johnson (JFOM) et de Keyes (KFOM), qui décrivent respectivement les pertes en conduction verticale, les pertes en commutation, et la dissipation thermique. Elles sont décrites par [20–22]

$$\mathrm{BFOM} = \varepsilon_r \mu_n {F_{br}}^3 \tag{1.5}$$

$$\mathrm{JFOM} = \frac{F_{br} v_{sat}}{2\pi} \tag{1.6}$$

$$\mathrm{KFOM} = \lambda \left(\frac{c_L v_{sat}}{4\pi\varepsilon_r} \right)^{1/2} \tag{1.7}$$

où c_L est la vitesse de la lumière dans le vide. Les valeurs de FOM normalisées par rapport au Si sont données dans le Tableau 1.2. Plus la valeur est élevée, meilleure

est la figure de mérite. Les pertes en conduction sont majoritairement décrites par le champ de claquage au cube. De ce fait, les semi-conducteurs à bande interdite ultra large possèdent un avantage majeur comparé au Si, SiC et GaN. Pour les pertes en commutation, le champ de claquage et la vitesse de saturation des électrons ont une importance similaire, ce qui avantage à nouveau les semi-conducteurs à bande interdite ultra large. Enfin, pour la dissipation thermique, la conduction thermique est le paramètre le plus significatif, ce qui fait que la plupart des semi-conducteurs à large bande interdite possèdent des KFOM de quelques fois supérieures à celle du silicium, voire plusieurs dizaines de fois pour le diamant.

Tableau 1.2. *Comparaison des propriétés générales des semi-conducteurs à large bande interdite (4H-SiC et GaN) et des semi-conducteurs à bande interdite ultra large (β-Ga_2O_3, diamant et AlN), en comparaison avec le silicium (Si), avec les valeurs des figures de mérite normalisées par rapport au Si [15–17].*

Paramètre	Si	4H-SiC	GaN	β-Ga_2O_3	Diamant	AlN
E_g (eV)	1,12	3,25	3,43	4,85	5,50	6,20
F_{br} (MV/cm)	0,3	2,5	3,3	8,0	10,0	8,4
ε_r (ε_0)	11,8	9,7	8,9	10,0	5,5	8,5
v_{sat} (10^7 cm/s)	1,0	1,9	2,5	2,0	1,0	1,4
μ_n ($cm^2/(V.s)$)	1480	1000	1250	300	2000	300
λ (W/cm.K)	1,5	4,9	2,3	0,3	20	2,9
BFOM	1	321	848	3257	23328	3205
JFOM	1	16	28	53	33	39
KFOM	1	5	3	0,3	20	3

Toutefois, ces figures de mérite sont à mettre en perspective avec différents paramètres non pris en compte, tels que le coût des matériaux semi-conducteurs, leur disponibilité, et la maturité technologique associée. Ce sont précisément ces raisons pour lesquelles que la technologie silicium est toujours dominante sur le marché de l'électronique de puissance. D'autres paramètres ne sont également pas pris en compte dans les figures de mérite, comme les défauts cristallins dans les matériaux semi-conducteurs, qui ont un impact significatif sur les propriétés des matériaux, comme nous l'avons vu dans la partie précédente.

1.2.2 Défauts du réseau cristallin

Comme décrit précédemment, les semi-conducteurs sont des matériaux ordonnés via un réseau cristallin périodique. Les irrégularités de ce réseau périodique sont désignées par le terme « défaut ». Il est possible de regrouper ces défauts en deux catégories : les défauts natifs qui sont issus d'une irrégularité intrinsèque au cristal et les défauts extrinsèques liés à la présence d'impuretés, c'est-à-dire d'atomes ne faisant pas partie du cristal.

1.2.2.1 Défauts ponctuels intrinsèques (natifs)

Il existe différents défauts ponctuels natifs, représentés sur la Figure 1.14. La lacune décrit l'absence d'un atome du réseau cristallin, l'interstitiel décrit la présence d'un atome en position interstitielle dans la maille cristalline et l'anti-site décrit un atome ayant pris la place d'un autre atome de nature différente.

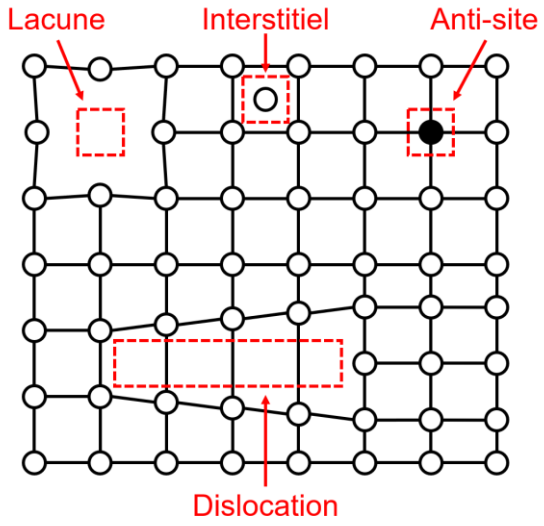


Figure 1.14. *Schéma de différents défauts cristallins possibles : lacune, interstitiel, anti-site et dislocation.*

1.2.2.2 Défauts ponctuels extrinsèques (impuretés)

La contamination des matériaux peut entrainer la présence d'atomes étrangers dans le réseau cristallin. Ces atomes se retrouvent alors en position substitutionnel ou interstitielle. Les atomes d'impureté peuvent également interagir avec les défauts natifs ou les défauts interstitiels, pour former des complexes, c'est-à-dire une combinaison de deux ou plus défauts ponctuels intrinsèques ou extrinsèques.

1.2.2.3 Défauts étendus

Les défauts ponctuels sont des ruptures locales du réseau cristallin de l'ordre de grandeur du paramètre de maille du cristal. Ils sont considérés comme étant à 0 dimension contrairement aux défauts étendus qui peuvent s'étendre sur

plusieurs dimensions (Figure 1.14). Les défauts étendus à 1 dimension regroupent toutes les sortes de dislocations comme les dislocations parfaites, les dislocations partielles, les boucles de dislocations et les dislocations de joints de grain et de phase.

1.2.3 Défauts profonds dans l'(Al,Ga)N

1.2.3.1 Défauts profonds dans le GaN

Le GaN a été très largement étudié et les principaux défauts profonds dans ce matériau sont bien connus. La Figure 1.15(a) résume les niveaux d'énergie répertoriés pour les principaux défauts natifs et étendus dans le GaN et la Figure 1.15(b) reporte les niveaux d'énergie pour les impuretés les plus communes [23]. Les défauts associés à des niveaux d'énergie plus profonds que 1–1,5 eV sous la bande de conduction ne seront pas évoqués car ils ne sont pas détectables avec les outils de caractérisation utilisés dans ce travail.

La lacune d'azote V_N est le défaut le moins profond par rapport au minimum de la bande de conduction E_C avec des niveaux d'énergie pouvant varier de 0,09–0,27 eV [24–35]. Nous pouvons également retrouver des niveaux plus profonds liés à la lacune d'azote, comme des complexes (0,35 eV) ou des clusters (0,61 eV) [36,37]. L'atome d'azote en position anti-site gallium N_{Ga} a principalement été détecté avec des énergies de 0,50–0,66 eV [24–35]. L'azote interstitiel possède des énergies plus profondes de 0,76–1,20 eV [25,36,38–43]. La lacune de gallium V_{Ga} a principalement été associée à des niveaux d'énergie très profonds (> 2 eV) mais également à un niveau d'énergie de 0,62 eV sous la bande de conduction [44]. Le gallium en position interstitiel I_{Ga} a été beaucoup moins observé, avec des énergies de 0,80 eV, et 0,91 eV pour ses complexes [42,45]. Concernant les défauts étendus dans le GaN, leurs niveaux d'énergie se retrouvent dans toute la gamme 0,24–1,12 eV sous la bande de conduction [25,26,29,30,36,46–50].

Les impuretés dans le GaN créent de nombreux niveaux dans la bande interdite car ils s'associent fréquemment avec des défauts natifs ou bien d'autres impuretés. Des niveaux possiblement reliés au carbone (ou à l'hydrogène) ont été détectés à 0,14, 0,49 et 0,58 eV sous la bande de conduction [51,52]. Le carbone interstitiel C_I a été détecté dans la gamme 1,20–1,35 eV, et le carbone en site substitutionnel du gallium C_{Ga} à 0,40 eV sous la bande de conduction [27,47,50,53,54]. Cependant, la majorité des niveaux d'énergie liés au carbone ont été détectés proches de la bande de valence. De nombreux niveaux d'énergie (0,40, 0,50, 0,57, 0,66, 0,68 et 0,72 eV) ont été associés au fer [31,55–57]. Des niveaux à 0,36 et 0,60 eV ont été attribués au magnésium, tandis que les complexes Mg–V_N et Mg–H ont été associé à des niveaux d'énergie de 0,44 et

0,62 eV, respectivement [54,58–60]. L'oxygène en site substitutionnel de l'azote O_N a été attribué aux niveaux d'énergie de 0,01 et 0,44 eV [61,62]. D'autres niveaux d'énergie associés à des complexes $O–V_{Ga}$ (ou des dislocations) ont été détectés pour des énergies de 0,60, 0,64 et 1,12 eV [29]. Enfin, l'impureté de silicium peut engendrer des niveaux situés à 0,37, 0,40 et 0,59 eV sous la bande de conduction [46,63].

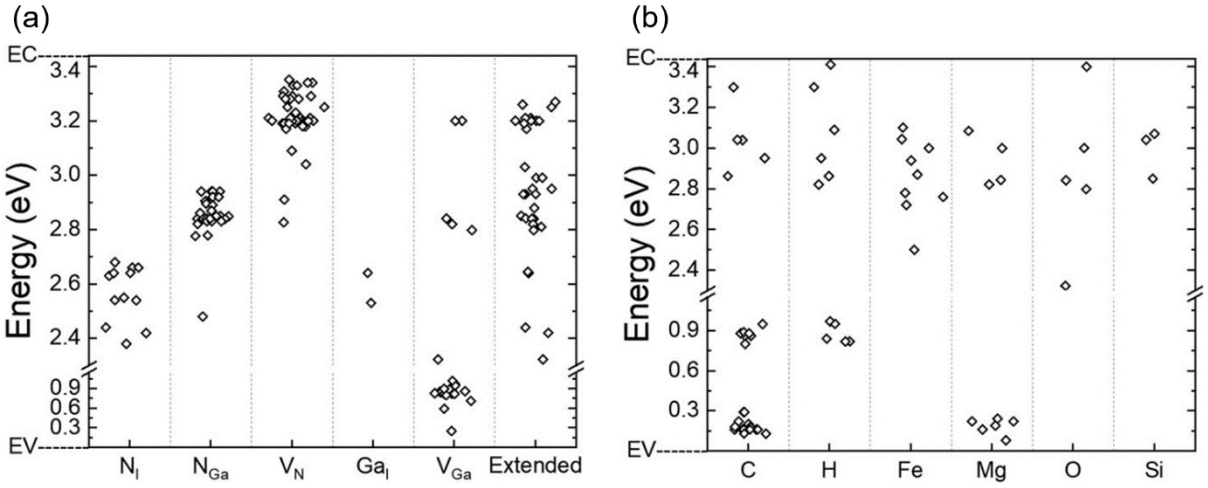


Figure 1.15. *Résumé des défauts profonds détectés dans le GaN. (a) Défauts natifs. (b) Impuretés [23].*

1.2.3.2 Défauts profonds dans l'AlN

Si l'élaboration d'une base de données sur les défauts détectés dans le GaN (presque 100 publications scientifiques et plus de 480 niveaux d'énergie détectés selon Meneghini *et al.* [23]) est suffisamment riche pour identifier les niveaux d'énergie détectés, cela n'est pas le cas pour l'AlN. En effet, les données expérimentales pour les défauts profonds dans ce matériau sont peu nombreuses. En revanche, de nombreux articles rapportent par calculs les énergies de formation des défauts natifs et des impuretés dans l'AlN, et leur position dans la bande interdite [64–74].

La Figure 1.16 présente les niveaux d'énergie calculés pour les défauts natifs dans l'AlN [75]. Les lacunes d'azote V_N possèdent deux niveaux d'énergie de 1,87 et 4,50 eV sous la bande de conduction. Quant aux lacunes d'aluminium V_{Al}, elles possèdent des niveaux d'énergie de 4,64, 5,05 et 5,59 eV sous la bande de conduction, et agissent comme des accepteurs. L'atome d'azote en position interstitiel (noté I_N sur la Figure 1.16) créé des niveaux répartis dans toute la bande interdite : 2,32, 3,77 et 4,97 eV sous la bande de conduction. En revanche, l'atome d'aluminium en interstitiel créé des niveaux d'énergie plus proches de la bande de conduction avec 0,57 et 1,52 eV. L'atome d'azote en position anti-site engendre trois niveaux d'énergie très profonds de 3,77, 3,89 et 5,21 eV sous la band de

conduction. Enfin, l'atome d'aluminium en position anti-site va créer deux niveaux distincts de 1,50 et 2,75 eV. D'après Chen *et al.*, les énergies de formation des atomes d'azote interstitiels et les défauts en position anti-site sont élevées dans des conditions riches en aluminium et en azote [75]. Ils semblent donc être énergétiquement défavorables dans l'AlN de type wurtzite et sont donc peu susceptibles de se former lors de la croissance.

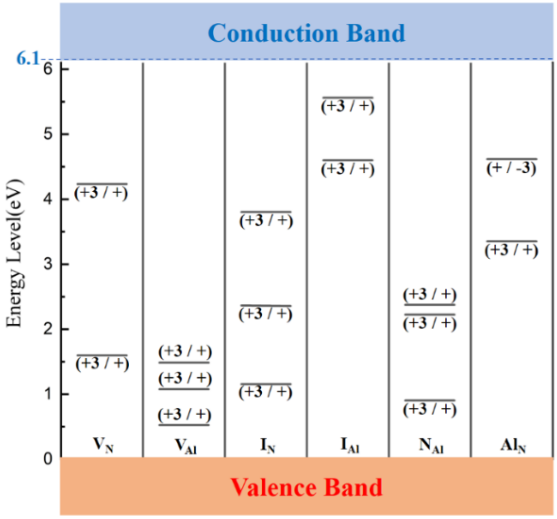


Figure 1.16. *Calculs de la position dans la bande interdite des défauts natifs dans l'AlN [75].*

1.2.3.3 Défauts profonds dans l'AlGaN

L'étude des défauts dans l'AlGaN est complexe puisque les niveaux d'énergie des pièges dépendent de la fraction d'Al. De ce fait, il est nécessaire de connaître le niveau d'énergie de ce piège dans l'AlN et dans le GaN, quand il existe dans les deux matériaux. C'est le cas par exemple de la lacune d'azote V_N ou des impuretés. En revanche, cette méthode ne peut pas s'appliquer pour les autres défauts natifs qui n'existent pas et dans l'AlN et dans le GaN. Une autre incertitude est l'évolution de la position du niveau d'énergie des pièges dans l'AlGaN en fonction de la fraction d'Al. La Figure 1.17(a) décrit l'évolution des niveaux d'énergie calculés pour la lacune d'azote dans l'AlGaN (cubique) en fonction de la fraction d'Al. Plus la fraction d'Al augmente, plus le premier niveau sous la bande de conduction s'éloigne de celle-ci. Enfin, la Figure 1.17(b) montre l'évolution possible du niveau d'énergie du Si dans l'AlGaN en fonction de la fraction d'Al [70]. Cette tendance est cependant à nuancer. En effet, dans le cas de l'impureté de Si dans l'AlGaN, il apparait que pour une certaine fraction d'Al, le niveau d'énergie associé peut se transformer en centre DX, modifiant ainsi ses propriétés. Ce phénomène a également été observé pour l'impureté d'oxygène dans l'AlGaN [70,76–78].

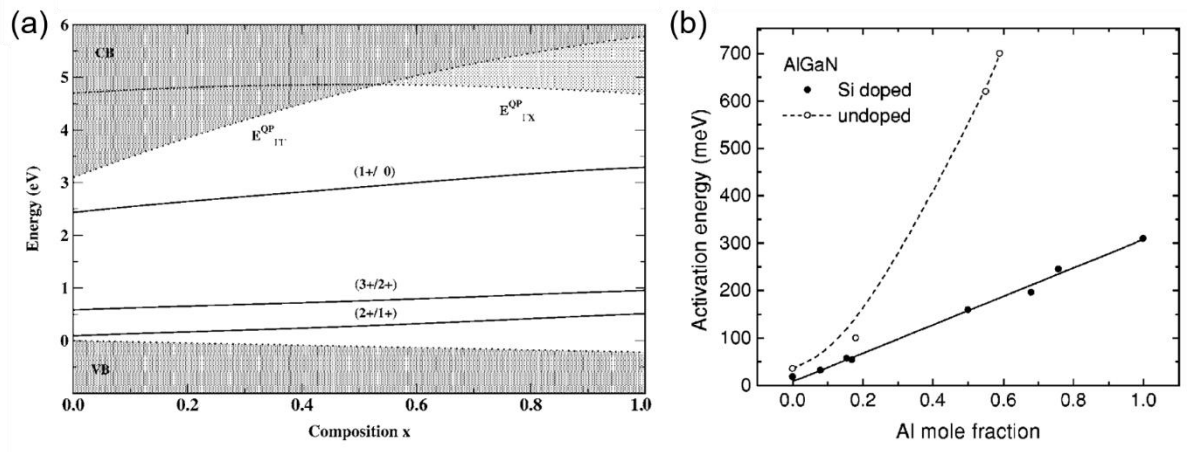


Figure 1.17. *(a) Calcul de l'évolution du niveau d'énergie de la lacune d'azote dans l'AlGaN en fonction de la fraction d'Al. Les calculs ont été effectués en utilisant la structure cubique de l'AlGaN [73]. (b) Energie d'activation du Si dans l'AlGaN déterminée expérimentalement pour de l'AlGaN dopé Si à 3×10^{19} /cm^3 (cercles pleins) et pour de l'AlGaN non-intentionnellement dopé (cercles ouverts) [70].*

Nous avons présenté les propriétés générales des matériaux semi-conducteurs AlN, GaN, et AlGaN, ainsi que les points forts et les limitations de ces matériaux. Il convient maintenant de s'intéresser aux composants électroniques réalisés avec ces matériaux, en particulier ici le transistor à haute mobilité électronique.

1.3 Transistor à haute mobilité électronique (HEMT)

1.3.1 Principe de fonctionnement du HEMT

Un transistor à haute mobilité électronique (HEMT pour High Electron Mobility Transistor) est un transistor à effet de champ composé d'une jonction entre deux matériaux semi-conducteurs ayant des bandes interdites différentes (hétérojonction) avec la présence d'un gaz bi-dimensionnel d'électrons (2DEG pour Two-Dimensional Electron Gas) à l'interface. Les termes HFET (Heterostructure Field Effect Transistor) ou bien MODFET (MOdulation Doped Field Effect Transistor) sont parfois utilisés pour désigner ce composant. Le HEMT, dans sa structure la plus simple, est composé de la couche où se trouve le 2DEG, par extension, appelée le canal, et la couche au-dessus appelée la barrière. Le courant circule entre deux contacts ohmiques source (S) et drain (D), et un contact de grille (G) permet de moduler le courant qui passe entre ces deux contacts. Le premier HEMT basé sur une hétérostructure AlGaN/GaN a été réalisé par Asif Khan *et al.* en 1993 [79].

Prenons l'exemple d'une hétérostructure AlN/GaN comme illustré en Figure 1.18(a), avec un métal (contact Schottky) déposé par-dessus l'AlN. Comme

expliqué précédemment, l'AlN ayant un paramètre de maille a_0 plus petit que celui du GaN, il sera en tension, créant ainsi une polarisation piézoélectrique dirigée dans l'axe $[000\bar{1}]$. Nous supposons également que le GaN est totalement relaxé, c'est-à-dire que $P_{pz}(GaN) = 0$.

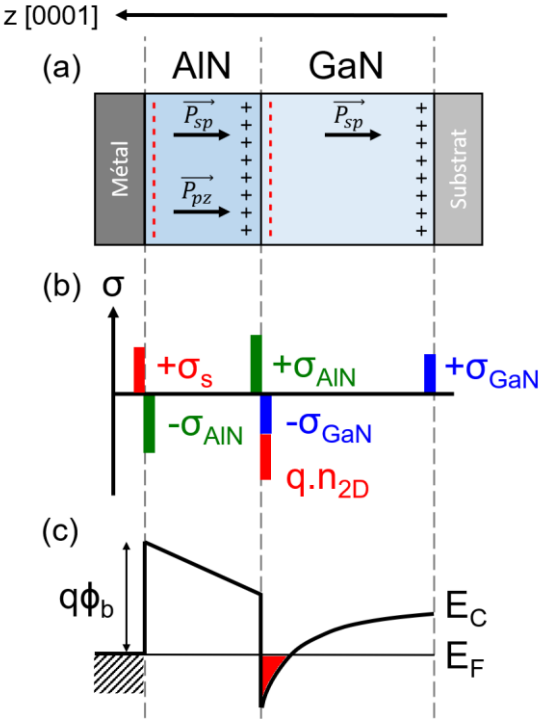


Figure 1.18. *(a) Effet de polarisation de l'hétérostructure AlN/GaN formant le 2DEG à l'interface. (b) Densités surfaciques de charges correspondantes. (c) Structure de bande correspondante.*

La Figure 1.18(b) détaille les gradients de polarisation résultants d'une telle hétérostructure. Le gradient de polarisation total s'exprime donc par $P_{tot} = P_{sp}(AlN) - P_{sp}(GaN) + P_{pz}(AlN)$. De par la différence de valeur de bande interdite entre l'AlN et le GaN, et sous l'effet des gradients de polarisation, une courbure de bande se créée à l'interface AlN/GaN du côté du GaN. Elle forme alors un puits de potentiel, représenté en Figure 1.18(c), dont les états sous le niveau de Fermi E_F sont occupés par les électrons résultants du gradient de polarisation. Cette accumulation d'électrons dans le puits de potentiel, de quelques nm d'épaisseur, constitue le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG). Puisque le 2DEG est présent sans aucune tension externe appliquée, le transistor sera à l'état passant par défaut (normally-on). La densité du 2DEG est donnée par [80]

$$n_{2D} = \frac{P_{tot} d_{AlN}}{q(d_{AlN} + \Delta d)} - \frac{\varepsilon_{AlN}\left(q\phi_B + \Delta E_F - \Delta E_C^{AlN/GaN}\right)}{q^2(d_{AlN} + \Delta d)} \tag{1.8}$$

où Δd est l'épaisseur moyenne du 2DEG (3–5 nm), $q\phi_B$ est la hauteur de barrière du contact métal semi-conducteur, ΔE_F est la différence d'énergie entre le niveau

de Fermi et le minimum de la bande de conduction du GaN à l'interface AlN/GaN, et $\Delta E_C^{AlN/GaN}$ est la discontinuité de bande de conduction entre l'AlN et le GaN. Le terme ΔE_F peut être négligé puisqu'il ne varie que de quelques k_BT/q [81]. Nous avons alors l'équation

$$n_{2D} = \frac{P_{tot} d_{AlN}}{q(d_{AlN} + \Delta d)} - \frac{\varepsilon_{AlN}\left(q\phi_B - \Delta E_C^{AlN/GaN}\right)}{q^2(d_{AlN} + \Delta d)} \tag{1.9}$$

La densité du 2DEG peut être modulée en polarisant le contact de grille (contact métal semi-conducteur). L'équation de la densité du 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille V_G peut alors s'écrire comme [23]

$$n_{2D}(V_G) = \frac{P_{tot} d_{AlN}}{q(d_{AlN} + \Delta d)} + \frac{\varepsilon_{AlN}\left(q\phi_B - \Delta E_C^{AlN/GaN}\right)}{q^2(d_{AlN} + \Delta d)} V_G \tag{1.10}$$

Ainsi, en appliquant une tension V_G négative, il est possible de dépeupler le 2DEG, comme montré sur la Figure 1.19, et donc de fermer le canal du transistor. La tension pour laquelle le 2DEG est dépeuplé est appelée la tension de seuil V_{th}. Cette tension de seuil va dépendre de la fraction d'Al dans la barrière (Figure 1.19(a)), de son épaisseur (Figure 1.19(b)), et de la hauteur de barrière du contact de grille. En effet, l'augmentation de la fraction d'Al dans la barrière entraînera une polarisation piézoélectrique plus importante, et donc une densité du 2DEG plus élevée. Il faudra donc appliquer une tension négative plus importante pour dépléter le 2DEG. De même, l'augmentation de l'épaisseur de la barrière induira une chute de potentiel plus importante à travers cette couche, ainsi qu'une augmentation de la densité du 2DEG, et nécessitera donc une tension plus importante pour dépléter le 2DEG.

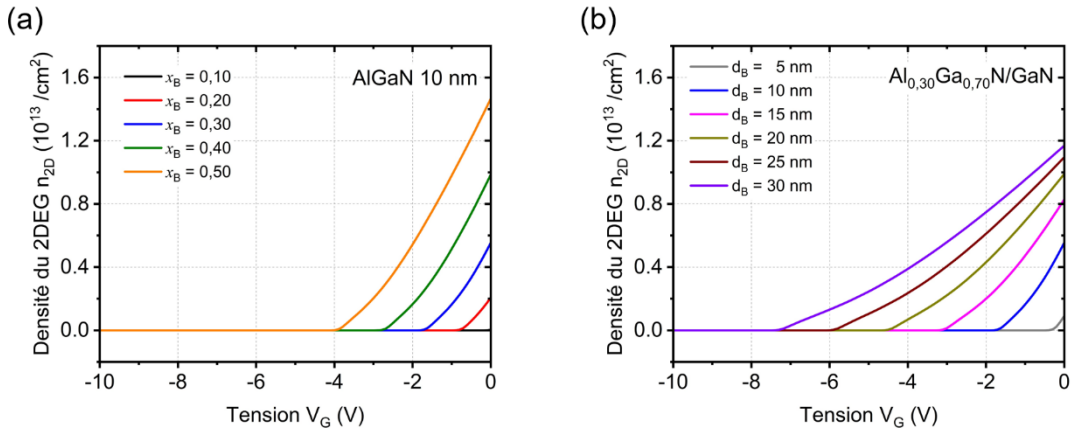


Figure 1.19. *Évolution de la densité du 2DEG en fonction de la tension de grille appliquée pour une hétérostructure AlGaN/GaN avec (a) une épaisseur de barrière AlGaN de 30 nm et différentes fractions d'Al et avec (b) une fraction d'Al de 30% dans la barrière AlGaN et différentes épaisseurs.*

Nous connaissons désormais l'expression de n_{2D} en fonction de V_G. Considérons maintenant l'hétérostructure AlN/GaN, à laquelle nous ajoutons deux contacts : source et drain, comme illustré sur la XXX. Le courant circulant entre le drain et la source du transistor, notée la direction X, s'exprime tel que

$$I_{DS}(X) = W_C q n_{2D}(X) v(X) \tag{1.11}$$

où W_C est la largeur du canal. En supposant que le champ électrique reste faible, c'est-à-dire que la mobilité ne dépend pas de ce champ, la vitesse de dérive des électrons vaut

$$v(X) = \mu_n F(X) = -\mu_n \frac{dV(X)}{dX} \tag{1.12}$$

La densité du 2DEG dépendante de la tension de grille (généralement reliée à la source, et donc notée V_{GS}) et de la tension $V(X)$ s'exprime

$$n_{2D}(X) = \frac{\varepsilon_{AlN}}{d_{AlN}}\left(V_{GS} - V_{th} - V(X)\right) \tag{1.13}$$

Le courant drain-source peut se réécrire

$$I_{DS} = W_C q \frac{\varepsilon_{AlN}}{d_{AlN}} \mu_n \left[(V_{GS} - V_{th})\frac{dV(X)}{dX} - V(X)\frac{dV(X)}{dX}\right] \tag{1.14}$$

En intégrant la variable X sur la longueur du canal (la distance entre les contacts drain et source) entre 0 et L_C, et la variable $V(X)$ entre 0 et V_{DS}, nous obtenons l'équation générale du courant drain-source

$$I_{DS} = \frac{W_C}{L_C} q \frac{\varepsilon_{AlN}}{d_{AlN}} \mu_n \left[(V_{GS} - V_{th})V_{DS} - \frac{1}{2}{V_{DS}}^2\right] \tag{1.15}$$

Le régime linéaire correspond à de faibles tensions $V_{DS} \ll V_{GS} - V_{th}$, ce qui se traduit par $V_{DS}^2 \ll V_{DS}$. Le terme dépendant de V_{DS}^2 peut donc être négligé. Dans ce régime, le courant I_{DS} est donc proportionnel à la tension V_{DS}.

$$I_{DS,lin} = \frac{W_C}{L_C} q \frac{\varepsilon_{AlN}}{d_{AlN}} \mu_n [(V_{GS} - V_{th})V_{DS}] \tag{1.16}$$

Le régime de saturation est atteint à partir de $V_{DS,sat} = V_{GS} - V_{th}$, lorsque le pincement du canal est réalisé au voisinage du drain. Au-delà de cette tension, le courant I_{DS} ne dépend plus de V_{DS} et sature. Le terme V_{DS} est donc remplacé par $V_{GS} - V_{th}$. Le courant drain-source s'exprime alors

$$I_{DS,sat} = \frac{W_C}{L_C} q \frac{\varepsilon_{AlN}}{d_{AlN}} \mu_n \frac{(V_{GS} - V_{th})^2}{2} \tag{1.17}$$

La plupart des HEMT conventionnels sont basés sur une hétérostructure AlGaN/GaN. La hauteur de barrière est alors dépendante de la fraction d'Al de la barrière AlGaN x_B. Pour un contact Ni/AlGaN, nous aurons [82]

$$\phi_B^{Ni/AlGaN}(x_B) = 1{,}3x_B + 0{,}84 \text{ eV} \tag{1.18}$$

De même, la discontinuité de bande de conduction est généralement donnée pour une hétérostructure AlGaN/GaN telle que $\Delta E_C = 0{,}7\left[E_g(x_B) - E_g(0)\right]$. Pour une hétérostructure AlGaN/AlGaN, nous utiliserons la relation [83]

$$\Delta E_C(x_B, x_C) \approx |{x_C}^2 - {x_B}^2 + 0{,}8(x_C - x_B)| \tag{1.19}$$

1.3.2 Structure du transistor à haute mobilité électronique

La structure du HEMT dans sa forme la plus simple (substrat, canal et barrière) est généralement complexifiée en ajoutant différentes couches afin d'améliorer ses performances. Nous allons présenter et discuter de l'intérêt de chacune de ces couches, comprenant le substrat, la couche de nucléation, la couche tampon, le canal, la couche d'espacement, la barrière et la couche de recouvrement.

Le substrat sert de base aux procédés de croissance. Deux aspects différents sont à prendre en compte dans le choix de celui-ci. Premièrement, certaines propriétés du matériau, comme illustré en Figure 1.20(a), doivent être similaires aux matériaux épitaxiés. Plus précisément, le paramètre de maille et le coefficient d'expansion thermique sont les paramètres clés qui indiquent si le matériau est un bon candidat ou non en tant que substrat pour la croissance. Ainsi, les substrats SiC et AlN représentent le meilleur choix pour optimiser l'épitaxie de l'AlN et du GaN. Le coefficient de dissipation thermique est également un paramètre à prendre en compte, mais à la différence des deux autres mentionnés précédemment, celui-ci doit être le plus élevé possible. Enfin, le substrat se doit d'assurer une isolation électrique lors du fonctionnement du transistor, ce qui place les matériaux à large bande interdite à la position de candidats privilégiés. Cependant, comme l'illustre la Figure 1.20(b), la compatibilité des propriétés physiques n'est pas le seul critère à prendre en compte. En effet, dans l'optique d'un développement industriel, le coût du substrat et la taille maximale disponible sont des critères fondamentaux. De ce fait, le silicium, disponible en grande taille et au prix le plus faible parmi les matériaux existants, représente le meilleur choix pour le développement de composants à faible coût. Il est toutefois important de noter que les données de la Figure 1.20(b) ne sont pas fixes et que le développement de nouveaux procédés devrait permettre d'augmenter la taille des wafers et de diminuer leur coût. Par exemple, Crystal IS a très récemment annoncé la réalisation d'un substrat AlN quatre pouces, jusqu'ici limité à deux pouces [84].

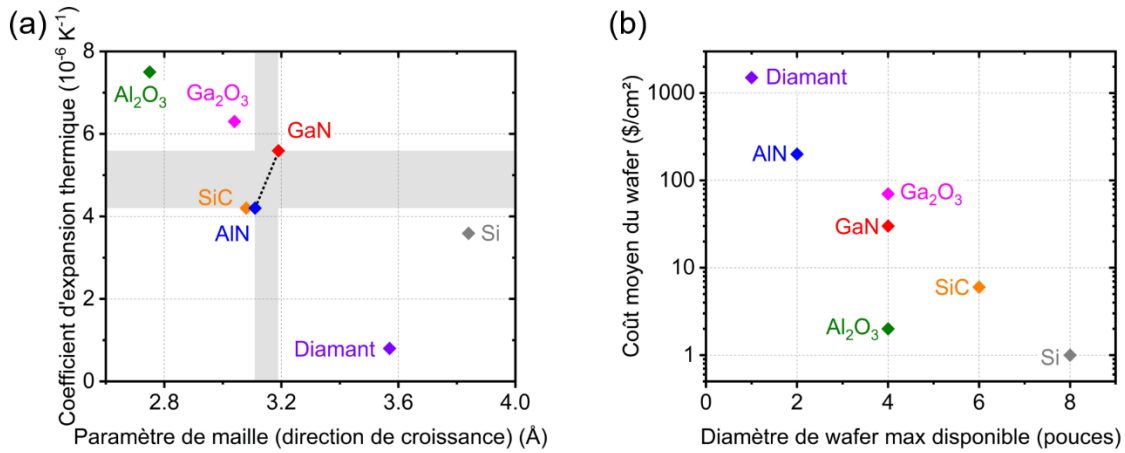


Figure 1.20. *(a) Compatibilité des propriétés des différents matériaux en tant que substrat pour la croissance de l'(Al,Ga)N. (b) Comparatif de prix moyen et de taille disponible des wafers pour les différents matériaux, d'après la référence [85].*

La couche de nucléation, généralement en AlN comme illustré sur la Figure 1.21(a), a pour rôle d'encaisser toutes les contraintes liées à la croissance sur un substrat composé d'un matériau différent, à savoir un paramètre de maille et un coefficient d'expansion thermique différents. Dans le cas de l'utilisation d'un substrat en silicium, une attention toute particulière doit être portée à l'interface AlN/Si [86]. En effet, la nature polaire de l'AlN wurtzite peut induire des charges à l'interface avec le silicium. Le canal d'inversion résultant est alors préjudiciable pour la tenue en tension en vertical. De plus, le dopage du silicium avec de l'aluminium et de l'AlN avec le silicium dus à la diffusion des espèces à l'interface doit être minimisé pour réduire les fuites électriques. Une nucléation à basse température (< 800 °C) est ainsi préférable, facilement obtenue avec une croissance par MOCVD ou par MBE [87].

De par sa fonction, la couche de nucléation possède une faible qualité cristalline (contraintes, dislocations) et cette faible qualité risque de se propager dans les couches supérieures. Plusieurs solutions existent pour pallier ce problème. La première est l'utilisation d'une couche tampon en AlGaN, en faisant varier la fraction d'Al de manière continue ou par étapes (appelées familièrement marches d'escalier), comme présenté en Figure 1.21(b). D'une part, une contrainte compressive peut être induite afin de compenser la relaxation de la contrainte du désaccord de maille. D'autre part, les charges de polarisation négatives induites repoussent les électrons libres de cette région et renforcent les propriétés isolantes [88]. Une autre approche, schématisée en Figure 1.21(c), consiste en un super-réseau de couches AlN/GaN. Ainsi, la contrainte générée à chaque interface est capable de se relaxer à l'intérieur de chaque couche et de plier les dislocations [89]. La Figure 1.21(d), la Figure 1.21(e) et la Figure 1.21(f) montrent des images de microscopie électronique à transmission (TEM) de ces différentes

solutions. En conséquence, une réduction de la densité de dislocations et des courants de fuite a été observée [89–93]. De plus, une augmentation de l'épaisseur de la couche tampon entraine une augmentation de la tension de claquage pour des composants verticaux [94].

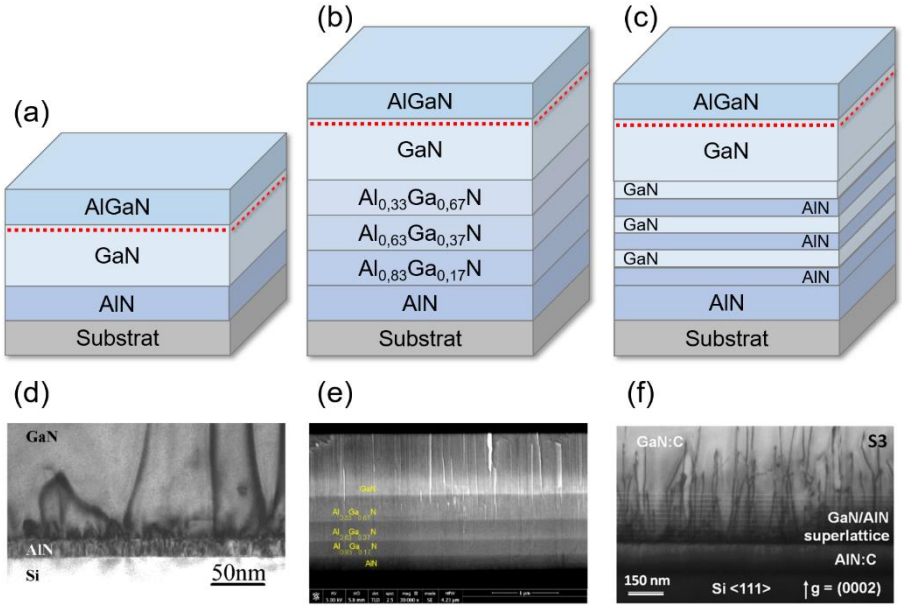


Figure 1.21. *Schéma d'une hétérostructure AlGaN/GaN composée d'une couche de nucléation d'AlN et (a) sans couche tampon, (b) avec une couche tampon en AlGaN gradé en marches d'escalier et (c) une couche tampon composée d'un super-réseau AlN/GaN. Les figures (d), (e) et (f) montrent les images de microscope électronique à transmission (TEM) des cas (a), (b) et (c), respectivement [86,88,89].*

Le canal désigne la couche dans laquelle se trouve le 2DEG. Cette couche est souvent comprise dans le terme de couche tampon, mais elle sera distinguée de celle-ci dans cette thèse. Comme évoqué précédemment, la qualité cristalline du canal va être fortement conditionnée par celle de la couche tampon. L'influence de l'épaisseur du canal et de sa composition (dans le cas d'un canal AlGaN) sont au cœur de ce travail et seront donc discutées dans les chapitres suivants.

Une couche d'espacement en AlN peut être utilisée entre la barrière et le canal, comme illustré sur la Figure 1.22(a), permettant d'améliorer certaines propriétés du 2DEG. Cette couche va permettre d'augmenter la discontinuité de bandes de conduction avec le canal et de limiter la rugosité d'interface puisque le 2DEG sera en contact avec un matériau binaire et non plus ternaire. La forte valeur de bande interdite de l'AlN conduit à un meilleur confinement des porteurs dans le 2DEG, et la discontinuité de bande de conduction ainsi engendrée implique une valeur de densité du 2DEG légèrement plus élevée. La diminution de la rugosité réduit les interactions coulombiennes des électrons entre le canal et la barrière, et augmente ainsi la mobilité électronique. D'après les simulations de la Figure

1.22(a) réalisées avec le logiciel Nextnano, la densité du 2DEG sans et avec l'espacement AlN de 1 nm est respectivement de $0{,}55 \times 10^{13}$ et de $0{,}81 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, tandis que la fraction du 2DEG présent dans la barrière est de 4,1 et de 0,6%, respectivement. L'augmentation de l'épaisseur d'AlN n'est pas souhaitable car elle engendrerait une accumulation de trous à l'interface barrière/espacement.

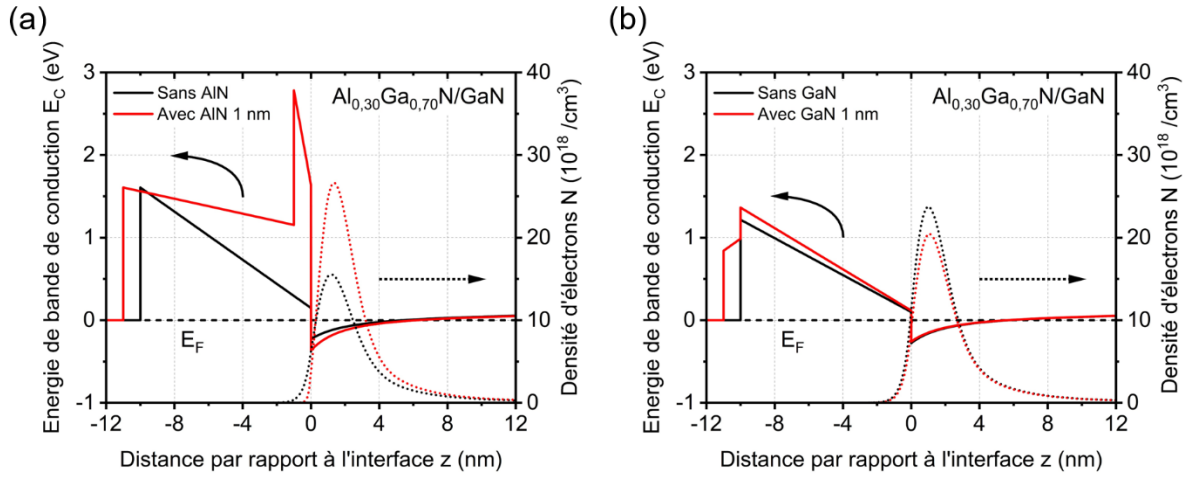


Figure 1.22. *Simulation de la structure de bande (de conduction) pour une hétérostructure AlGaN/GaN en ajoutant (a) un espacement AlN et (b) un recouvrement GaN. Les épaisseurs de la barrière AlGaN et du canal GaN sont respectivement 10 et 500 nm. La hauteur de barrière du contact métallique a été fixée à 1,23 eV et 0,84 eV pour l'$Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ et pour le GaN, respectivement.*

La barrière est la couche qui créée la polarisation et permet la création du 2DEG dans le canal. En ajustant sa composition et son épaisseur comme illustré en Figure 1.23(a), la densité du 2DEG peut être ajustée. Cependant, selon la composition de cette couche, une épaisseur minimale est requise pour former le 2DEG, appelée épaisseur critique. A l'inverse, une épaisseur trop élevée n'engendrera pas une augmentation significative de la densité du 2DEG. Cela décalera la tension de seuil vers les tensions négatives, et augmentera la densité de dislocations due aux contraintes liées au désaccord de maille. De plus, la modification de la fraction d'Al engendrera une modification de la hauteur de barrière, comme expliqué avec l'équation (1.18). Ainsi, plus la hauteur de barrière augmentera, plus la densité du 2DEG diminuera (Figure 1.23(b)). Dans les HEMT conventionnels, l'épaisseur de la barrière est généralement comprise entre 5 et 30 nm, avec une fraction d'Al de 25–30%.

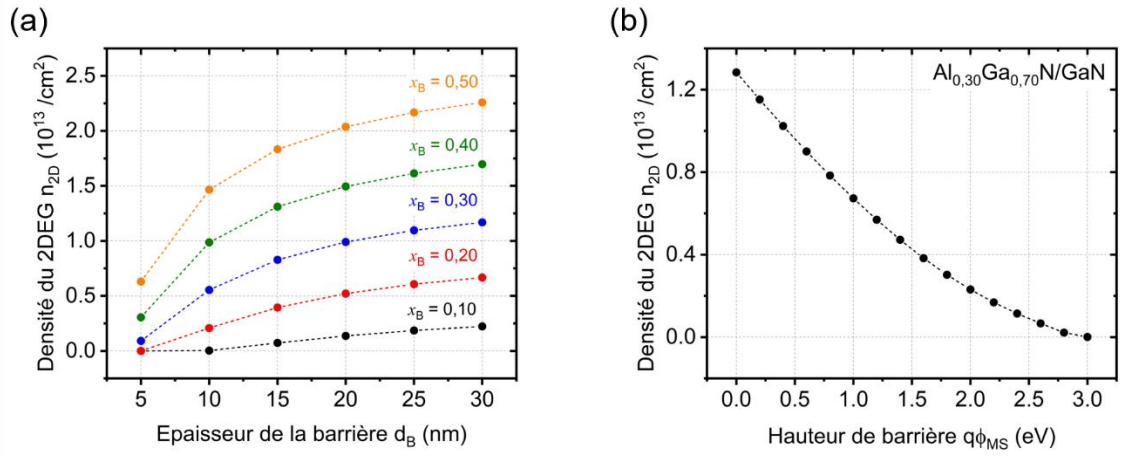


Figure 1.23. *Evolution de la densité du 2DEG dans une hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ en fonction (a) de la fraction d'Al dans la barrière AlGaN, et ce pour différentes épaisseurs de barrière, et (b) de la hauteur de barrière du contact de grille (Schottky), directement liée à la fraction d'Al dans la barrière AlGaN.*

La couche de recouvrement (ou cap) peut être déposée sur la barrière afin d'assurer une stabilisation des états de surface et de prévenir une oxydation de l'aluminium présent dans la barrière. La présence de ce cap entraîne cependant une hausse de la bande de conduction au niveau de la barrière et du canal, comme illustré sur la Figure 1.22(b), diminuant ainsi légèrement la densité du 2DEG ($0{,}76 \times 10^{13}$ et $0{,}68 \times 10^{13}$/cm^2 sans et avec le cap GaN, respectivement). Son épaisseur est donc généralement de 1–2 nm. Une épaisseur trop importante créera un gaz de trous à l'interface cap/barrière. Le matériau utilisé peut être du GaN ou bien du SiN (~5 nm) déposé à la fin de la croissance de la barrière dans le bâti d'épitaxie (passivation *in-situ*).

1.4 Etat de l'art et limitations des HEMT à base d'(Al,Ga)N

1.4.1 Etat de l'art et limitations des HEMT à canal GaN

1.4.1.1 Transistors commercialisés bloqués par défaut

Nous avons vu dans la partie 1.3.1 que le HEMT est à l'état passant par défaut (normally-on). Cependant, pour les applications de puissance, il est préférable que le transistor soit à l'état bloqué par défaut (normally-off) pour des raisons de sécurité et d'optimisation de la consommation énergétique. De ce fait, différentes solutions été employées pour rendre les HEMT bloqué par défaut, comme illustré sur la Figure 1.24.

- La première solution est l'implantation d'atomes de fluor dans la barrière (Figure 1.24(a)). Cela a pour effet de créer une barrière supplémentaire et de décaler la tension de seuil vers les tensions positives. Cependant, cette

méthode engendre des instabilités de la tension de seuil et la présence d'atomes de fluor proche du canal ou dans celui-ci réduit la mobilité électronique.

- La seconde solution est l'ajout d'une couche p-GaN sous le contact de grille (Figure 1.24(b)). Cela créé une discontinuité de polarisation entre la barrière et la couche p-GaN, induisant des charges négatives à l'interface p-GaN/AlGaN et une élévation du puits de potentiel à l'interface AlGaN/GaN. Le 2DEG est alors déplété à tension de grille nulle.
- La troisième solution est d'enterrer le contact de grille dans la barrière (Figure 1.24(c)). Pour cela, la barrière est gravée de quelques nm, ce qui réduit la polarisation piézoélectrique induite. En revanche, la gravure de la barrière induit davantage de défauts et des courants de fuite de grille plus importants.
- Il est aussi possible de combiner un HEMT passant par défaut avec un MOSFET Si basse tension et bloqué par défaut (Figure 1.24(d)), appelée configuration cascode. Cette solution permet de garder la structure standard du HEMT mais nécessite l'utilisation d'un second composant.

L'ajout de la couche p-GaN et la configuration cascode sont les deux solutions les plus souvent utilisées car ce sont celles qui comportent le moins d'inconvénients.

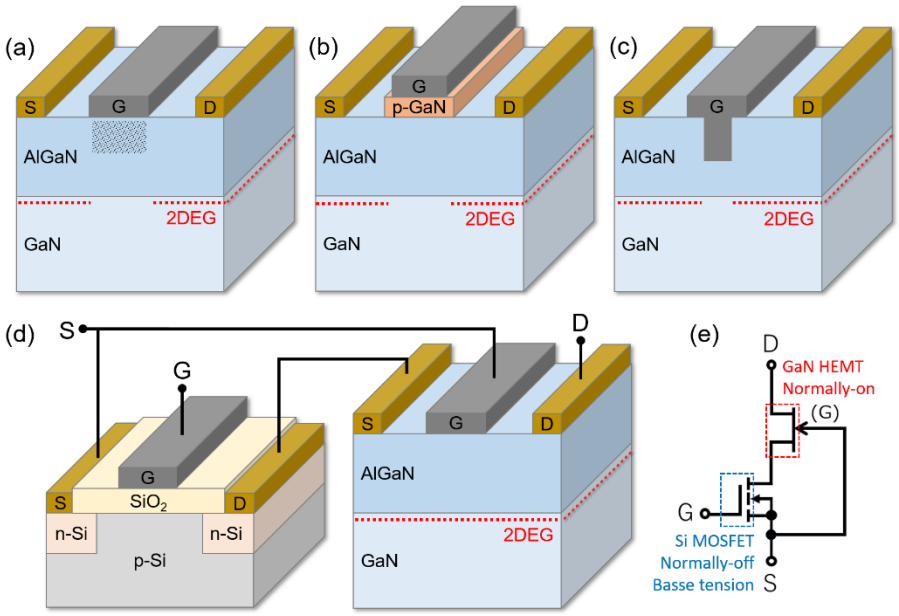


Figure 1.24. *Différentes configurations pour obtenir un HEMT normally-off. (a) Implantation d'atomes de fluor dans la barrière. (b) Couche p-GaN sous le contact de grille. (c) Grille enterrée dans la barrière. (d) Montage cascode entre un MOSFET Si bloqué par défaut basse tension et un HEMT GaN passant par défaut. (e) Schéma électrique du montage cascode.*

1.4.1.2 Etat de l'art des HEMT à canal GaN sur silicium

Il existe de nombreux HEMT à canal GaN sur silicium commercialisés pour les applications de puissance, avec des propriétés différentes. Le Tableau 1.3 résume plusieurs types de HEMT commercialisés pour les applications de puissance. Si les HEMT ont tous une tension drain-source maximale similaire de 600–650 V, il y a davantage de dispersion pour les valeurs de résistance à l'état passant (10–80 mΩ) et de courant drain-source maximal (25–150 A). L'application visée déterminera les critères spécifiques que doit satisfaire le transistor. Dans tous les cas, la température maximale de fonctionnement pour les HEMT à canal GaN est de 150°C. La dégradation importante des performances à haute température est l'une des limitations majeures de la technologie GaN sur silicium, directement liée aux propriétés intrinsèques du GaN. La Figure 1.25 montre la caractéristique de transfert $I_{DS}(V_{GS})$ (I_{DS} noté I_D) d'un HEMT à canal GaN (SGT120R65AL) du fabricant STMicroelectronics pour une tension $V_{DS} = 4$ V et pour une température de fonctionnement de 25 et 150°C. Une diminution de 60% du courant I_{DS} à l'état passant ($V_{GS} = 6$ V) est observée entre 25 et 150°C. La dissipation thermique du GaN (et du substrat silicium) n'est pas suffisante pour permettre un fonctionnement optimal à des températures plus élevées.

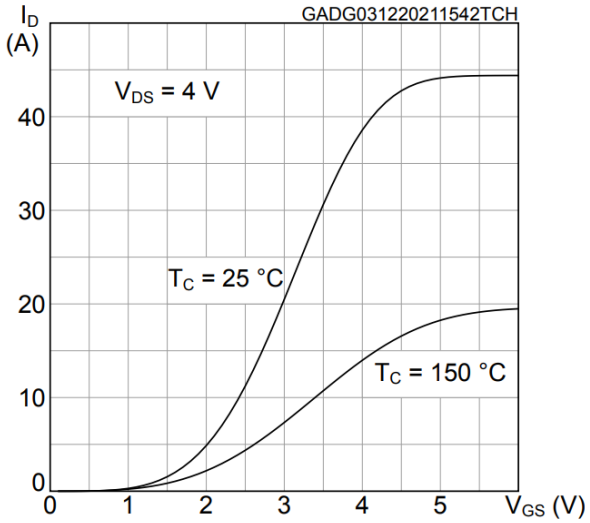


Figure 1.25. *Caractéristiques de transfert du HEMT à canal GaN (SGT120R65AL) du fabricant STMicroelectronics, acquises à 25°C et à 150°C pour une tension $V_{DS} = 4$ V [95].*

A titre de comparaison, le transistor en configuration cascode (GAN039-650NBB) de Nexperia peut également atteindre des tensions $V_{DS,max}$ de 650 V mais avec une résistance $R_{DS,on}$ de 39 mΩ, un courant $I_{DS,max}$ de 60 A, et une température de jonction T_j de 175°C. L'intégration en configuration cascode avec le MOSFET Si est rendue d'autant plus simple par l'emploi d'un substrat silicium pour le HEMT. D'autre part, STMicroelectronics fournit également des MOSFET à base de SiC

(SCT20N170AG) avec une tension $V_{DS,max}$ de 1700 V, une résistance $R_{DS,on}$ de 64 mΩ, un courant $I_{DS,max}$ de 43 A, et une température de jonction T_j de 200°C [96]. Ici, la tension de fonctionnement et la température maximale supérieures du MOSFET SiC par rapport au HEMT GaN traduit parfaitement les propriétés intrinsèques plus intéressantes du SiC par rapport au GaN pour les applications de haute tension et haute température.

Tableau 1.3. *Liste de HEMT à canal GaN (normally-off) commercialisés et les données des fabricants : tension drain-source maximale $V_{DS,max}$, résistance drain-source à l'état passant $R_{DS,on}$, courant drain-source maximal $I_{DS,max}$, charge nécessaire sur la grille pour la commutation Q_G, et température de jonction T_j.*

Fabricant	Produit	$V_{DS,max}$ (V)	$R_{DS,on}$ (mΩ)	$I_{DS,max}$ (A)	Q_G (nC)	T_j (°C)
STMicroelectronics [95]	SGT120R65AL	650	65	25	5,4	150
Nexperia [97]	GAN080-650EBE	650	80	29	6,2	150
GaN Power Int. [98]	GPI65060TO5L	650	25	60	16	150
GaN Systems [99]	GS-065-150-1-D2	650	10	150	33	150
Infineon [100]	IGO60R070D1	600	70	31	5,8	150

Comme évoqué précédemment, les transistors bloqués par défaut sont préférables pour l'électronique de puissance. Les HEMT à canal GaN toujours à l'état de recherche se focalisent donc principalement sur cet aspect, en vue d'optimiser au mieux les procédés permettant de fabriquer des transistors bloqués par défaut [101].

- Yang *et al.* ont élaboré un HEMT avec une implantation de fluor en deux étapes. Le traitement au fluor en deux étapes augmente davantage la hauteur de la barrière, réduisant le courant de fuite de grille. Le courant passant obtenu atteint 845 mA/mm [102].
- Wei *et al.* ont fabriqué un HEMT avec une grille p-GaN traitée avec un plasma d'hydrogène. Pour une distance grille-drain de 10 µm, la résistance obtenue à l'état passant est de 11,54 Ω. mm, avec une tension de claquage de 880 V [103]. Wu *et al.* ont réalisé un HEMT à grille p-GaN avec un prétraitement de plasma NH_3 pour éliminer les oxydes superficiels et les impuretés, supprimant les pièges d'interface entre le SiN_x et l'AlGaN. Le transistor a démontré un ratio passant/bloqué élevé de 10^9, un faible courant de fuite de grille de $2{,}86 \times 10^{-8}$ mA/mm, et une tension de claquage de 690 V [104]. Zhao *et al.* ont réalisé un HEMT à grille p-GaN sur substrat SiC. Pour un espace grille-drain de 5 µm, le transistor a démontré une tension de seuil de 1,10 V, un courant drain-source maximal de 235 mA/mm, un ratio passant/bloqué de 10^8 et une tension de claquage de

440 V. Pour une distance grille-drain de 23 µm, la tension de claquage obtenue a été de 1740 V. De plus, une réduction du courant drain-source de seulement 48% a été obtenue entre 300 et 500 K, avec un décalage négligeable de la tension de seuil [105].

- Asubar *et al.* ont développé une technologie de gravure de grille concave combinée avec une barrière AlGaN obtenue via une seconde épitaxie. Une nouvelle interface semi-conducteur/isolant est formée, réduisant l'influence de la gravure sèche sur la densité et la mobilité du 2DEG. Les transistors utilisant cette technologie ont démontré une tension de seuil pouvant atteindre 2,3 V et un courant de saturation de 425 mA/mm [106].
- Han *et al.* ont élaboré un MIS-HEMT avec une barrière ultra-mince, alternative à la technologie de grille enterrée. Par rapport à un HEMT GaN, le transistor possède une tension de seuil plus stable de 3,19 V et un courant passant maximal de 716 mA/mm [107].

L'utilisation des HEMT à canal GaN permet ainsi la réalisation d'une large gamme de convertisseurs plus performants, avec des fréquences de commutation pouvant atteindre 10 kW et des pertes d'énergie en conversion inférieures à 2% [108].

1.4.2 Etat de l'art et limitations des HEMT à canal AlGaN

Bien que la technologie des HEMT à canal GaN soit commercialisée, nous avons pu remarquer que celle-ci est toujours en partie à l'état de recherche. Une amélioration des performances de ces transistors est donc probable à l'avenir. Toutefois, la marge de progression reste limitée par les propriétés intrinsèques du GaN. La transition d'un canal GaN vers un canal AlGaN offre une alternative intéressante pour le développement d'une nouvelle génération de HEMT destinés à l'électronique de puissance.

1.4.2.1 Propriétés de transport des HEMT à canal AlGaN

Nanjo *et al.* ont reporté le premier HEMT à canal AlGaN en 2008 [109]. Depuis, de nombreuses autres structures ont vu le jour avec un nouveau paramètre à prendre en compte : la fraction d'Al dans le canal AlGaN, qui rajoute une variable supplémentaire à contrôler. Comme évoqué avec les propriétés électroniques et thermiques de l'AlGaN dans la partie 1.2.1.2, son utilisation promet une amélioration de l'état bloqué mais en contrepartie une détérioration de l'état passant.

Le Tableau 1.4 regroupe les propriétés de transport des hétérostructures à canal AlGaN recensées dans la littérature, à savoir la résistivité du 2DEG ρ, sa densité n_{2D}, et la mobilité des électrons μ_n. Les Figure 1.26(a) et Figure 1.26(b) présentent l'évolution de la mobilité électronique en fonction de la fraction d'Al

dans le canal et de la densité du 2DEG, respectivement. Une large gamme de compositions d'Al a été testée, tant pour le canal que pour la barrière. Nous remarquons que la résistivité du 2DEG est bien supérieure à celle du 2DEG d'une hétérostructure à canal GaN (~100 Ω/□). Cette plus grande résistivité est la conséquence des valeurs de mobilité des électrons bien plus basses, ne dépassant pas 797 $cm^2/(V.s)$ pour les meilleures valeurs, là où jusque 2000 $cm^2/(V.s)$ peuvent être obtenus pour une hétérostructure à canal GaN [110]. L'effet du désordre d'alliage dans le canal AlGaN est la principale cause de cette réduction de la mobilité électronique [111]. Son effet sera discuté en détails dans le chapitre 4. Il est aussi nécessaire de prendre en compte la densité du 2DEG pour comparer les valeurs de mobilité, car plus la densité du 2DEG sera élevée, plus la mobilité des électrons sera faible. Une densité moyenne de $10^{13}/cm^2$ est généralement visée pour la plupart des structures. Toutefois, pour que cette valeur soit atteinte, la composition du canal ne doit pas dépasser 85% (avec une barrière AlN) [112]. Il est possible d'atteindre des densités deux à trois fois supérieures, mais la mobilité n'en sera que davantage impactée [113].

Tableau 1.4. *État de l'art des propriétés de transport des hétérostructures à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, résistivité du 2DEG ρ, densité du 2DEG n_{2D} et mobilité des électrons μ_n.*

x_B (%)	x_C (%)	Substrat	ρ (10^3 Ω/□)	n_{2D} ($10^{13}/cm^2$)	μ_n ($cm^2/(V.s)$)	Référence
31	6	4H-SiC	1,0	1,10	590	[114]
39	16	Saphir	4,4	0,22	645	[115]
40	15	Saphir	1,7	0,79	460	[116]
100	85	Saphir	4,2	0,60	250	[112]
85	70	Saphir	2,2	0,90	316	[117]
85	65	Saphir	1,8	1,10	284	[118]
85	70	Saphir	2,2	0,72	390	[119]
75	60	Saphir	8,0	0,85	175	[120]
85	70	Saphir	1,9	1,40	240	[121]
100	5	Si	1,8	0,45	797	[122]
100	50	Saphir	1,6	2,00	150	[123]
100	10	6H-SiC	0,7	3,56	250	[113]
100	25	6H-SiC	4,6	3,05	45	[113]
100	44	6H-SiC	7,3	2,39	36	[113]
100	58	6H-SiC	17,1	1,52	24	[113]
45	30	Saphir	2,9	0,89	240	[124]
85	50	Saphir	2,4	1,90	140	[124]
100	60	Saphir	2,5	1,76	140	[124]

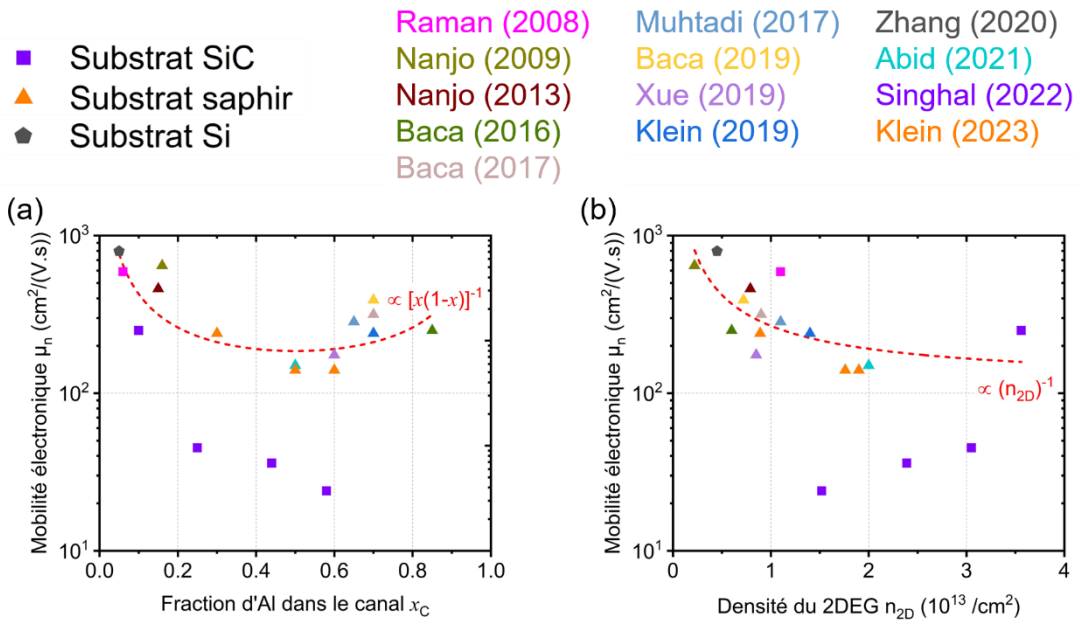


Figure 1.26. *Mobilité électronique en fonction de (a) la fraction d'Al dans le canal x_C et (b) la densité du 2DEG n_{2D}. Substrat SiC (carré) – Substrat saphir (triangle) – Substrat Si (pentagone). Les données proviennent du Tableau 1.4. Les lignes rouges servent uniquement de guide pour les yeux.*

1.4.2.2 Performances DC des HEMT à canal AlGaN

Si nous nous intéressons maintenant aux performances DC des HEMT à canal AlGaN, le Tableau 1.5 résume la résistance de contact R_C, la tension de seuil V_{th}, la densité de courant drain-source maximale à l'état passant $J_{DS,max}$, et le rapport des courants passant sur bloqué $J_{DS,on}/J_{DS,off}$.

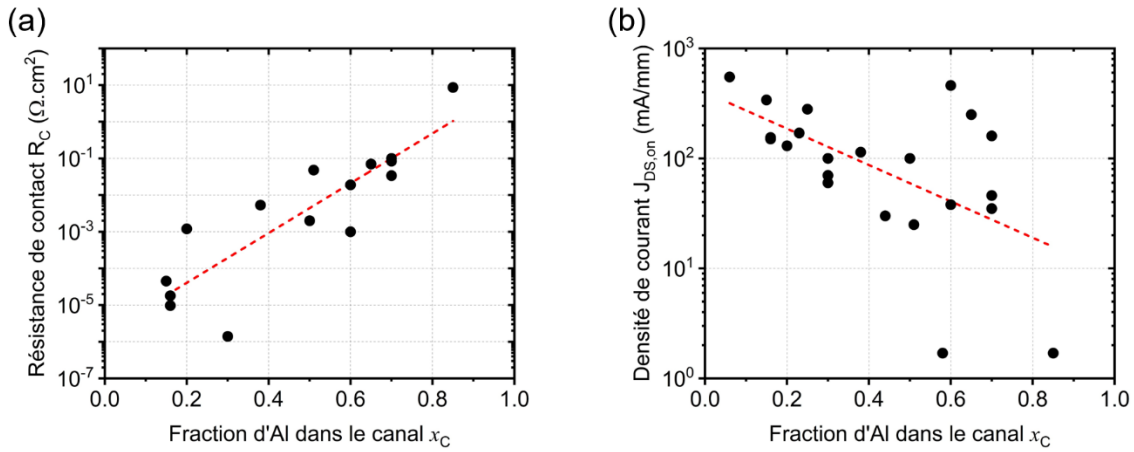


Figure 1.27. *(a) Résistance de contact en fonction de la fraction d'Al dans le canal. (b) Densité de courant à l'état passant en fonction de la fraction d'Al dans le canal. Les données proviennent du Tableau 1.5. Les lignes rouges servent uniquement de guide pour les yeux.*

Une des principales limitations des HEMT à canal AlGaN est la résistance de contact qui augmente avec la fraction d'Al dans le canal AlGaN (Figure 1.27(a)), due à la diminution de l'affinité électronique de l'AlGaN [125]. Les contacts

ohmiques sont donc de moins bonne qualité pour les structures riches en Al. Un autre point limitant des HEMT à canal AlGaN est le faible courant à l'état passant (Figure 1.27(b)), directement relié à la plus faible mobilité électronique et à la forte résistance de contact. Il est toutefois possible d'améliorer l'ohmicité des contacts, par exemple en effectuant une reprise de croissance de GaN dopé n+ avant la métalisation et ainsi réduire la résistance de contact [123].

Tableau 1.5. *État de l'art des performances DC des HEMT à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, résistance de contact R_C, tension de seuil V_{th}, densité de courant drain-source maximale à l'état passant $J_{DS,max}$.*

x_B (%)	x_C (%)	Substrat	R_C ($\Omega.cm^2$)	V_{th} (V)	$J_{DS,max}$ (mA/mm)	Référence
40	20	Saphir	$1,2\times10^{-3}$	-3	130	[109]
31	6	4H-SiC	–	-4	550	[114]
39	16	Saphir	$1,8\times10^{-5}$	–	155	[126]
53	38	Saphir	$5,3\times10^{-3}$	-3	114	[126]
39	16	Saphir	$9,7\times10^{-6}$	-1	150	[115]
86	51	AlN	$4,8\times10^{-2}$	-5,5	25	[127]
40	15	Saphir	$4,5\times10^{-5}$	-4	340	[116]
100	60	AlN	$1,9\times10^{-2}$	-4	38	[128]
100	85	Saphir	8,6	-4,9	1,7	[112]
45	30	Saphir	–	-1,3	70	[129]
85	70	Saphir	$3,4\times10^{-2}$	-2,2	46	[117]
85	65	Saphir	$7,0\times10^{-2}$	-14	250	[118]
85	70	Saphir	$\sim10^{-2}$	2	160	[119]
75	60	Saphir	$\sim10^{-4}$	-7	460	[120]
45	30	Saphir	$1,4\times10^{-6}$	-0,5	100	[130]
85	70	Saphir	$8,4\times10^{-2}$	0	35	[121]
100	5	Si	–	0,4	10	[122]
100	50	Saphir	2×10^{-3}	-14	100	[123]
100	25	6H-SiC	–	-5,2	280	[113]
100	44	6H-SiC	–	-4,9	30	[113]
100	58	6H-SiC	–	-2,4	1,7	[113]

1.4.2.3 Tenue en tension des HEMT à canal AlGaN

Le Tableau 1.6 rapporte les performances de tenue en tension des HEMT à canal AlGaN : la largeur de grille L_G, la distance grille-drain d_{GD}, la tension de claquage V_{br}, et le champ de claquage correspondant F_{br}. Des champs de claquage de 0,58–2,56 MV/cm ont été obtenus avec les HEMT à canal AlGaN, atteignant la valeur théorique du GaN. Ceci confirme l'intérêt de l'utilisation d'un semi-conducteur à bande interdite ultra large pour les applications de puissance. En

revanche, la dépendance du champ de claquage ne semble pas être uniquement liée à la fraction d'Al dans le canal. Cela peut facilement se comprendre puisque le mécanisme de claquage n'est pas nécessairement le même dans tous les transistors. Le claquage peut provenir du substrat, de la grille, être lié à des dislocations, ou des impuretés. Un travail d'optimisation des structures est donc nécessaire pour améliorer le champ de claquage et atteindre les valeurs théoriques de l'AlGaN.

Tableau 1.6. *État de l'art de la tenue en tension des HEMT à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, largeur de grille L_G, distance grille-drain d_{GD}, tension de claquage V_{br}, et champ de claquage correspondant F_{br}.*

x_B (%)	x_C (%)	Substrat	Passivation	L_G (µm)	d_{GD} (µm)	V_{br} (V)	F_{br} (MV/cm)	Référence
53	38	Saphir	Non	1	10	1650	1,65	[126]
39	16	Saphir	Non	1	3	381	1,27	[126]
39	16	Saphir	Non	1	2	>350	1,75	[115]
86	51	AlN	Non	9	15	1800	1,2	[127]
40	15	Saphir	SiN	1	10	1700	1,7	[116]
40	18	Saphir	SiN	1	2	359	1,8	[131]
100	85	Saphir	SiN	2	10	810	0,81	[112]
85	65	Saphir	Non	1,8	9	770	0,86	[118]
85	70	Saphir	SiN	2	2	510	2,56	[117]
85	70	Saphir	SiN	2	2	495	2,48	[119]
75	60	Saphir	SiN	0,13	0,77	45	0,58	[120]
100	5	Si	Non	2	26	1000	0,38	[122]
100	50	Saphir	SiN	2	40	4300	1,08	[123]
100	25	6H-SiC	Non	1,5	1,25	84	0,67	[113]
100	44	6H-SiC	Non	1,5	1,25	356	2,84	[113]
100	58	6H-SiC	Non	1,5	1,25	188	1,50	[113]

1.4.2.4 Tenue en température des HEMT à canal AlGaN

Enfin, la tenue en température des performances des HEMT à canal AlGaN est détaillée dans le Tableau 1.7 où sont regroupés les températures minimale T_{min} et maximale T_{max} des mesures, les rapports des densités de courant à l'état passant par rapport à l'état bloqué $J_{DS,on}/J_{DS,off}$ aux températures T_{min} et T_{max}, et la différence de densité de courant à l'état passant entre les températures T_{min} et T_{max}. La dégradation du courant à l'état passant dans les HEMT à canal AlGaN est réduite par rapport aux HEMT à canal GaN. En effet, sur la gamme de température 300–575 K, nous observons des réductions de l'ordre de 20–40%, là où la réduction pour le GaN est d'environ 80% [127]. Nous nous intéresserons davantage à ce phénomène dans le chapitres 4 portant sur l'investigation de la mobilité électronique, et dans le chapitre 6 étudiant les performances des HEMT à haute

température. L'utilisation de l'AlGaN pour améliorer la tenue en température est donc bien vérifiée et ouvre la voie des applications à haute température.

Tableau 1.7. *État de l'art de la tenue en température des HEMT à canal AlGaN : fraction molaire d'Al dans la barrière x_B, fraction molaire d'Al dans le canal x_C, températures minimale et maximale des mesures T_{min} et T_{max}, rapports des courants passant sur bloqué aux températures T_{min} et T_{max} $J_{DS,on}/J_{DS,off}$, et différence de densité de courant à l'état passant entre les températures T_{min} et T_{max} $\Delta J_{DS,sat}$.*

x_B (%)	x_C (%)	Substrat	T_{min} (K)	T_{max} (K)	$J_{DS,on}/J_{DS,off}$ @ T_{min}	$J_{DS,on}/J_{DS,off}$ @ T_{max}	$\Delta J_{DS,sat}$ (%)	Référence
51	24	AlN	300	575	–	–	-37	[132]
45	30	Saphir	300	475	10^8	10^8	-48	[129]
40	18	Saphir	300	550	–	–	-20	[131]
85	70	Saphir	300	775	2×10^{11}	3×10^6	-58	[133]
85	70	Saphir	220	475	8×10^9	5×10^7	-17	[117]
86	51	AlN	300	575	–	–	-20	[127]
100	60	AlN	300	575	–	–	+4	[128]
100	5	Si	300	425	–	–	-25	[122]

Il est important de noter que les HEMT à canal AlGaN que nous trouvons dans la littérature sont en majorité réalisés sur un substrat saphir, sinon SiC ou AlN. En revanche, hormis les HEMT étudiés dans les projets ACTION et HBV, il n'est fait état que d'un seul HEMT à canal AlGaN sur un substrat Si [122]. Comme évoqué dans l'introduction, le développement de structures sur substrat Si sera un des points clés de cette thèse.

Bilan du chapitre 1

Le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure de galium (GaN) et leur alliage ternaire AlGaN sont des semi-conducteurs dont l'effet de polarisation peut être exploité pour former un gaz bidimensionnel d'électrons lorsque l'on réalise une hétérostructure. Le choix de la fraction d'aluminium dans le ternaire AlGaN permet de contrôler les propriétés du matériau. Actuellement, les HEMT à canal GaN sur silicium sont disponibles sur le marché. Malgré leur mobilité électronique élevée pouvant atteindre 2000 cm²/(V.s), leurs capacités de fonctionnement sont limitées à des tensions inférieures à 650 V et à des températures ne dépassant pas 150°C. Les HEMT à canal AlGaN offrent des avantages significatifs pour surmonter en partie ces limitations. Grâce à la bande interdite plus large de l'AlGaN (> 3,43 eV), ces transistors peuvent supporter des tensions de fonctionnement plus élevées et présentent une dégradation moins importante de leurs performances à des températures élevées. Cependant, ces améliorations s'accompagnent d'une réduction des performances à

l'état passant, caractérisée par une augmentation de la résistance de contact et une diminution de la mobilité électronique. Ces modifications de performances sont directement influencées par la fraction d'aluminium utilisée dans les couches d'AlGaN. Afin d'analyser précisément l'impact de la teneur en aluminium, une caractérisation détaillée des HEMT est nécessaire. Ces méthodes de caractérisation et les modèles associés seront discutés dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

2 Description des hétérostructures, méthodes de caractérisation et modèles physiques

Ce chapitre va présenter les structures et les composants étudiés dans cette thèse en lien avec chaque projet. Les méthodes de caractérisation électrique et les configurations expérimentales pour évaluer les propriétés de transport, la présence de défauts dans les structures, et les performances des transistors vont également être détaillées. Enfin, les outils de simulation et les modèles physiques utilisés pour confronter les résultats expérimentaux seront décrits.

2.1 Structures et composants étudiés

2.1.1 Croissance et étapes technologiques

2.1.1.1 Présentation des structures étudiées

Comme présenté en introduction, cette thèse s'articule autour de trois projets : BREAkuP, ACTION et HBV. Pour la croissance des structures étudiées, il y aura donc aussi trois cas à distinguer. La Figure 2.1 schématise les structures étudiées, tandis que le Tableau 2.1 résume les épaisseurs et compositions de chaque structure. Premièrement, au sein du projet BREAkuP, une structure à canal GaN fin (PTC980), réalisée sur un substrat commercial en saphir (2 pouces) avec une couche de 6 µm d'AlN, a été étudiée. Dans le cadre du projet ACTION, quatre hétérostructures à canal AlGaN ont été étudiées (A2695, A2696, A2693, SH560). La croissance a été réalisée sur des substrats Si (111) (3 pouces pour A2695, A2696 et A2693 et 6 pouces pour SH560) sur lesquels 200 nm d'AlN ont été déposés par EasyGaN. Une structure plus simple de 155 nm d'AlN sur Si (111) réalisée par EasyGaN (SH670) a également été étudiée. Enfin, dans le cadre du projet HBV, la croissance d'une hétérostructure à canal AlGaN a été réalisée sur un substrat commercial AlN provenant de Hexatech (2 pouces). La croissance des hétérostructures, faite au CRHEA par l'équipe Electro, notamment Yvon Cordier, a été réalisée par épitaxie par jet moléculaire (MBE) assistée par du NH_3.

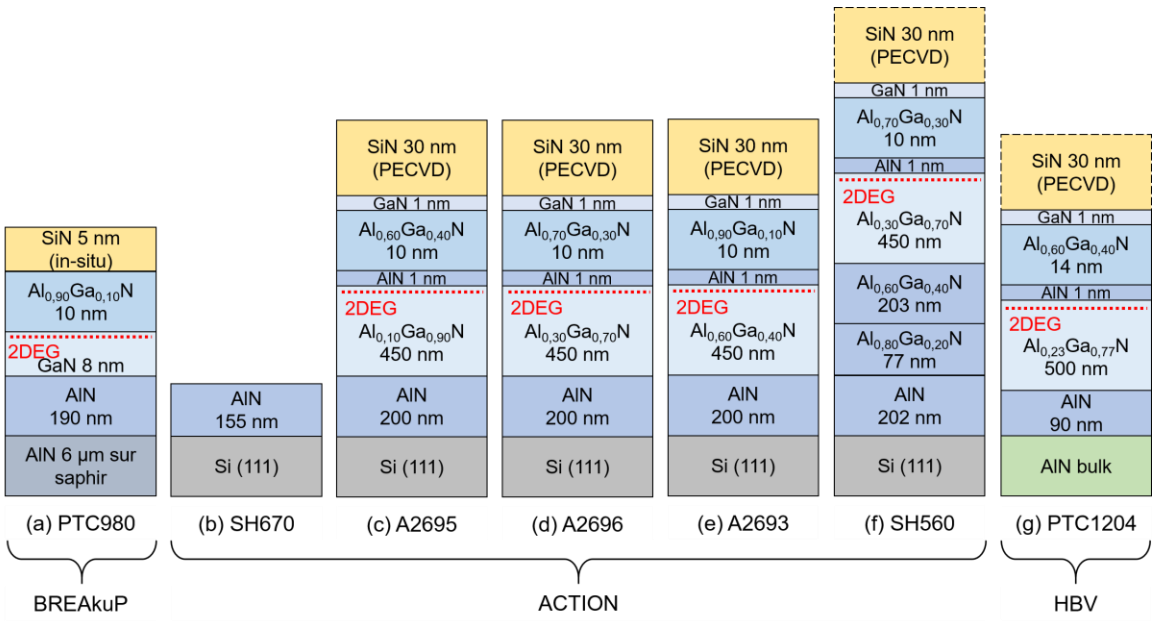


Figure 2.1. *Schéma d'une coupe transverse des structures étudiées (échelle non prise en compte) : (a) PTC980, (b) SH670, (c) A2695, (d) A2696, (e) A2693, (f) SH560, et (g) PTC1204. Les structures SH560 et PTC1204 ont été caractérisées avec et sans la couche SiN (pointillés).*

Tableau 2.1. *Résumé des compositions et des épaisseurs pour chaque hétérostructure étudiée. La structure SH670, uniquement composée d'un substrat Si (111) et d'une couche de nucléation de 155 nm d'AlN, n'est pas présentée dans ce tableau.*

Couche	PTC980	A2695	A2696	A2693	SH560	PTC1204
Substrat	AlN 6 µm sur saphir	Si (111)	Si (111)	Si (111)	Si (111)	AlN
Nucléation	AlN 190 nm	AlN 200 nm	AlN 200 nm	AlN 200 nm	AlN 202 nm	AlN 90 nm
Tampon	–	–	–	–	$Al_{0,8}Ga_{0,2}N$ $Al_{0,6}Ga_{0,4}N$ 77/203 nm	–
Canal	GaN 8 nm	$Al_{0,1}Ga_{0,9}N$ 450 nm	$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ 450 nm	$Al_{0,6}Ga_{0,4}N$ 450 nm	$Al_{0,3}Ga_{0,7}N$ 450 nm	$Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ 500 nm
Espaceur	–	AlN 1 nm	AlN 1 nm	AlN 1 nm	AlN 1 nm	AlN 1 nm
Barrière	$Al_{0,9}Ga_{0,1}N$ 10 nm	$Al_{0,6}Ga_{0,4}N$ 10 nm	$Al_{0,7}Ga_{0,3}N$ 10 nm	$Al_{0,9}Ga_{0,1}N$ 10 nm	$Al_{0,7}Ga_{0,3}N$ 10 nm	$Al_{0,6}Ga_{0,4}N$ 14 nm
Cap	SiN 5 nm	GaN 1 nm	GaN 1 nm	GaN 1 nm	GaN 1 nm	GaN 1 nm

2.1.1.2 Présentation des étapes technologiques

Les étapes technologiques pour la fabrication des composants ont été réalisées à l'IEMN par Jash Mehta. La Figure 2.2 représente l'empilement des masques de lithographie utilisés pour la réalisation des différents composants. A partir du masque de lithographie, les structures suivantes peuvent être réalisées : des transistors, des composants circulaires, des barres de Hall, un motif van der Pauw, et des motifs TLM (Transfer Line Method). Ainsi, nous pouvons déterminer les propriétés de transport à l'aide des barres de Hall et du motif van der Pauw. Les performances des transistors seront déterminées via la caractérisation de ceux-ci. Les composants circulaires serviront pour caractériser la présence de pièges ainsi qu'analyser la structure de grille. L'investigation des contacts ohmiques pourra se faire à partir des motifs TLM.

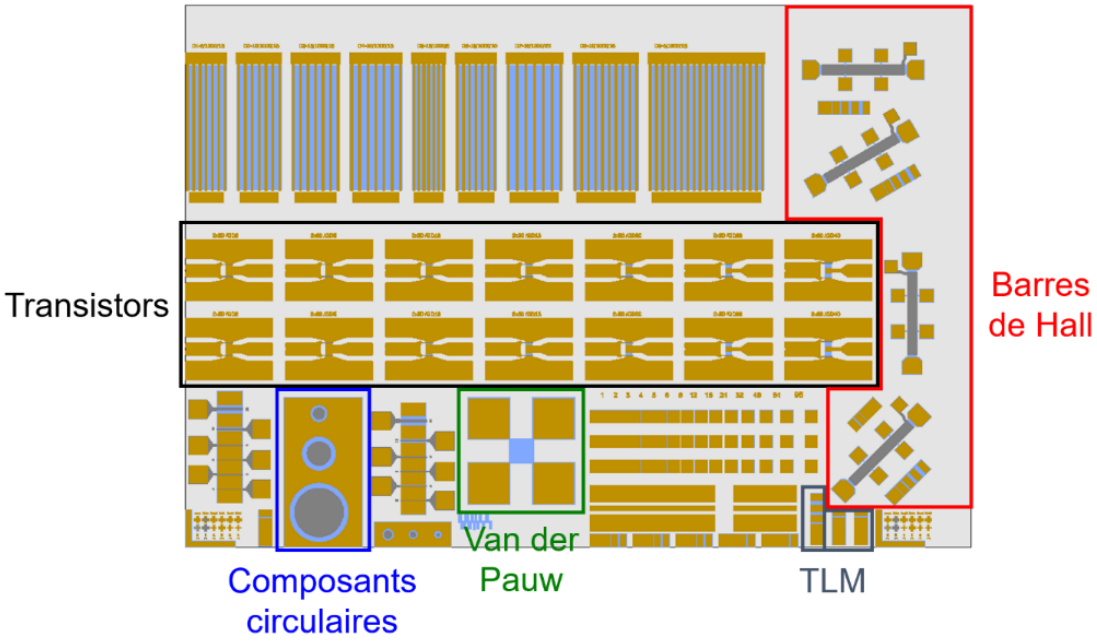


Figure 2.2. *Masque de lithographie général pour les structures A2695, A2696, A2693, SH560 et PTC1204. Les encadrés montrent les composants caractérisés : des transistors, des composants circulaires, des barres de Hall, un motif van der Pauw, et des motifs TLM.*

La Figure 2.3 schématise les étapes principales de fabrication, à l'aide des masques de la Figure 2.2. Dans un premier temps, une gravure ionique réactive (RIE) est effectuée pour graver d'environ 5 nm la barrière (Figure 2.3(a)) avec un plasma BCl_3/SF_6. Les contacts ohmiques (Ti/Al/Ni/Au 12/200/40/100 nm) sont ensuite déposés (Figure 2.3(b)) et un recuit rapide (RTA) à 875°C pendant 30s est effectué. Ensuite, une gravure plasma (BCl_3/SF_6, 220 nm pour les structures PTC980, A2695, A2696, A2693, 580 nm pour la structure SH560, et 620 nm pour la structure PTC1204) vient isoler les motifs et le 2DEG (Figure 2.3(c)). Une couche de SiN de 30 nm est déposée uniformément (Figure 2.3(d)) par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD). Le SiN est ensuite complétement gravé par RIE (SF_6) au niveau des contacts ohmiques (Figure 2.3(e)) pour permettre leur accès. Enfin, les contacts de grille (Ni/Au 20/200 nm) sont déposés par-dessus le SiN (Figure 2.3(f)). Dans le cas des structures SH560 et PTC1204, des structures ont été réalisées avec et sans SiN, à partir de la même épitaxie.

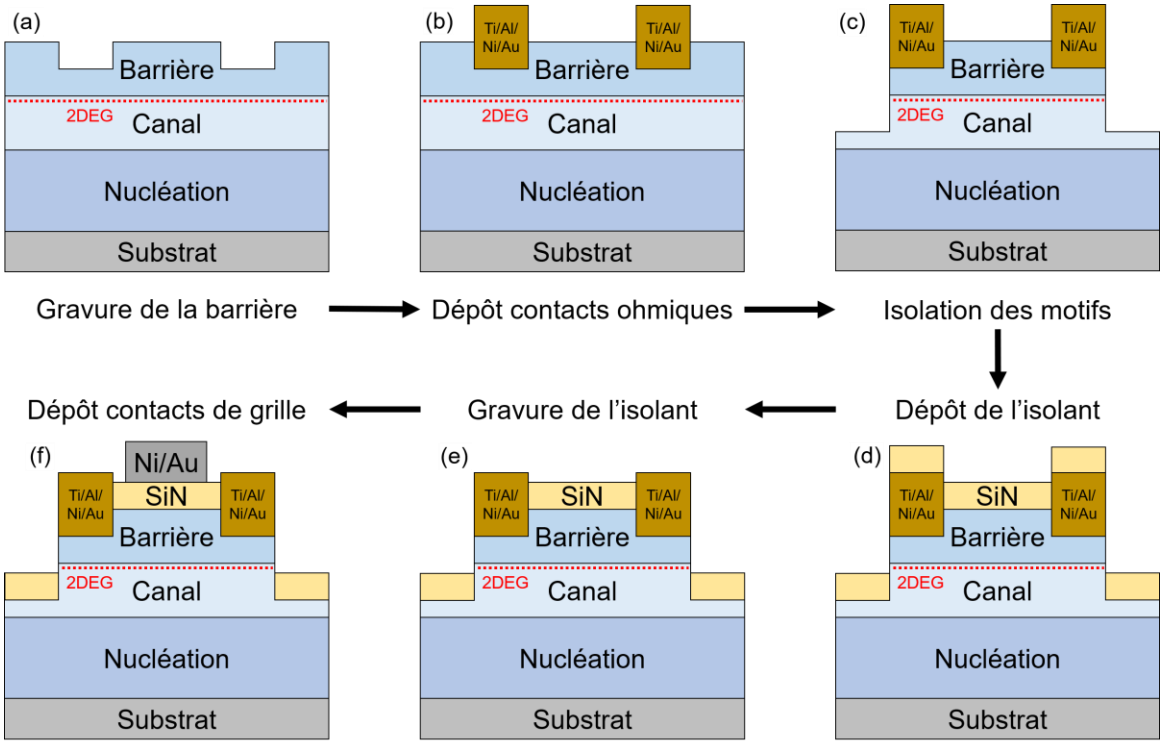


Figure 2.3. *Schéma général des étapes technologiques pour la fabrication des HEMT à base d'(Al,Ga)N à partir de l'empilement de couches : (a) gravure partielle de la barrière, (b) dépôt des contacts ohmiques suivi d'un recuit rapide, (c) isolation des motifs par une gravure, (d) dépôt de l'isolant, (e) gravure de l'isolant pour avoir accès aux contacts ohmiques, et (f) dépôt des contacts de grille.*

Deux exceptions sont à noter parmi les structures évoquées (PTC980 et SH670), pour lesquelles les masques et les étapes technologiques diffèrent légèrement. Dans le cas de la structure PTC980, une précédente version du masque de la Figure 2.2 a été utilisé, présenté sur la Figure 2.4(a). Un composant circulaire avec des contacts concentriques a été caractérisé. Le contact de grille de 100 µm de diamètre (Ni/Au 20/200 nm) est séparé du contact ohmique (Ti/Al/Ni/Au 12/200/40/100 nm) par un espace de 4 µm. Les barres de Hall sont cependant identiques à celles de la Figure 2.2. De plus, une couche de SiN *in-situ* de 5 nm a été déposée au lieu d'une couche de SiN 30 nm par PECVD. Pour la structure SH670, les étapes technologiques ont été réalisées à l'institut Néel par Edouardo Ghoussein. Un masque de lithographie (Figure 2.4(b)) a été conçu pour fabriquer des composants circulaires uniquement avec des contacts de grille Ni/Au 20/200 nm. Un seul composant a été caractérisé, avec un diamètre du contact intérieur de 100 µm et un espace de 25 µm.

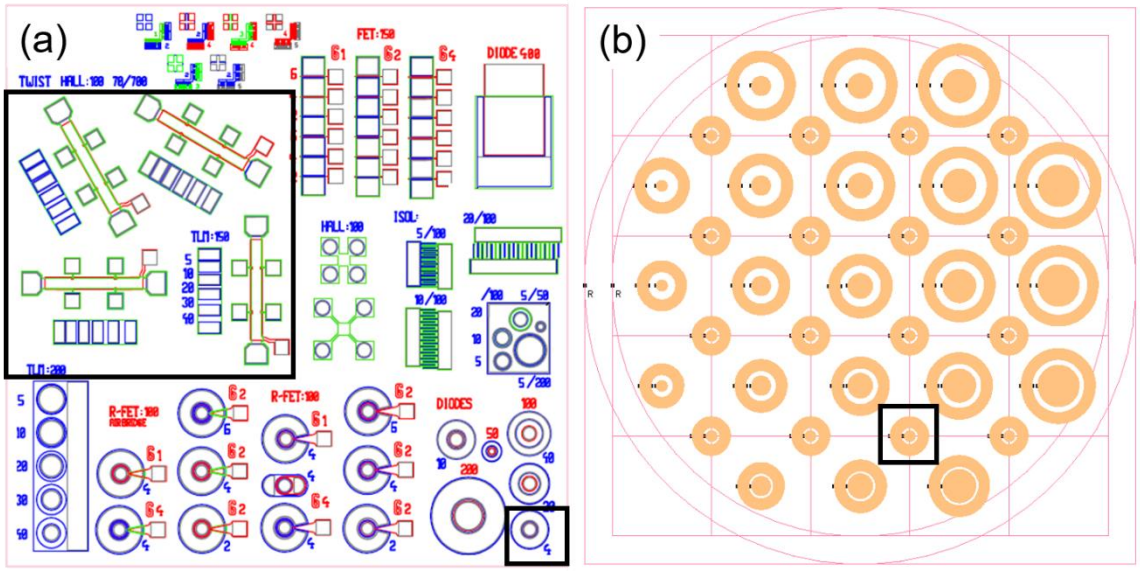


Figure 2.4. *Masque de lithographie utilisé pour la structure (a) PTC980 et (b) SH670. Les composants caractérisés pour chaque structure sont entourés en noir, à savoir les barres de Hall et un composant circulaire pour la structure PTC980, et un composant circulaire pour la structure SH670.*

2.1.1.3 Présentation des composants étudiés

Les transistors (Figure 2.5(a)) possèdent une longueur de grille L_G de 2 µm, la largeur du canal W_C est de 50 µm, une distance grille-source d_{GS} de 2,75 µm et une distance grille-drain d_{GD} variable de 2 à 40 µm. La longueur du canal L_C est ainsi variable. Les composants circulaires (Figure 2.5(b)) sont constitués d'un contact de grille central de 90, 190 et 390 µm de diamètre, et d'un contact ohmique autour, espacé d'une distance de 25 µm pour le diamètre de 90 µm et de 45 µm pour les diamètres de 190 et 390 µm. Les motifs TLM (Figure 2.5(c)) sont des contacts rectangulaires de 100 µm de longueur et 50 µm de largeur, avec un espace entre deux contacts de 2 à 40 µm. Le motif van der Pauw (Figure 2.5(d)) est un carré de côté W_H de 200 µm avec des contacts ohmiques de 10 µm de côté sur chaque bord du motif, étendus pour déposer les pointes. Les barres de Hall (Figure 2.5(e)) possèdent une longueur de 700 µm, une largeur W_H de 70 µm, et possèdent quatre bras de 25 µm de longueur et de 6 µm de largeur, avec un espace entre deux bras L_H de 283 µm. Un contact de grille est déposé par-dessus les barres de Hall mais n'a pas été utilisé dans ce travail.

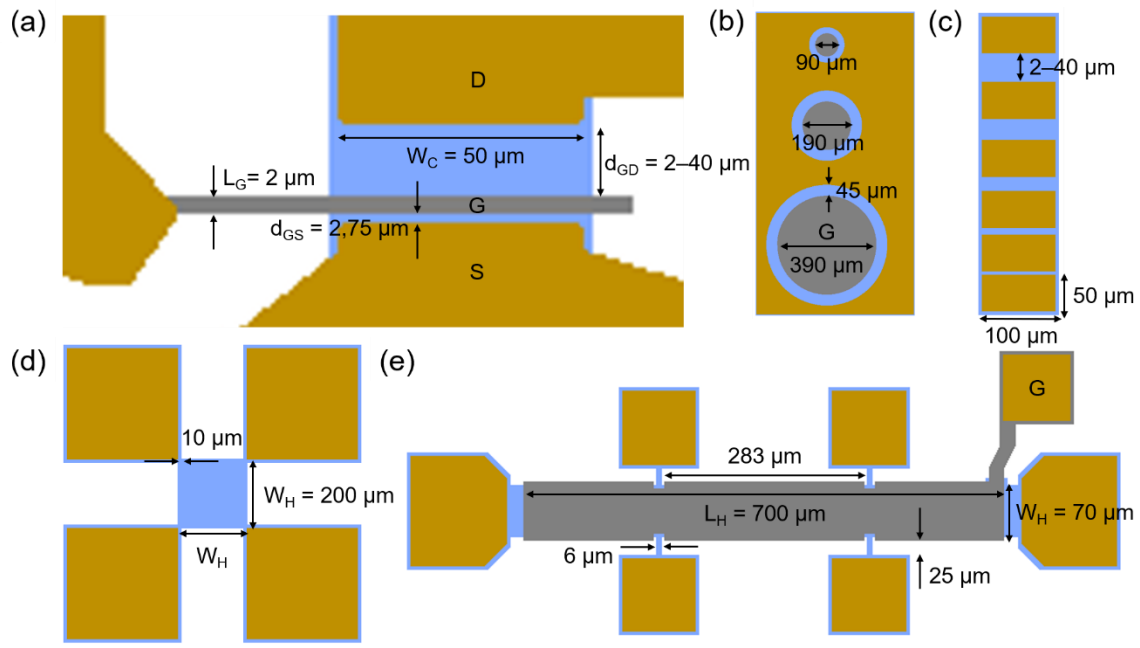
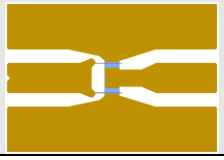
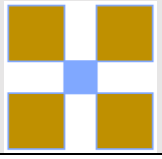
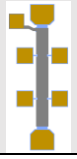


Figure 2.5. *Schéma des composants étudiés pour les structures A2695, A2696, A2693, SH560, et PTC1204, avec les dimensions caractéristiques de chacun : (a) transistor, (b) composant circulaire, (c) motif TLM, (d) motif van der Pauw, et (e) barre de Hall.*

Tableau 2.2. *Bilan des composants caractérisés pour chaque hétérostructure.*

Composant	Composant circulaire	Transistor	Motif van der Pauw	Barre de Hall	Motif TLM
Forme					
PTC980	✓	✓	×	✓	×
SH670	✓	–	–	–	–
A2695	✓	✓	×	✓	×
A2696	✓	✓	×	✓	×
A2693	✓	✓	×	✓	×
SH560	✓	✓	✓	×	✓
PTC1204	✓	✓	✓	×	×

Maintenant que les structures à disposition dans cette thèse ont été présentées, nous allons détailler les méthodes de caractérisation électriques employées pour étudier les propriétés de transport électronique, la présence de pièges électriquement actifs, et les performances des transistors.

2.2 Méthodes de caractérisation électrique en température

2.2.1 Mesures statiques

2.2.1.1 Mesures de courant-tension et capacité-tension

Les caractéristiques statiques présentées dans cette thèse ont été obtenues à l'aide d'une station de mesure sous vide, schématisée sur la Figure 2.6. Les mesures I(V) ont été effectuées à l'aide d'un Keithley 2612B possédant deux sources de mesures (SMU) et reliées par des câbles triaxiaux. Ainsi, des mesures I(V) ont donc pu être effectuées sur des composants à deux terminaux (TLM et composants circulaires), à trois terminaux (transistors), et à quatre terminaux (barres de Hall et van der Pauw). La limite de détection en courant du Keithley 2612B est de 10^{-12} A et sa plage maximale de polarisation est de ± 200 V. Les mesures de capacité en fonction de la tension C(V) ont été effectuées avec l'appareil ModuLab XM MTS Solartron, relié par des câbles coaxiaux. La fréquence du signal AC peut varier de 0,1 Hz à 1 MHz avec une amplitude du signal de 50 mV et une polarisation maximale de ± 100 V. Un système PhysTech FT-1230, utilisé pour effectuer les mesures DLTS, a également été utilisé pour des mesures I(V) et C(V), relié par des câbles coaxiaux. La limite de détection du courant est de 10^{-12} A, la limite de détection de la capacité est de 10^{-13} F avec une fréquence de mesure fixe de 1 MHz, et la plage de polarisation maximale est de ± 100 V. La station de mesure sous pointes est équipée d'un microscope binoculaire et de micromanipulateurs permettant un contrôle précis des déplacements des pointes grâce à des moteurs piézoélectriques. La température des échantillons est contrôlée à l'aide d'un système de refroidissement Linkam allant de 77 à 600 K et d'une sonde à résistance Pt100 placée sur le porte-échantillon pour la vérification de la température.

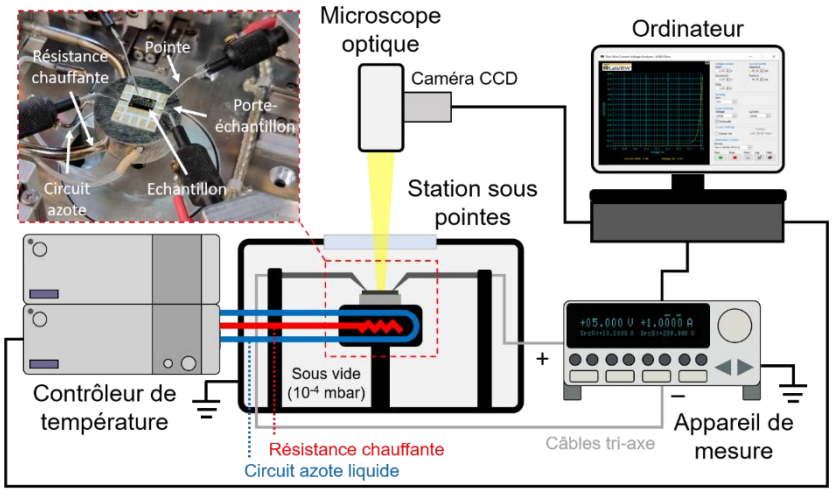


Figure 2.6. *Configuration expérimentale des mesures statiques I(V) et C(V) dans la station sous pointes, avec une photographie du porte-échantillon de la station sous pointes en haut à gauche.*

2.2.1.2 Paramètres extraits des mesures statiques

Les mesures de courant en fonction de la tension I(V) permettent l'extraction de paramètres reflétant les performances du composant, directement reliées à la qualité des matériaux et des interfaces (présence de pièges, dislocations). La caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ ($J_{DS} = I_{DS}/W_C$), qui est la densité de courant drain-source en fonction de la tension grille-source permet d'obtenir de nombreuses informations sur les performances du transistor. Dans le cas idéal, illustré sur la Figure 2.7(a), cette caractéristique serait une marche telle que $J_{DS} = 0$ pour $V_{GS} < V_{th}$, et $J_{DS} = J_{DS,on}$ pour $V_{GS} > V_{th}$. En pratique, la densité de courant à l'état bloqué n'est jamais totalement nulle, et le passage de bloqué à passant (ou l'inverse) n'est pas instantané. Comme illustré sur la Figure 2.7(b), il est possible d'extraire d'une caractéristique $J_{DS}(V_{GS})$ en échelle semi-log, la tension de seuil V_{th}, ici déterminée comme la tension pour laquelle la densité de courant commence à augmenter (souvent notée V_{on}), les densités de courant drain-source à l'état passant $J_{DS,on}$ et à l'état bloqué $J_{DS,off}$, et la pente sous le seuil SS. L'acquisition de la caractéristique de transfert à différentes températures permet d'observer l'évolution de ces paramètres avec la température. La mesure de la caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ permet d'extraire la résistance spécifique à l'état passant $R_{on,sp}$ en régime linéaire.

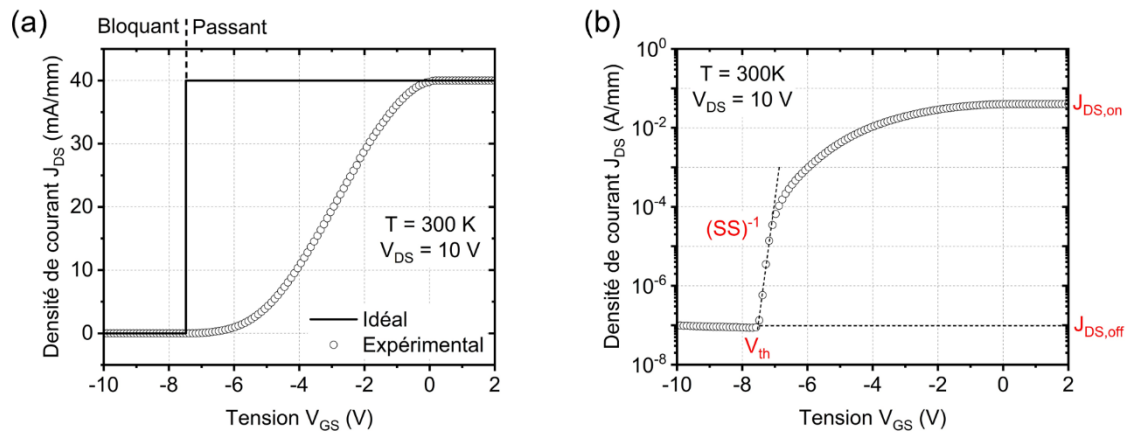


Figure 2.7. *(a) Caractéristique de transfert (échelle de densité de courant linéaire) idéale (ligne) et expérimentale (symboles) d'un HEMT. (b) Paramètres extraits de la même caractéristique de transfert (échelle de densité de courant semi-logarithmique) : tension de seuil V_{th}, densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, et pente sous le seuil SS.*

La mesure C(V), illustrée sur la Figure 2.8(a) permet d'obtenir des paramètres importants pour la compréhension du fonctionnement du composant. Pour une hétérostructure, la capacité d'un contact métal semi-conducteur (MS) C_{MS} et la capacité d'un contact métal isolant semi-conducteur (MIS) C_{MIS}, sont respectivement données par

$$\frac{1}{C_{MS}} = \frac{1}{C_B} + \frac{1}{C_{SC}(V_G)} \tag{2.1}$$

$$\frac{1}{C_{MIS}} = \frac{1}{C_D} + \frac{1}{C_B} + \frac{1}{C_{SC}(V_G)} \tag{2.2}$$

où $C_B = \varepsilon_B/d_B$ est la capacité de la barrière avec respectivement ε_B et d_B la permittivité relative et l'épaisseur de la barrière, $C_D = \varepsilon_D/d_D$ est la capacité de l'isolant avec respectivement ε_D et d_D la permittivité relative et l'épaisseur du diélectrique, et C_{SC} est la capacité du semi-conducteur dépendante de la tension de grille V_G. La capacité d'une structure MIS sera donc plus faible que la capacité d'une structure MS. De plus, la présence de l'isolant entraînera un décalage de la tension de seuil vers les tensions négatives dû à la chute de potentiel dans le diélectrique. La densité de charge du 2DEG en fonction de la tension de grille (Figure 2.8(a)) peut être déterminée grâce à une mesure $C(V_G)$, et l'équation [134]

$$n_{C(V)}(V_G) = \frac{1}{q}\int_{-\infty}^{V_G} C_S(V_G)\,dV_G \tag{2.3}$$

où $n_{C(V)}$ est la densité du 2DEG déterminée par la mesure $C(V_G)$, V_G est la tension de grille appliquée, et $C_S = C/S$ est la capacité surfacique, avec S la surface du contact de grille. Par ailleurs, la mesure $C(V_G)$ permet aussi de déterminer le profil de densité volumique de charges $N_{C(V)}$ en fonction de la profondeur sondée $z_{C(V)}$ (Figure 2.8(b)), d'après les équations suivantes [135]

$$z_{C(V)} = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0 S}{C(V_G)} \tag{2.4}$$

$$N_{C(V)}(z_{C(V)}) = \frac{C^3(V_G)}{q\varepsilon_r \varepsilon_0 S^2(\partial C(V_G)/\partial V_G)} \tag{2.5}$$

où ici ε_r correspond à la constante diélectrique statique du semi-conducteur constituant le canal. Le profil de $N_{C(V)}$ en fonction de $z_{C(V)}$ permet de déterminer expérimentalement la position du 2DEG dans le canal, son épaisseur moyenne Δd, ainsi que le dopage résiduel (impuretés, défauts) dans le canal (minimum de $N_{C(V)}$), noté N_B, directement relié à la qualité de la croissance des couches.

Les mesures statiques de courant-tension et de capacité-tension, réalisées en fonction de la température, permettent donc d'obtenir une quantité importante d'informations sur le composant étudié, et par conséquent sur l'hétérostructure. Toutefois, ces méthodes de caractérisation ne permettent pas l'accès aux propriétés de transport dans une hétérostructure. Pour cela, nous caractériserons les structures via l'effet Hall.

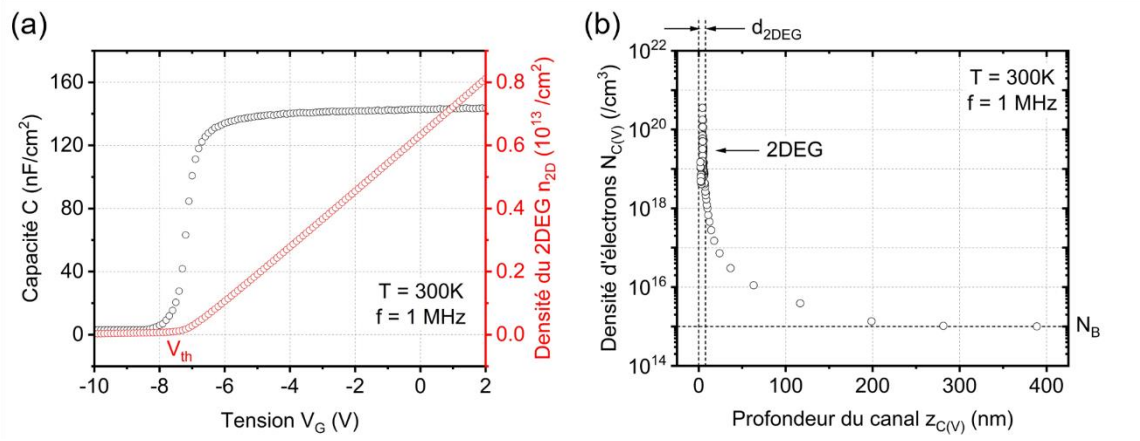


Figure 2.8. *(a) Caractéristique capacité-tension $C(V_G)$ (noir) et évolution de la densité du 2DEG n_{2D} (rouge) en fonction de la tension de grille. (b) Profil de densité d'électrons $N_{C(V)}$ en fonction de la profondeur $z_{C(V)}$.*

2.2.2 Détermination des propriétés de transport électronique par effet Hall

2.2.2.1 Théorie de l'effet Hall

L'effet Hall est un phénomène physique permettant de déterminer les propriétés de transport électronique dans un matériau semi-conducteur. Si une densité de courant électrique J_X traverse un matériau semi-conducteur soumis à un champ magnétique B_Z perpendiculaire à la densité de courant, il en résulte une tension V_Y perpendiculairement à J_X et B_Z.

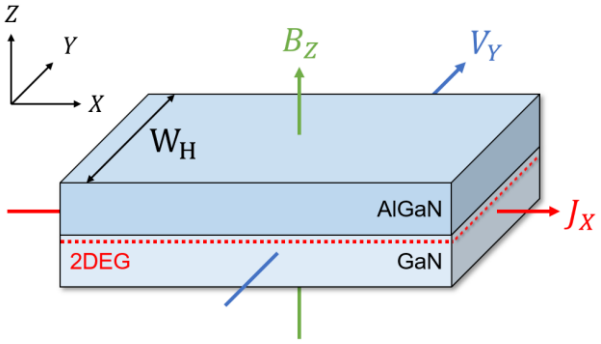


Figure 2.9. *Représentation schématique d'une hétérostructure AlGaN/GaN traversée par un courant J_X et par un champ magnétique B_Z : il en résulte une tension de Hall V_Y.*

Considérons une hétérostructure AlGaN/GaN, comme illustré en **Figure 2.9**, de longueur L_H et de largeur W_H, où seuls les électrons du 2DEG participent au transport. Dans le cas d'un 2DEG, nous pouvons considérer que l'épaisseur selon l'axe Z est négligeable. Dans la direction X, le courant est décrit par [136]

$$J_X = qnv_X \tag{2.6}$$

Comme expliqué dans le chapitre précédent, dans un régime de faible champ électrique, nous pouvons supposer que la mobilité électronique est indépendante

du champ électrique, soit que $v_X(F_X) = \mu_n F_X$. La densité de courant J_X s'exprime alors

$$J_X = qn\mu_n F_X \tag{2.7}$$

Sous l'effet du champ magnétique B_Z, les porteurs de charge circulant dans la direction Y sont soumis à la force de Lorentz $qv_X B_Z$. Étant donné qu'il n'y a pas de courant le long de la direction Y à l'état stationnaire, la force induite par le champ de Hall, qF_Y, le long de l'axe Y compense la force de Lorentz de telle sorte que les porteurs de charge se déplacent dans une trajectoire parallèle au champ électrique appliqué F_X, soit [136]

$$v_X B_Z = F_Y \tag{2.8}$$

Avec la même analyse que celle de la direction X, nous pouvons écrire $v_Y(F_Y) = \mu_n F_Y$. La densité de courant $J_Y = qnv_Y$, nulle dans la direction Y, s'exprime donc [136]

$$J_Y = qn\mu_n(F_Y + \mu_n F_X B_Z) = 0 \tag{2.9}$$

Nous en déduisons alors le champ électrique dans la direction Y

$$F_Y = -\mu_n F_X B_Z = \frac{-J_X B_Z}{qn} \tag{2.10}$$

La tension dans la direction Y peut s'exprimer $V_Y = -W_H F_Y$ et le courant dans la direction X est donné par $I_X = W_H J_X$. Ainsi, la tension dans la direction Y vaut [136]

$$V_Y = \frac{I_X B_Z}{qn} \tag{2.11}$$

Nous en déduisons ainsi la valeur de la concentration de porteurs

$$n = \frac{I_X B_Z}{qV_Y} \tag{2.12}$$

Nous rappelons l'expression de la résistivité [136]

$$\rho = \frac{1}{qn\mu_n} \tag{2.13}$$

Les études expérimentales du transport des électrons impliquent généralement la mesure d'une mobilité de Hall qui est plus élevée que la mobilité de dérive en raison d'un facteur de Hall r_H, dépendant du temps de relaxation moyen des porteurs de charge $\tau_m(E)$, tel que [135,137]

$$r_H = \frac{\langle \tau_m^2(E) \rangle}{\langle \tau_m(E) \rangle^2} \tag{2.14}$$

Ainsi, ce qui est mesuré par effet Hall, ce sont la concentration de Hall n_H et la mobilité de Hall μ_H, qui diffèrent respectivement de la concentration d'électrons n et de la mobilité électronique μ_n par le facteur de Hall r_H, de telle sorte que $n_H = n/r_H$, soit $\mu_H = r_H\mu_n$ [136]. Dans un cas dégénéré, comme pour un 2DEG, l'occupation des électrons est donnée par la statistique de Fermi-Dirac, dont la dérivée peut être approximée à l'unité proche du niveau de Fermi et à zéro ailleurs, soit $\delta(E - E_F)$ [138]. Dans ce cas, le temps de relaxation moyen des électrons peut être considéré comme indépendant de l'énergie ($\tau_m(E) \approx \tau_m$). Dans cette hypothèse, le facteur de Hall r_H est égal à l'unité, impliquant $n_H = n$ et $\mu_H = \mu_n$. Par la suite, les notations n_H et μ_H seront conservées pour indiquer que les valeurs de la densité du 2DEG et de la mobilité électronique ont été obtenues par effet Hall. Ainsi, la mobilité de Hall sera finalement exprimée

$$\mu_H = \frac{1}{q\rho n_H} \tag{2.15}$$

2.2.2.2 Configuration expérimentale utilisée pour les mesures d'effet Hall

Les mesures d'effet Hall ont été effectuées au L2C avec la configuration expérimentale présentée en Figure 2.10. L'échantillon, collé et relié sur une céramique, est placé dans un cryostat, sous vide. La source de courant provient d'un Keithley K6220, la mesure de tension est effectuée avec un Keithley K2010 et un scrutateur de voies Keithley K7001 est utilisé pour sélectionner les contacts. Un régulateur de température LakeShore assure la stabilisation de la température entre 10 et 600 K, sous gaz hélium pour le refroidissement jusqu'à 10 K. Une alimentation de courant de l'électro-aimant contrôle l'intensité du champ magnétique sur une gamme allant jusqu'à ± 1 T.

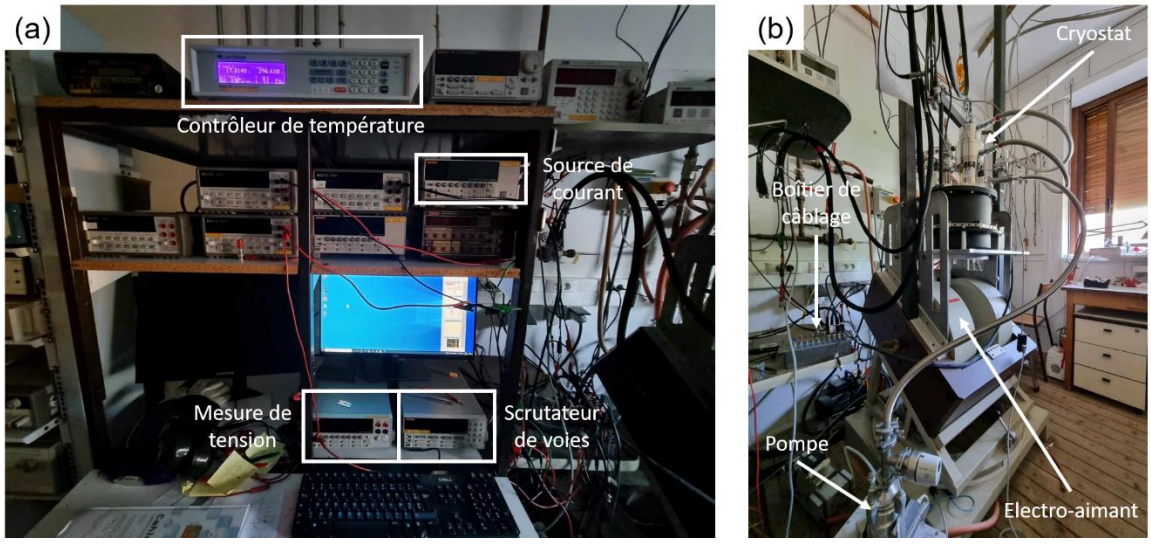


Figure 2.10. *(a) Appareils de mesure et de contrôle de la température. (b) Cryostat et électro-aimant pour la mesure d'effet Hall.*

Un test d'ohmicité doit précéder toute mesure, en particulier dans le cas de contacts très résistifs, ce qui est le cas pour des composants riches en Al. Cela revient à choisir une plage de courant telle que la résistance soit constante, comme illustré en Figure 2.11(a). Cette plage peut également varier avec la température, il convient donc de s'assurer de l'ohmicité à différentes températures.

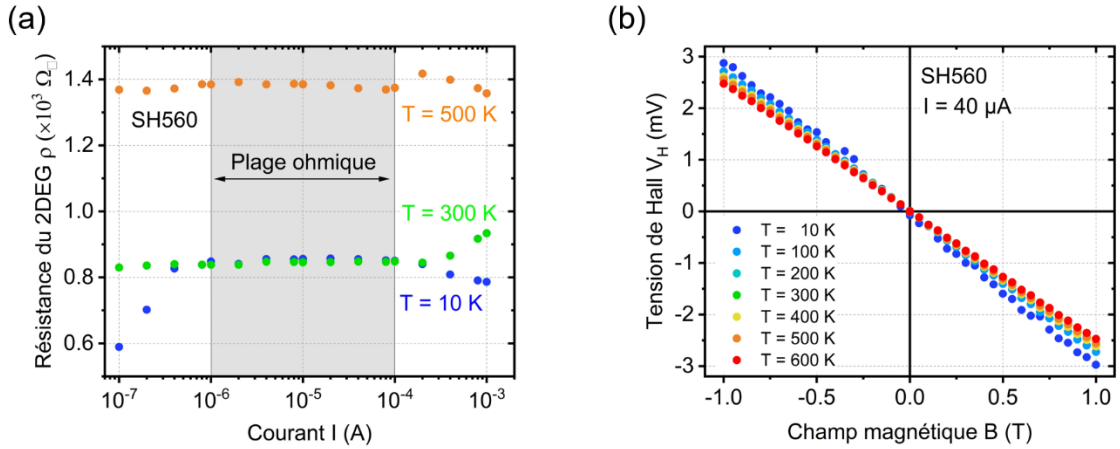


Figure 2.11. *(a) Détermination de la plage d'ohmicité pour une structure van der Pauw à différentes températures. (b) Tension de Hall V_H en fonction du champ magnétique B à différentes températures. La pente de ces courbes permet de déterminer la densité de Hall n_H aux températures choisies.*

2.2.2.3 Détermination de la résistivité du 2DEG

En fonction de la géométrie (forme) des composants étudiés, deux techniques de mesure ont été utilisées. Dans le cas de composants en forme de parallélépipède, aussi appelé barre de Hall (Figure 2.12(a)), la mesure de résistivité du 2DEG ρ se fait en injectant un courant entre les contacts 5 et 6, et la tension est mesurée entre les contacts 1 et 2, et 4 et 3. Dans ce cas, les lignes de courant sont parallèles à l'axe longitudinal de l'échantillon et la résistance est simplement donnée par la loi d'Ohm, par exemple $R_{12} = V_{12}/I_{56}$. La résistivité du 2DEG est alors donnée par la moyenne des mesures dans les deux sens du courant [135]

$$\rho = \frac{W_H}{L_H}\left(\frac{R_{12} + R_{43} + R_{21} + R_{34}}{4}\right) \tag{2.16}$$

Dans le cas de composants de forme carrée (Figure 2.12(b)), la méthode de van der Pauw (VDP) est appliquée. Le courant est injecté entre deux contacts d'un même bord de la structure, par exemple entre 1 et 2, et la tension est mesurée entre les contacts opposés 4 et 3, ce qui donne $R_{43} = V_{43}/I_{12}$. De manière similaire, il faut effectuer toutes les configurations possibles, par permutation circulaire, pour obtenir les autres résistances. La résistivité du 2DEG est donnée par [135]

$$\rho = \frac{\pi}{2\ln(2)} \frac{R_{12} + R_{43} + R_{14} + R_{23} + R_{21} + R_{34} + R_{41} + R_{32}}{8} f_{VDP} \qquad (2.17)$$

où f_{VDP} est un facteur correctif compris entre 0 et 1 qui dépend du rapport des résistances. Dans notre cas où les motifs sont carrés et homogènes, $f_{VDP} = 1$ [135].

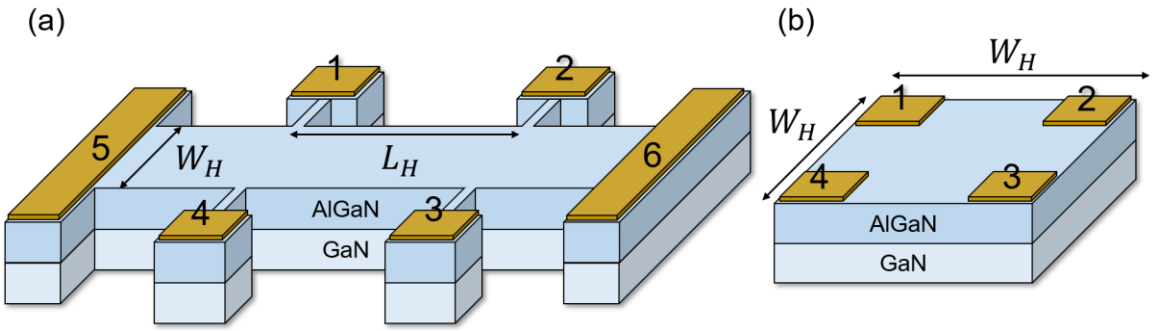


Figure 2.12. *Schéma (a) d'une barre de Hall et (b) d'une structure van der Pauw carrée.*

2.2.2.4 Détermination de la densité de Hall

Pour une barre de Hall, la mesure de V_H se fait en injectant un courant entre les contacts 5 et 6, puis la tension est mesurée perpendiculairement au sens du courant, entre les contacts 1 et 4, et entre les contacts 2 et 3. Lors de la mesure de la tension de Hall, la tension mesurée est généralement la résultante de deux composantes : la tension de Hall V_H, et la tension d'offset V_{offset}, telles que $V_m = V_H + V_{offset}$, où V_m est la tension mesurée. La tension parasite V_{offset} est issue de différents facteurs tels qu'un mauvais alignement des contacts, une inhomogénéité du matériau, un effet thermoélectrique, ou du bruit de mesure. Afin de supprimer ces effets parasites, la série de mesure est à nouveau effectuée en changeant le sens du courant et du champ magnétique. Ainsi, nous mesurons par exemple $V_{14}(+B,+I)$, $V_{14}(+B,-I)$, $V_{14}(-B,+I)$ et $V_{14}(-B,-I)$ (et de même pour V_{23}). La tension de Hall est alors la moyenne de ces composantes

$$\overline{V_{14}} = \frac{V_{14}(+B,+I) - V_{14}(+B,-I) - V_{14}(-B,+I) + V_{14}(-B,-I)}{4} \qquad (2.18)$$

$$\overline{V_{23}} = \frac{V_{23}(+B,+I) - V_{23}(+B,-I) - V_{23}(-B,+I) + V_{23}(-B,-I)}{4} \qquad (2.19)$$

$$V_H = \frac{1}{2}(\overline{V_{14}} + \overline{V_{23}}) \qquad (2.20)$$

où les différentes contributions parasites sont soustraites via les mesures symétriques. Pour la détermination de la tension de Hall V_H avec une structure van der Pauw, le courant est injecté entre deux contacts opposés par rapport au centre du motif, tandis que la tension est mesurée entre les deux autres contacts. La tension de Hall sera donnée par

$$\overline{V_{13}} = \frac{V_{13}(+B,+I) - V_{13}(+B,-I) - V_{13}(-B,+I) + V_{13}(-B,-I)}{4} \quad (2.21)$$

$$\overline{V_{24}} = \frac{V_{24}(+B,+I) - V_{24}(+B,-I) - V_{24}(-B,+I) + V_{24}(-B,-I)}{4} \quad (2.22)$$

$$V_H = \frac{1}{2}(\overline{V_{13}} + \overline{V_{24}}) \quad (2.23)$$

La détermination de la densité de Hall présentée précédemment se fait pour une valeur de champ magnétique fixe, mais il est aussi possible de déterminer n_H en utilisant un balayage de champ magnétique. La seconde méthode (Figure 2.11(b)) est bien plus précise que la première mais prend plus de temps, elle a donc été effectuée avec des intervalles plus larges de température pour confirmer la fiabilité des mesures. Sur la Figure 2.11(b), une dépendance linéaire entre V_H et B est observée, et la densité de Hall est obtenue via l'approximation linéaire

$$n_H = \frac{I}{q}\frac{\Delta B}{\Delta V_H} \quad (2.24)$$

2.2.3 Détection de pièges électriquement actifs

2.2.3.1 Détermination du taux d'émission d'un électron piégé

La Figure 2.13 présente les configurations de capture et d'émission possibles dans la bande interdite d'un semi-conducteur : la capture d'un électron c_n de la bande de conduction E_C sur un niveau de piège E_T, l'émission d'un électron e_n, de E_T vers E_C, la capture d'un trou c_p de la bande de valence E_V vers E_T, et l'émission d'un trou e_p de E_T vers E_V.

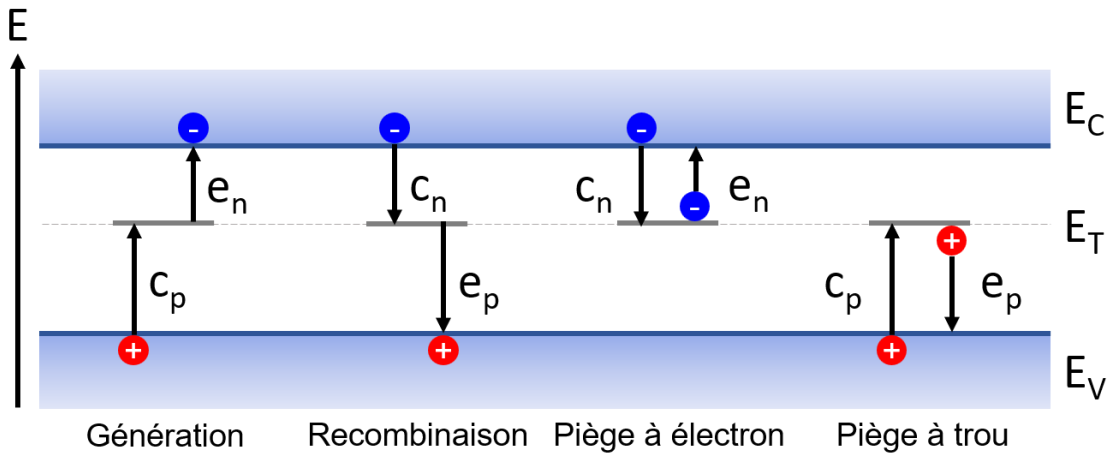


Figure 2.13. *Mécanismes possibles de capture et d'émission de porteurs : capture d'un électron c_p, émission d'un électron e_n, capture d'un trou c_p, et émission d'un trou e_p.*

L'évolution de la population d'électrons n_T sur le niveau de piège E_T au cours du temps s'exprime [139]

$$\frac{dn_T}{dt} = (e_p + c_n)(N_T - n_T) - (e_n + c_p)n_T \tag{2.25}$$

où N_T est la concentration du défaut dans le matériau. A l'équilibre thermodynamique, $dn_T/dt = 0$, ce qui implique

$$e_n n_T = c_n(N_T - n_T) \tag{2.26}$$

En considérant un semi-conducteur de type n et un piège à électrons, la probabilité pour que le niveau d'énergie du piège E_T soit occupé par un électron est donnée par la distribution de Fermi-Dirac f_T [138] telle que

$$n_T = f_T N_T = \frac{N_T}{1 + \exp\left(\frac{E_T - E_F}{k_B T}\right)} \tag{2.27}$$

où E_F est le niveau de Fermi, k_B est la constante de Boltzmann et T est la température. Le taux d'émission des électrons est donc exprimé par

$$e_n = c_n \exp\left(\frac{E_T - E_F}{k_B T}\right) \tag{2.28}$$

avec le taux de capture des électrons [139]

$$c_n = \sigma_n v_{T,n} n \tag{2.29}$$

où σ_n est la section efficace de capture apparente du piège, et $v_{T,n}$ est la vitesse thermique des électrons. La concentration d'électrons dans la bande de conduction n vaut

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{k_B T}\right) \tag{2.30}$$

Ce qui permet d'écrire le taux d'émission des électrons comme

$$e_n = \sigma_n v_{T,n} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{k_B T}\right) \tag{2.31}$$

La densité d'états dans la bande de conduction N_C et la vitesse thermique des électrons $v_{T,n}$ s'expriment [139]

$$N_C = 2\left(\frac{2m_n^* \pi k_B T}{h^2}\right)^{3/2} \tag{2.32}$$

$$v_{T,n} = \left(\frac{3k_B T}{m_n^*}\right)^{1/2} \tag{2.33}$$

Le taux d'émission des électrons peut donc s'exprimer

$$e_n = \gamma_n T^2 \sigma_n \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{k_B T}\right) \tag{2.34}$$

où γ_n est donné par

$$\gamma_n = N_C v_{T,n}/T^2 \tag{2.35}$$

qui, par commodité, peut être simplifié par l'expression $\gamma_n = 3{,}25 \times 10^{21}(m_n^*/m_0)\ /(cm^2.s.K^2)$. Le terme γ_n ne dépend que de la masse effective des électrons m_n^*, i.e. du matériau considéré.

2.2.3.2 Généralités sur les spectroscopies de transitoires

Pour détecter les niveaux profonds, l'idée de base de la mesure de spectroscopie de transitoires est de remplir les niveaux de pièges avec des porteurs de charge, puis d'émettre ces porteurs piégés pour enregistrer le transitoire d'une quantité physique. La zone sondée sera définie par la zone de déplétion, directement liée au type de composant. L'émission thermique sera souvent limitée par la température supportée par le composant (contacts, passivation) ou par les matériaux eux-mêmes, ce qui conduit souvent à une plage de détection maximale de 1 à 1,5 eV pour les pièges profonds.

Tableau 2.3. *Type de transitoire à privilégier selon les caractéristiques du composant.*

Paramètre	Transitoire de capacité	Transitoire de courant
Distinction du type de piège (électron / trou)	✓	×
Meilleur rapport signal sur bruit	✓	×
Matériau résistif	×	✓
Composant de petite taille	×	✓

Plusieurs catégories de spectroscopie de transitoires sont à distinguer, selon le type de remplissage, le type d'émission, et la grandeur physique acquise lors du transitoire. Dans le cas d'un remplissage électrique et d'une émission thermique, le terme DLTS est utilisé, noté C-DLTS quand il s'agit d'une acquisition de transitoires de capacité, et I-DLTS pour des transitoires de courant. Le type de transitoire à enregistrer est à choisir en fonction des spécificités du composant. Les transitoires de capacité permettent de différencier les émissions de porteurs majoritaires et minoritaires par le signe du signal, là où ce n'est pas le cas pour les transitoires de courant. De plus, les transitoires de capacité permettent d'obtenir un meilleur rapport signal sur bruit par rapport aux transitoires de courant. Pour les composants de petite taille, la capacité peut être trop faible pour effectuer des mesures correctes et avoir un bon rapport signal sur bruit, ce qui ne pose aucun

problème pour les transitoires de courant. Le Tableau 2.3 résume le type de transitoire à privilégier selon les paramètres évoqués précédemment.

2.2.3.3 Spectroscopie de transitoires de niveaux profonds (DLTS)

Considérons le cas simple d'une diode Schottky de type n, dont la structure de bande simplifiée est présentée sur la Figure 2.14(a). Une tension inverse V_R est appliquée sur le contact Schottky, de sorte qu'une zone de déplétion W_R apparaisse Une tension d'impulsion $V_P > V_R$ est ensuite appliquée pendant un temps t_P. La zone de déplétion est alors réduite à $W_P < W_R$, ce qui permet aux électrons d'être piégés sur le niveau énergétique E_T. La tension appliquée est à nouveau fixée à V_R, élargissant à nouveau la zone de déplétion W_R et plaçant le niveau E_T au-dessus du niveau de Fermi E_F. Les électrons piégés qui se situent dans la zone de déplétion sont alors émis vers la bande de conduction E_C, induisant un transitoire de capacité, acquis en fonction du temps t, et décrit par [139]

$$C(t) = C_\infty \left(1 - \frac{n_T(t)}{N_D + N_T}\right)^{1/2} \tag{2.36}$$

où N_D est la densité de donneurs, et la densité d'états occupés en fonction du temps est donnée par

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right) \tag{2.37}$$

où $\tau_n = 1/e_n$ est la constante de temps du transitoire. Deux hypothèses sont alors faites. Premièrement, la densité de défaut est supposée faible par rapport à la densité du dopant, c'est-à-dire que $N_T \ll N_D$. Cela permet l'approximation suivante

$$C(t) \approx C_\infty \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D}\right) \tag{2.38}$$

Ensuite, nous supposons que tous les états du piège sont occupés, c'est-à-dire que pour un temps de remplissage t_P assez long ($t_P \gg 1/c_n$), nous aurons $n_T(0) = N_T$, soit

$$C(t) = C_\infty \left[1 - \frac{N_T}{2N_D} \exp\left(\frac{-t}{\tau_n}\right)\right] \tag{2.39}$$

En choisissant une fenêtre de temps $[t_1; t_2]$ pour l'acquisition du transitoire, la différence de capacité entre les temps t_1 et t_2 (Figure 2.14(b)) s'exprime

$$\Delta C = C(t_1) - C(t_2) = C_\infty \frac{N_T}{2N_D} \left[-\exp\left(\frac{-t_1}{\tau_n}\right) + \exp\left(\frac{-t_2}{\tau_n}\right)\right] \tag{2.40}$$

Ce qui donne une constante de temps pour le maximum d'émission

$$\tau_{max} = \frac{t_1 - t_2}{\ln(t_1) - \ln(t_2)} \tag{2.41}$$

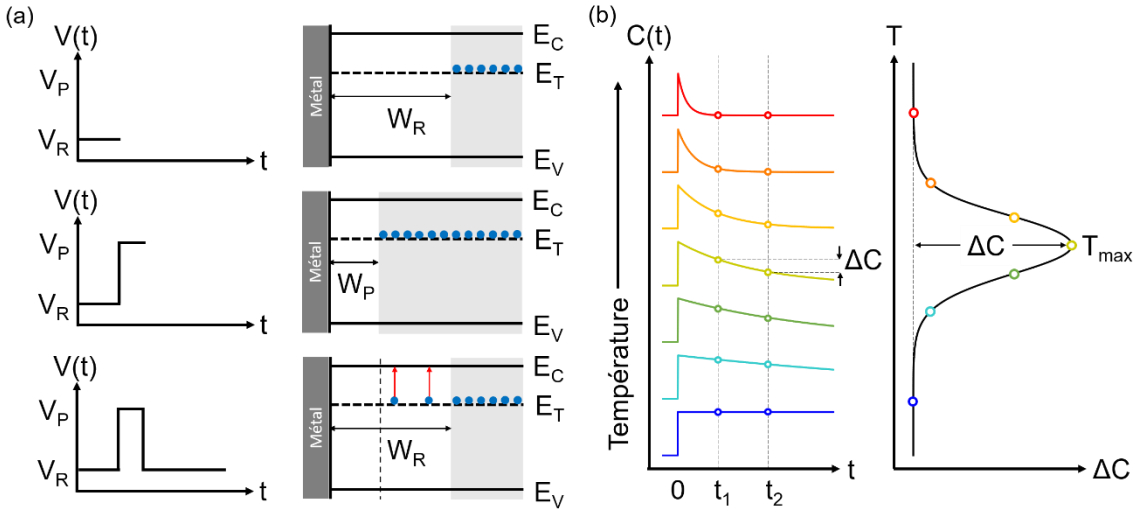


Figure 2.14. *(a) Evolution de la tension appliquée V en fonction du temps t avec le schéma simplifié de la structure de bandes en considérant un niveau de piège E_T. Pour une tension V_R la zone déplétée vaut W_R. Pour une tension $V_P > V_R$ la zone déplétée vaut $W_P < W_R$. Lorsque la tension vaut à nouveau V_R, les électrons se situant dans la zone déplétée sont émis vers la bande de conduction E_C. (b) Schéma de construction du signal DLTS. A basse température, la constante de temps τ du transitoire est très grande, la valeur de capacité aux temps t_1 et t_2 est donc très proche et le signal $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ est faible. A mesure que la température augmente, la constante de temps τ du transitoire diminue et la valeur ΔC augmente. A haute température, la constante de temps τ du transitoire est très petite, la valeur de capacité aux temps t_1 et t_2 est donc très proche et le signal $\Delta C = C(t_1) - C(t_2)$ est faible.*

En variant la fenêtre de temps (t_1 fixé et t_2 variable), le maximum du signal est décalé (Figure 2.15(a)). En utilisant le tracé d'Arrhenius de l'expression de e_n, nous obtenons (Figure 2.15(b))

$$\ln\left(\frac{e_n}{T^2}\right) = \left(-\frac{E_C - E_T}{k_B T}\right)\frac{1}{T} + \ln(\gamma_n \sigma_n) \tag{2.42}$$

où la pente conduit à l'énergie d'activation thermique du piège $E_a = E_C - E_T$ et l'ordonnée à l'origine conduit à la section efficace de capture apparente σ_n. Le tracé de $\ln(T^2/e_n)$ permet aussi l'extraction de ces paramètres. En utilisant l'hypothèse $N_T \ll N_D$, la concentration du piège peut ainsi être déterminée par [139]

$$N_T \approx 2N_D \frac{\Delta C_0}{C_\infty} \tag{2.43}$$

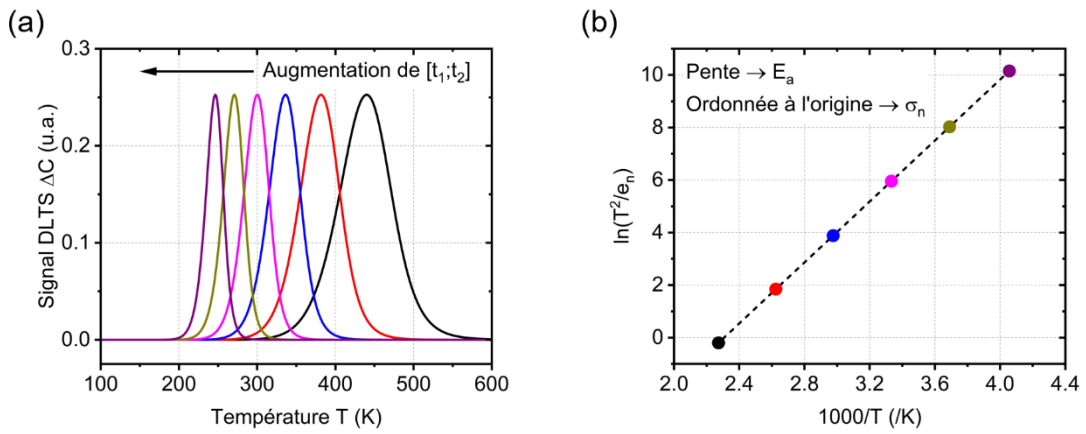


Figure 2.15. *(a) Simulation d'un signal DLTS avec une variation de la fenêtre d'acquisition du transitoire. (b) Tracé d'Arrhenius correspondant au signal DLTS simulé.*

2.2.3.4 DLTS par transformée de Fourier

Avec la DLTS par transformée de Fourier (FT pour Fourier Transform), ce ne sont plus deux temps $[t_1; t_2]$ qui sont utilisés pour construire le signal DLTS mais la totalité du transitoire d'une durée T_W [140]. Le transitoire est numérisé en prenant N intervalles de temps Δt, tel que $T_W = N \times \Delta t$. Ainsi, on obtient $N + 1$ valeurs f_0, …, f_N reproduisant l'évolution du transitoire, illustré sur la Figure 2.16(a).

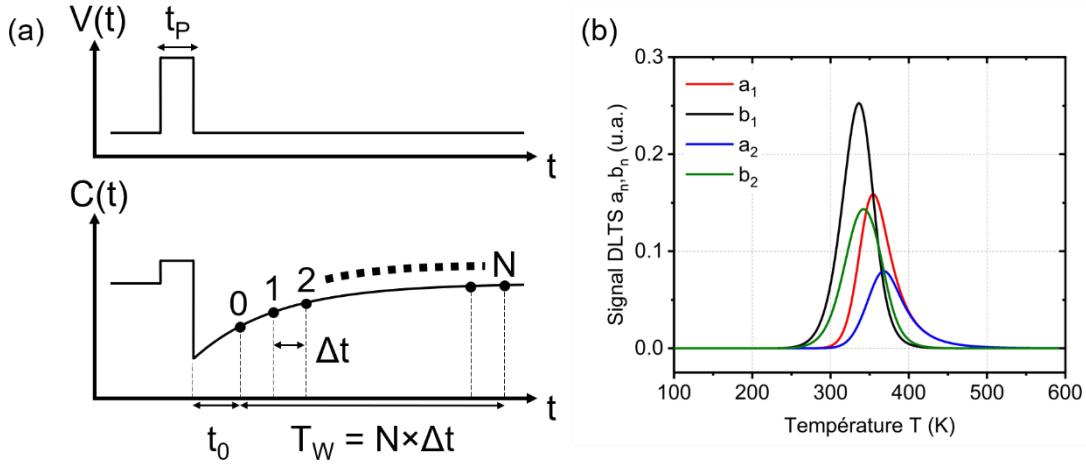


Figure 2.16. *(a) Discrétisation du transitoire en appliquant la transformée de Fourier. (b) Signal DLTS des coefficients de Fourier a_1, b_1, a_2, et b_2.*

La transformée de Fourier discrète est définie par

$$F_n = \left(\frac{f_0 + f_N}{2}\right) \sum_{k=1}^{N-1} f_k \exp\left(\frac{-i2\pi kn}{N}\right) \tag{2.45}$$

Avec les coefficients de Fourier discrets

$$c_n^F = \frac{1}{T_W}\int_0^{T_W} f(t)\exp\left(\frac{-2\pi i n t}{T_W}\right)dt \tag{2.46}$$

En effectuant un changement de variable $\omega = 2\pi/T_W$, le coefficient de Fourier s'écrit

$$c_n^F = \frac{1}{T_W}\int_0^{T_W} f(t)\exp(-in\omega t)\,dt \tag{2.47}$$

Que nous pouvons réécrire

$$c_n^F = \frac{1}{T_W}\int_0^{T_W} f(t)\cos(n\omega t)\,dt - i\frac{1}{T_W}\int_0^{T_W} f(t)\sin(n\omega t)\,dt \tag{2.48}$$

Par identification de $c_n^F = (1/2)(a_n - i\,b_n)$, nous obtenons

$$\begin{cases} a_n = \dfrac{2}{T_W}\displaystyle\int_0^{T_W} f(t)\cos(n\omega t)\,dt \\ b_n = \dfrac{2}{T_W}\displaystyle\int_0^{T_W} f(t)\sin(n\omega t)\,dt \end{cases} \tag{2.49}$$

Si le signal a la forme $f(t) = A\exp(-(t+t_0)/\tau)$, avec A l'amplitude du signal et τ la constante de temps, cela donne [140]

$$\begin{cases} a_n = \dfrac{2A}{T_W}\exp\left(\dfrac{-t_0}{\tau}\right)\left[1-\exp\left(\dfrac{-T_W}{\tau}\right)\right]\left(\dfrac{1/\tau}{1/\tau^2+(n\omega)^2}\right) \\ b_n = \dfrac{2A}{T_W}\exp\left(\dfrac{-t_0}{\tau}\right)\left[1-\exp\left(\dfrac{-T_W}{\tau}\right)\right]\left(\dfrac{n\omega}{1/\tau^2+(n\omega)^2}\right) \end{cases} \tag{2.50}$$

Où t_0 est le délai entre la fin de l'impulsion et le début de l'acquisition du transitoire. Puisque a_n possède une dépendance en $1/n^2$ et que b_n possède une dépendance en $1/n$, le signal peut être principalement décrit par le coefficient b_1 avec suffisamment de précision (Figure 2.16(b)). Selon les paramètres du piège détecté, certains coefficients pourront permettre de mieux distinguer les maxima du signal, mais pourront avoir un moins bon rapport signal sur bruit. La constante de temps peut facilement être obtenue via les coefficients de la transformée de Fourier [140]

$$\tau = \left(\frac{1}{n\omega}\right)\frac{b_n}{a_n} \tag{2.51}$$

2.2.3.5 Application de la technique DLTS aux composants électroniques

Un système PhysTech FT-1230, présenté en Figure 2.17, a été utilisé pour effectuer les mesures DLTS. Les échantillons ont été montés sur un porte-

échantillon à l'intérieur d'un cryostat sous vide et sous obscurité. Une tension inverse $V_{G,R}$ est appliquée sur la grille, puis une impulsion de tension $V_{G,P}$ est appliquée pendant un temps t_P pour piéger les électrons. Enfin, une tension $V_{G,R}$ est à nouveau appliquée pour émettre thermiquement les électrons piégés, et le transitoire correspondant est acquis pendant un temps T_W. La même méthode est appliquée sur une gamme de température pouvant aller de 77 à 600 K.

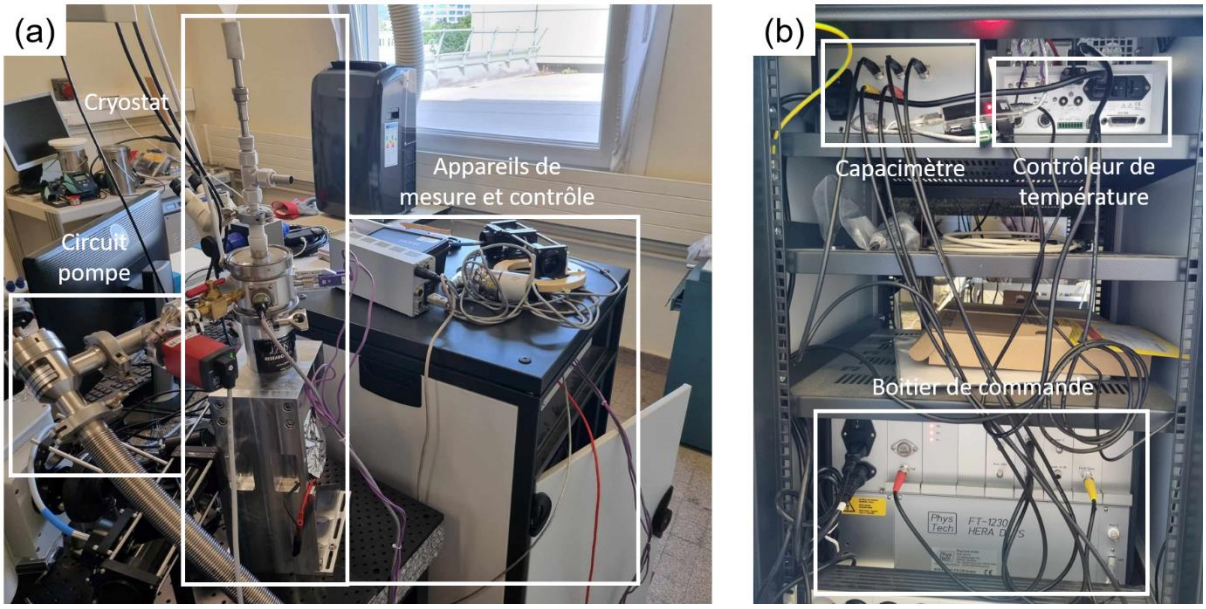


Figure 2.17. *Configuration expérimentale de la DLTS. (a) Cryostat et appareils de mesures. (b) Zoom sur les appareils de mesure et de contrôle de température.*

La Figure 2.18 schématise la mesure DLTS pour une hétérostructure avec un contact de grille (G) et un contact ohmique (Ω). En appliquant une tension inverse $V_{G,R}$, le minimum de la bande de conduction à l'interface barrière/canal passe au-dessus du niveau de Fermi. Le 2DEG est alors déplété sous le contact de grille. En appliquant une tension $V_{G,P} > V_{G,R}$, le minimum de la bande de conduction passe sous le niveau de Fermi et le 2DEG est partiellement reformé. Les niveaux énergétiques de piège sous la bande de conduction à l'interface barrière/canal sont alors remplis d'électrons. En appliquant à nouveau une tension $V_{G,R}$, les niveaux énergétiques de piège situés entre le niveau de Fermi et le minimum de la bande de conduction peuvent émettre les électrons piégés. Ces derniers sont alors détectés sous la forme d'un transitoire de capacité/courant.

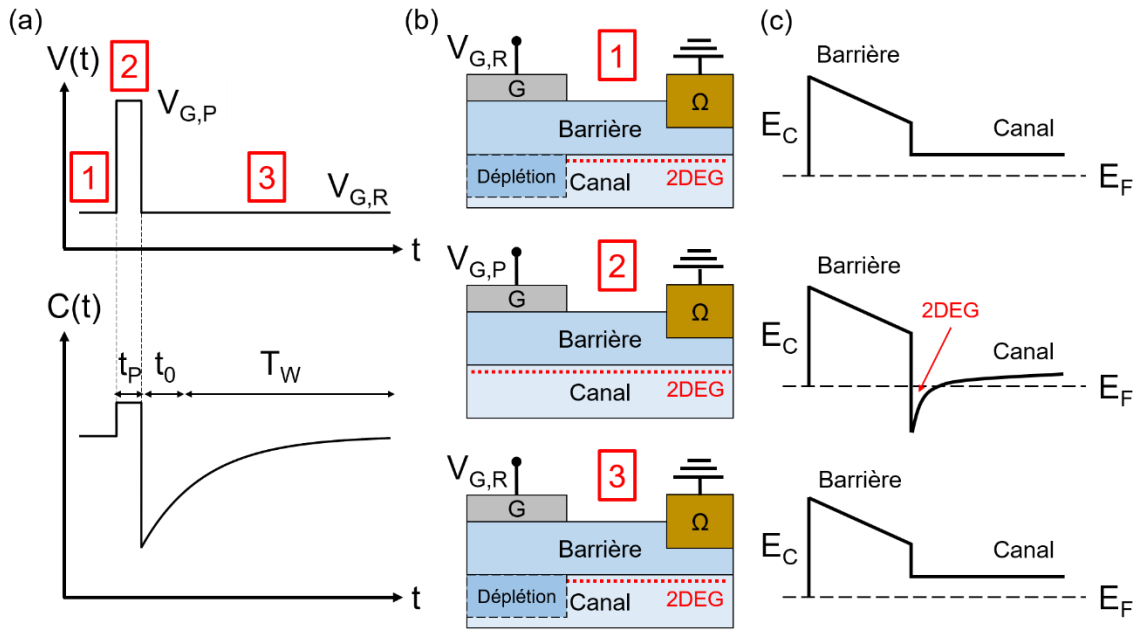


Figure 2.18. *Schématisation de la mesure DLTS dans le cas d'une hétérostructure. (a) Impulsion de tension et transitoire correspondant. (b) Schéma de la structure dans les régions 1, 2 et 3. (c) Structures de bande correspondant aux régions 1, 2 et 3.*

Nous avons donc à disposition des méthodes de caractérisation pour déterminer expérimentalement les propriétés de transport dans les hétérostructures, détecter la présence de pièges, et quantifier les performances des transistors. Il est toutefois fondamental de pouvoir confronter les résultats expérimentaux aux tendances théoriques, afin de déterminer si ces résultats sont ceux attendus, ou s'ils dévient des modèles physiques.

2.3 Simulations et modèles physiques

2.3.1 Solveur d'équations de Schrödinger-Poisson (Nextnano)

Les simulations d'hétérostructures ont été effectuées avec le logiciel Nextnano, qui est un solveur auto-cohérent d'équations de Schrödinger-Poisson [141]. Selon la théorie de la masse effective de l'électron, l'équation de Schrödinger prend la forme [142]

$$-\frac{\hbar^2}{2}\left[\frac{d}{dz}\left(\frac{1}{m_n^*(z)}\frac{d\Psi_i(z)}{dz}\right)\right] + \left(E_i - V(z)\right)\Psi_i(z) = 0 \qquad (2.52)$$

où $m_n^*(z)$ est la masse effective de l'électron dépendante de la position, E_i est l'énergie propre de la $i^{ème}$ sous-bande, Ψ_i est la fonction d'onde correspondante à l'énergie propre, z est la direction de croissance, et $V(z)$ est l'énergie potentielle induite entre la discontinuité de bande ΔE_C et le potentiel statique ϕ telle que

$$V(z) = -q\phi(z) + \Delta E_C \qquad (2.53)$$

La distribution d'électrons libres est obtenue par

$$n(z) = \sum_i \int_{E_i}^{\infty} g_{2D}(E) f_T(E) |\Psi_i(z)|^2 dE \tag{2.54}$$

La densité d'états pour un système en deux dimensions s'écrit $g_{2D}(E) = m_n^*/(\pi\hbar^2)$, et $f_T(E)$ est la distribution de Fermi-Dirac. Nous avons donc

$$n(z) = \frac{m_n^*}{\pi\hbar^2} \sum_i \int_{E_i}^{\infty} \frac{|\Psi_i(z)|^2}{1 + \exp((E - E_F)/k_B T)} dE \tag{2.55}$$

Ce qui donne

$$n(z) = \frac{m_n^* k_B T}{\pi\hbar^2} \sum_i \ln\left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right)\right] |\Psi_i(z)|^2 \tag{2.56}$$

Finalement, la densité totale du 2DEG est donnée par l'intégrale de n(z) le long de l'axe de croissance z [142]

$$n_{2D} = \int_0^{\infty} n(z) dz = \frac{m_n^* k_B T}{\pi\hbar^2} \sum_i \ln\left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right)\right] \tag{2.57}$$

La densité totale du 2DEG peut être approximée en ne considérant que les premières sous-bandes (~5). Dans notre cas, les simulations ont été réalisées en une dimension, ce qui permet d'augmenter le nombre de sous-bandes considérées sans augmenter significativement le temps de calcul. Nous avons donc fixé le nombre de sous-bandes à 20 pour avoir une précision suffisante.

Des conditions aux limites doivent être fixées pour la résolution de l'équation de Schrödinger. Une condition de Dirichlet implique

$$\Psi(z)|_{limites} = 0 \tag{2.58}$$

Alors que la condition de Neumann implique

$$\left.\frac{\partial \Psi(z)}{\partial z}\right|_{limites} = 0 \tag{2.59}$$

Dans le cas d'hétérostructures avec un canal épais ($d_{canal} \gg d_{2DEG}$), la fonction d'onde est presque nulle à l'extrémité du canal ($z \to \infty$) si bien qu'il n'y a pas de différence significative entre une condition de Dirichlet ou de Neumann. En revanche, dans le cas d'un canal fin ($d_{canal} \approx d_{2DEG}$), la condition de Dirichlet implique que la fonction d'onde est nulle à l'extrémité du canal, ce qui n'est pas le cas. La condition aux limites de Neumann est plus adaptée puisqu'elle implique seulement que la fonction d'onde est constante à l'extrémité du canal, c'est donc celle-ci qui a été choisie pour effectuer les simulations.

L'équation de Poisson est définie par

$$-\mathrm{div}\left[\varepsilon(z)\mathrm{grad}\left(\phi(z)\right)\right] = n(z) \tag{2.60}$$

où $\varepsilon(z)$ est la constante diélectrique statique, $\phi(z)$ est le potentiel électrique, et $n(z)$ est la densité de charge électrique. Si la densité de charge est constante, c'est-à-dire indépendante du potentiel (par exemple pour les charges piézoélectriques ou pyroélectriques), alors l'équation de Poisson est linéaire. Au contraire si la densité de charge est dépendante du potentiel, l'équation de Poisson est non-linéaire.

Pour simuler l'effet de la grille, une condition de contact Schottky est appliquée au-dessus de l'hétérostructure. Cela applique une condition de Dirichlet au niveau de Fermi

$$E_F(z) = -qV \tag{2.61}$$

où V est la tension explicitement définie (tension de grille). La même condition aux limites est appliquée au potentiel électrostatique

$$\phi(z) = \phi_0 \tag{2.62}$$

où ϕ_0 est déterminé numériquement en imposant que la différence entre le minimum de la bande de conduction $E_C(x)$ et le niveau de Fermi E_F soit égale à la valeur de la hauteur de barrière Schottky $q\phi_B$ donnée. La hauteur de barrière Schottky est choisie selon le métal et le semi-conducteur dans la structure. Pour un contact Ni/AlGaN, la dépendance de la fraction d'Al x sur la hauteur de barrière a été approximée par l'équation $\phi_B^{Ni/AlGaN}(x) = 1{,}3\,x + 0{,}84$ eV, présentée dans le chapitre 1 [82]. Cette dépendance est donnée à température ambiante et la dépendance en température de ce paramètre a été négligée. La procédure de calcul auto-cohérent effectuée par Nextnano est présentée en Figure 2.19.

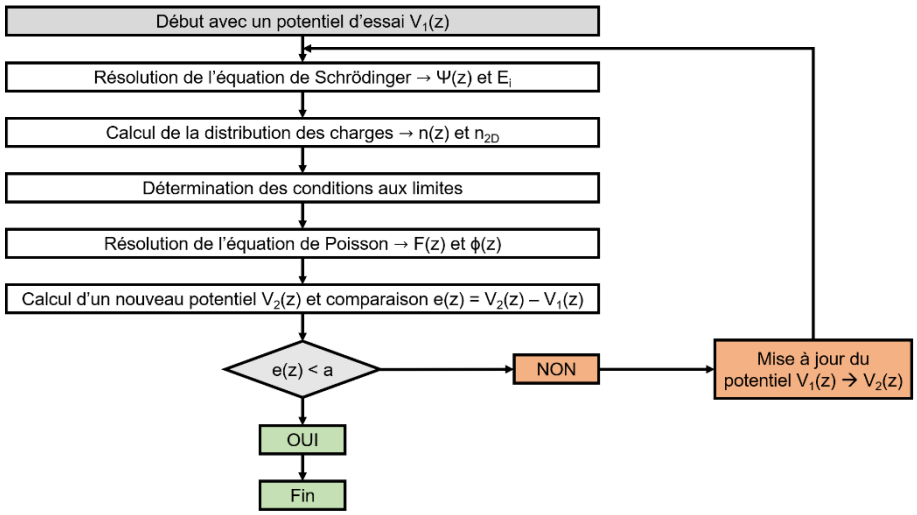


Figure 2.19. *Diagramme de la procédure de calcul auto-cohérent utilisée par le solveur Nextnano.*

2.3.2 Modèles de diffusion des porteurs

2.3.2.1 Considérations générales à faible champ

Dans un semi-conducteur, la mobilité des électrons peut être exprimée par $\mu_n = (q/m_n^*)\langle\tau(E)\rangle$, où $\langle\tau(E)\rangle$ est le temps de relaxation moyen des porteurs, dépendant de l'énergie. Comme expliqué dans la partie 2.2.2.1, dans un cas dégénéré, comme pour un 2DEG, l'occupation des électrons est donnée par la statistique de Fermi-Dirac, dont la dérivée peut être approximée à l'unité proche du niveau de Fermi et à zéro ailleurs. Dans ce cas, le temps de relaxation moyen peut être considéré comme indépendant de l'énergie. En se basant sur cette hypothèse, nous pouvons appliquer la loi de Matthiessen, où la mobilité électronique peut être approximée par la somme des mobilités issues de différents mécanismes de diffusion des électrons [143]

$$\frac{1}{\mu_n} \approx \sum_i \frac{1}{\mu_i} = \frac{m_n^*}{q} \sum_i \frac{1}{\tau_i} \tag{2.63}$$

Où μ_i est la mobilité du mécanisme de diffusion considéré et τ_i est le temps de relaxation correspondant. Deux effets sont principalement responsables de la limitation de la mobilité électronique. Indépendamment de la température, la diffusion des porteurs est causée par des irrégularités du réseau cristallin, en raison de défauts ou de désordre d'alliage. Lorsque la température augmente, les interactions électron-phonon deviennent plus fortes et limitent le transport des électrons. Les modèles de diffusion de porteurs de charges pour un 2DEG ont été largement développés durant les décennies précédentes et de nombreux articles ont prouvé leur compatibilité avec les hétérostructures AlGaN/GaN [144–149]. De manière générale, ces modèles regroupent les mécanismes de diffusion liés à la structure, à savoir les dislocations (DIS), la rugosité d'interface (IFR) et le désordre d'alliage (ADO). Les interactions électron-phonon sont décrites d'une part via les phonons acoustiques (AP), regroupant la contribution du potentiel de déformation (DP) et de l'effet piézoélectrique (PE), et d'autre part via l'effet des phonons optiques polaires (POP). L'AlGaN étant un matériau fortement polaire, la contribution des phonons optiques non-polaires a été négligée. L'expression analytique de chaque modèle est présentée ci-dessous. Les paramètres liés aux matériaux (Al,Ga)N sont présentés dans le Tableau 2.4, où tous les paramètres listés ont été obtenus par interpolation linéaire selon la fraction d'Al.

Le vecteur d'onde de la diffusion est décrit par $k = 2k_F u = 2k_F \sin(\theta/2)$, où l'angle θ représente la déviation du vecteur d'onde entre l'état initial et l'état final dû à la diffusion et $k_F = \sqrt{2\pi n_{2D}}$ est le vecteur d'onde de Fermi. La longueur d'écrantage du 2DEG est décrite par le vecteur d'onde de Thomas-Fermi $k_{TF} = (q^2 m_n^*)/(2\pi\varepsilon_s\varepsilon_0\hbar^2)$, où l'écrantage est supposé être induit uniquement par la première sous-bande [150]. Basé sur l'approximation de Fang-Howard qui décrit un puits de potentiel triangulaire, le paramètre variable de la fonction d'onde qui

quantifie la répartition spatiale du 2DEG est donné par $b = [(33q^2 m_n^* n_{2D})/(8\varepsilon_s \varepsilon_0 \hbar^2)]^{1/3}$.

Tableau 2.4. *Valeurs des paramètres de l'(Al,Ga)N utilisés dans les calculs de mobilité à faible champ : densité volumique ρ_V, paramètres de maille a_0 et c_0, masse effective de l'électron m_n^*, constantes diélectriques statique ε_s et haute fréquence ε_h, vitesse de phonon longitudinal acoustique v_{LA}, potentiel de déformation E_{DP}, énergie de phonon optique polaire E_{POP}, et coefficient de couple électromécanique K^2.*

Paramètre	$x = 0$	$x = 0{,}10$	$x = 0{,}30$	$x = 0{,}60$	$x = 1$
ρ_V (kg/m^3)	6150	5858	5274	4398	3230
a_0 (Å)	3,189	3,181	3,166	3,143	3,112
c_0 (Å)	5,185	5,165	5,124	5,063	4,982
m_n^* (m_0)	0,20	0,22	0,26	0,32	0,40
ε_s (ε_0)	8,90	8,86	8,78	8,66	8,50
ε_h (ε_0)	5,35	5,28	5,13	4,90	4,60
v_{LA} (m/s)	6560	6810	7310	8060	9060
E_{DP} (eV)	8,3	8,42	8,66	9,02	9,5
E_{POP} (meV)	91,2	92,0	93,5	95,9	99,0
K^2 (−)	0,045	0,051	0,063	0,082	0,106

2.3.2.2 Diffusion de porteurs liée à la structure

Plus la densité du 2DEG est importante, plus il est proche de l'interface canal/barrière. La rugosité d'interface impacte donc davantage les hétérostructures avec une densité du 2DEG élevée. Le taux de relaxation des électrons soumis à la rugosité d'interface est donné par [151]

$$\frac{1}{\tau_{IFR}} = \frac{m_n^* (q^2 \Delta L n_{2D})^2}{8(\varepsilon_0 \varepsilon_s)^2 \hbar^3} \times \int_0^1 \frac{u^4 \exp(-(L k_F u)^2)}{(u + k_{TF} G(u)/2k_F)^2 \sqrt{1-u^2}} du \qquad (2.64)$$

où Δ est la valeur quadratique moyenne (RMS) de la rugosité d'interface et L est la longueur de corrélation correspondante. $G(\eta) = (2\eta^3 + 3\eta^2 + 3\eta)/8$ est un facteur de forme issu de la fonction d'onde de Fang-Howard, avec $\eta(k) = b/(b + k)$.

Les dislocations le long de l'axe de croissance peuvent significativement contribuer à la diffusion de porteurs, en particulier dans le cas d'un transport latéral. Le taux de relaxation des porteurs associé aux dislocations est exprimé par [152]

$$\frac{1}{\tau_{DIS}} = \frac{q^4 m_n^* N_{DIS} f_{DIS}^2}{c_0^2 (\varepsilon_0 \varepsilon_s)^2 \hbar^3} \times \int_0^1 \frac{1}{(u + k_{TF}/2k_F)^2 \sqrt{1-u^2}} du \tag{2.65}$$

où N_{DIS} est la densité de dislocations et f_{DIS} est l'occupation (entre 0 = vide et 1 = plein) des états introduits dans la bande interdite par les dislocations.

Dans le cas d'un matériau ternaire, le désordre d'alliage participe à la diffusion des électrons en raison de la fluctuation aléatoire du potentiel des atomes d'Al et de Ga dans l'AlGaN. Le taux de relaxation des électrons associé au désordre d'alliage est [153]

$$\frac{1}{\tau_{ADO}} = \frac{m_n^* \Omega_W \, \delta V^2 x(1-x)}{\hbar^3} \times \int \Psi(z)^4 dz \tag{2.66}$$

où $\Omega_W = (\sqrt{3}/2) a_0^2 c_0$ est le volume de la cellule unitaire de l'AlGaN wurtzite, δV est le potentiel de diffusion de l'alliage, et $\Psi(z)$ est la partie réelle de la fonction d'onde dans la direction de croissance z.

2.3.2.3 Diffusion de porteurs liée aux phonons

La diffusion des électrons par les phonons acoustiques regroupe les effets de potentiel de déformation et piézoélectrique, soit $1/\tau_{AP} = 1/\tau_{DP} + 1/\tau_{PZ}$. Les taux de relaxation des électrons associés aux effets de potentiel de déformation et piézoélectrique sont donnés par [138,145]

$$\frac{1}{\tau_{DP}} = \frac{3 E_{DP}^2 m_n^* k_B T k_F b}{2\pi p_V v_{LA}^2 \hbar^3} \times \int_0^1 \frac{u^4}{\left(2k_F u + k_{TF} F(u)\right)^2 \sqrt{1-u^2}} du \tag{2.67}$$

$$\frac{1}{\tau_{PZ}} = \frac{2 q^2 K^2 m_n^* k_B T}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon_s \hbar^3} \times \int_0^1 \frac{u^3 F(u)}{\left(2k_F u + k_{TF} F(u)\right)^2 \sqrt{1-u^2}} du \tag{2.68}$$

où $F(\eta) = \eta^3$ est aussi un facteur de forme de la fonction d'onde de Fang-Howard. Le coefficient de couple électromécanique K^2 est déterminé à partir des constantes piézoélectriques effectives et des constantes élastiques moyennes, et dont l'expression est donnée par Ridley *et al.* [150]. D'après l'équation de $1/\tau_{DP}$ et de $1/\tau_{PE}$, le mécanisme des phonons acoustiques possède une dépendance en température de T^{-1}.

A température élevée, les phonons optiques polaires ont un effet important à cause de la valeur élevée de l'énergie des phonons optiques polaires dans l'AlN et dans le GaN. Le taux de relaxation des porteurs associé aux phonons polaires optiques est donné par [154]

$$\frac{1}{\tau_{POP}} = \frac{q^2 E_{POP} m_n^* G(k_0)}{2\varepsilon^* k_0 \hbar^2} \times \frac{y(1 + y - e^{-y})^{-1}}{(\exp(E_{POP}/k_B T) - 1)} \tag{2.69}$$

où $k_0 = \sqrt{2m_n^* E_{POP}/\hbar^2}$ est le vecteur d'onde des phonons optiques polaires, $G(k_0)$ est le facteur de forme G appliqué au vecteur k_0, $\varepsilon^* = \varepsilon_0\left(\varepsilon_h^{-1} - \varepsilon_s^{-1}\right)$ et $y = (\pi\hbar^2 n_{2D})/(m_n^* k_B T)$ sont des paramètres sans dimensions. D'après l'expression de $1/\tau_{POP}$, le mécanisme des phonons optiques polaires possède une dépendance en température proche de T^{-2}, ce qui implique que les phonons optiques polaires auront un impact plus important sur la mobilité électronique que les phonons acoustiques à haute température.

2.3.3 Mécanismes de courants de fuite

Les modèles physiques précédents décrivent le transport des électrons dans le 2DEG. Dans cette partie, les mécanismes de transport des électrons du métal vers le 2DEG (ou l'inverse) sont présentés. Le passage des électrons entre le 2DEG et le métal étant généralement indésirable, le terme courant de fuite est employé pour décrire ces mécanismes de transport. Les modèles décrivant ces mécanismes de transport requièrent de connaitre au préalable le champ électrique dans la structure.

2.3.3.1 Détermination du champ électrique dans l'hétérostructure

Prenons le cas d'une hétérostructure Ni/GaN/AlGaN/AlN/AlGaN avec une grille métal semi-conducteur. Les électrons responsables de la fuite de grille passent par la barrière AlGaN, l'espaceur AlN et le cap GaN. L'épaisseur du cap GaN et de l'espaceur d'AlN étant de 1 nm, leur impact sur la fuite est négligé. Le champ électrique dans la barrière (B) AlGaN s'exprime [155]

$$F_B(V_G) = \begin{cases} \dfrac{q\left(n_P - n_{2D}(V_G)\right)}{\varepsilon_B \varepsilon_0}, & V_G \leq V_0 \\ 0, & V_G \geq V_0 \end{cases} \tag{2.70}$$

où n_P est la densité d'électrons induite par polarisation à l'interface canal/barrière ($n_P = P_{tot}/q$), n_{2D} est la densité du 2DEG dépendante de la tension de grille V_G obtenue à partir d'une mesure $C(V_G)$ et de l'expression $n_{C(V)}(V_G) = 1/q \int_{-\infty}^{V_G} C_S(V_G) dV_G$ décrite par l'équation 2.3, ε_B est la constante diélectrique statique de la barrière, et V_0 est la tension pour laquelle le champ électrique dans la barrière est nul, ce qui revient à $n_{2D}(V_0) = n_P$ d'après l'équation précédente. Ici, la valeur de n_P est déterminée par simulation (partie 2.3.1).

Dans le cas d'une hétérostructure Ni/SiN/GaN/AlGaN/AlN/AlGaN avec une grille métal isolant semi-conducteur. Les électrons doivent donc traverser la barrière AlGaN et l'isolant SiN. Toutefois, la couche de SiN étant plus épaisse que la barrière dans notre cas (30 nm et 10 nm, respectivement), la fuite de grille sera principalement limitée par le SiN. Il est alors nécessaire de calculer le champ électrique dans cette couche, exprimé par [155]

$$F_{SiN}(V_G) = \begin{cases} \dfrac{q\left(n_{int} - n_{2D}(V_G)\right)}{\varepsilon_{SiN}\varepsilon_0}, & V_G \leq V_0 \\ F_{SiN}(V_0) - \dfrac{V_G - V_0}{d_{SiN}}, & V_G \geq V_0 \end{cases} \quad (2.71)$$

où n_{int} est la densité de charges à l'interface SiN/GaN, ε_{SiN} et d_{SiN} sont respectivement la constante diélectrique et l'épaisseur du SiN. Pour $V_{th} < V_G < V_0$, la densité du 2DEG n_{2D} augmente linéairement en fonction de V_G. Lorsque $V_G = V_0$, cela implique $n_{2D}(V_0) = n_P$, ce qui entraîne $F_B(V_0) = 0$. Pour $V_G > V_0$, l'accumulation d'électrons à l'interface SiN/GaN écrante toute augmentation supplémentaire de la tension de grille V_G sur le champ électrique dans la barrière F_B. De ce fait, F_B est considéré nul pour $V_G > V_0$. En conséquence, l'augmentation supplémentaire de V_G est entièrement répartie à travers le SiN, et l'expression de F_{SiN} est alors modifiée. La détermination de n_{int} peut se faire en connaissant la tension de seuil V_{th}, obtenue d'après une mesure $C(V_G)$ pour une grille métal isolant semi-conducteur (MIS), d'après la relation [156]

$$V_{th} = \phi_B^{Ni/SiN} - \Delta E_C^{SiN/GaN} - \frac{qn_P}{C_{B,S}} - \frac{qn_{int}}{C_{SiN,S}} \quad (2.72)$$

où $\phi_B^{Ni/SiN}$ est la hauteur de barrière du contact Ni/SiN, $\Delta E_C^{SiN/GaN}$ est la différence de bande de conduction entre le SiN et le GaN, et $C_{B,S} = \varepsilon_B/d_B$ et $C_{SiN,S} = \varepsilon_{SiN}/d_{SiN}$ sont respectivement la capacité surfacique de la barrière et du SiN. La constante diélectrique du SiN déposé par PECVD a été fixée à $\varepsilon_B = 7{,}0\varepsilon_0$ [157]. La hauteur de barrière du contact Ni/SiN choisie vaut $\phi_B^{Ni/SiN} = 2{,}3$ eV [158]. La différence de bande de conduction entre le SiN et le GaN a été fixée à $\Delta E_C^{SiN/GaN} = 1{,}3$ eV [159].

2.3.3.2 Mécanismes de fuite de grille

Les courants de fuite, et plus spécifiquement les courants de fuite de grille, sont une problématique majeure des transistors. Dans le cas d'un MS-HEMT, les mécanismes de fuite décrivent le passage des électrons à travers la barrière AlGaN. Pour un MIS-HEMT, ces mécanismes décrivent le passage des électrons à travers l'isolant (qui implique également un passage à travers la barrière AlGaN).

L'émission thermoïonique (TE) est un mécanisme de conduction qui se produit lorsque les électrons, grâce à une activation thermique, acquièrent suffisamment d'énergie pour dépasser la barrière d'énergie à l'interface entre le métal et le diélectrique (Figure 2.20(a)). Le courant lié au mécanisme TE s'exprime [160]

$$J_{TE} \propto \exp\left(\frac{-q\left(\phi_{TE} - \sqrt{qF/4\pi\varepsilon_r\varepsilon_0}\right)}{k_B T}\right) \quad (2.73)$$

$$\ln(J_{TE}) = A_{TE} + B_{TE}\sqrt{F} \quad (2.74)$$

$$A_{TE}(T) \propto \frac{q\phi_{TE}}{k_B T} \tag{2.75}$$

où B_{TE} est un coefficient lié au courant J_{TE} et ϕ_{TE} est la hauteur de barrière liée au mécanisme d'émission thermoïonique. Dans le cas où le mécanisme TE est dominant, le tracé de ln(J) en fonction de $\sqrt{F}$ sera une droite.

Tableau 2.5. *Récapitulatif des mécanismes de fuite et des paramètres pour obtenir une dépendance linéaire entre la densité de courant J et le champ électrique F dans le cas où ils sont dominants : émission thermoïonique (TE), émission Poole-Frenkel (PFE), effet tunnel Fowler-Nordheim (FNT), et effet tunnel assisté par un piège (TAT) [155,160].*

Mécanisme considéré	Abscisse	Ordonnée
Emission thermoïonique (TE)	$\sqrt{F}$	$\ln(J)$
Emission Poole-Frenkel (PFE)	$\sqrt{F}$	$\ln(J/F)$
Effet tunnel Fowler-Nordheim (FNT)	$1/F$	$\ln(J/F^2)$
Effet tunnel assisté par un piège (TAT)	$1/F$	$\ln(J)$

L'émission Poole-Frenkel (PFE), présentée en Figure 2.20(b), décrit le passage des électrons d'un niveau de piège dans l'isolant vers sa bande de conduction sous l'effet de l'excitation thermique. En considérant un électron piégé, l'énergie potentielle de Coulomb de l'électron peut être réduite par un champ électrique appliqué à travers l'isolant. La réduction de cette énergie augmente alors la probabilité que l'électron soit émis thermiquement vers la bande de conduction de l'isolant. Le courant résultant du mouvement des électrons par ce mécanisme est donné par [160]

$$J_{PFE} \propto F \exp\left(\frac{-q\left(\phi_{PFE} - \sqrt{qF/\pi\varepsilon_r\varepsilon_0}\right)}{k_B T}\right) \tag{2.76}$$

$$\ln\left(\frac{J_{PFE}}{F}\right) = A_{PFE} + B_{PFE}\sqrt{F} \tag{2.77}$$

$$A_{PFE}(T) \propto \frac{q\phi_{PFE}}{k_B T} \tag{2.78}$$

où B_{PFE} est un coefficient lié au courant J_{PFE} et ϕ_{PFE} est la hauteur de barrière liée au mécanisme d'émission Poole-Frenkel. Dans le cas où l'émission Poole-Frenkel est le mécanisme dominant, le tracé de ln(J/F) en fonction de $\sqrt{F}$ sera une droite dont la pente permettra de déterminer $B_{PFE}(T)$ et l'ordonnée à l'origine $A_{PFE}(T)$. En variant la température, le tracé de $A_{PFE}(T)$ en fonction de $1/T$ permettra d'extraire ϕ_{PFE} de la pente.

En physique classique, lorsque l'énergie des électrons incidents est inférieure à la barrière de potentiel, les électrons seront réfléchis. Cependant, la mécanique quantique prédit que la fonction d'onde des électrons pénétrera à travers la barrière de potentiel lorsque celle-ci est suffisamment mince (< 100 Å). Par conséquent, la probabilité que des électrons existent de l'autre côté de la barrière de potentiel n'est pas nulle en raison de l'effet tunnel. L'effet tunnel Fowler-Nordheim (FNT), décrit sur la Figure 2.20(c), se produit lorsque le champ électrique appliqué est suffisamment grand pour que la fonction d'onde des électrons puisse pénétrer à travers la barrière de potentiel triangulaire dans la bande de conduction de l'isolant. L'expression du courant lié à ce mécanisme est [155]

$$J_{FNT} \propto F^2 \exp\left(\frac{-8\pi\sqrt{2qm_n^*\phi_{FNT}^3}}{3hF}\right) \tag{2.79}$$

$$\ln\left(\frac{J_{FNT}}{F^2}\right) = A_{FNT} + \frac{B_{FNT}}{F} \tag{2.80}$$

$$B_{FNT} = \frac{-8\pi\sqrt{2qm_n^*\phi_{FNT}^3}}{3h} \tag{2.81}$$

où A_{FNT} est un coefficient lié au courant J_{FNT} et ϕ_{FNT} est la hauteur de barrière liée au mécanisme d'effet tunnel Fowler-Nordheim. Dans le cas où l'effet tunnel Fowler-Nordheim est le mécanisme dominant, le tracé de $\ln(J/F^2)$ en fonction de $1/F$ sera une droite dont la pente permettra de déterminer ϕ_{FNT}.

Le passage des électrons à travers l'isolant par effet tunnel peut être facilité par la présence de niveaux d'énergie de pièges dans la bande interdite ; appelé effet tunnel assisté par un piège (TAT), schématisé sur la Figure 2.20(d). Dès lors, le courant induit est décrit par [155]

$$J_{TAT} \propto \exp\left(\frac{-8\pi\sqrt{2qm_n^*}\phi_{FNT}^3}{3hF}\right) \tag{2.82}$$

$$\ln(J_{TAT}) = A_{TAT} + \frac{B_{TAT}}{F} \tag{2.83}$$

$$B_{TAT} = \frac{-8\pi\sqrt{2qm_n^*\phi_{FNT}^3}}{3h} \tag{2.84}$$

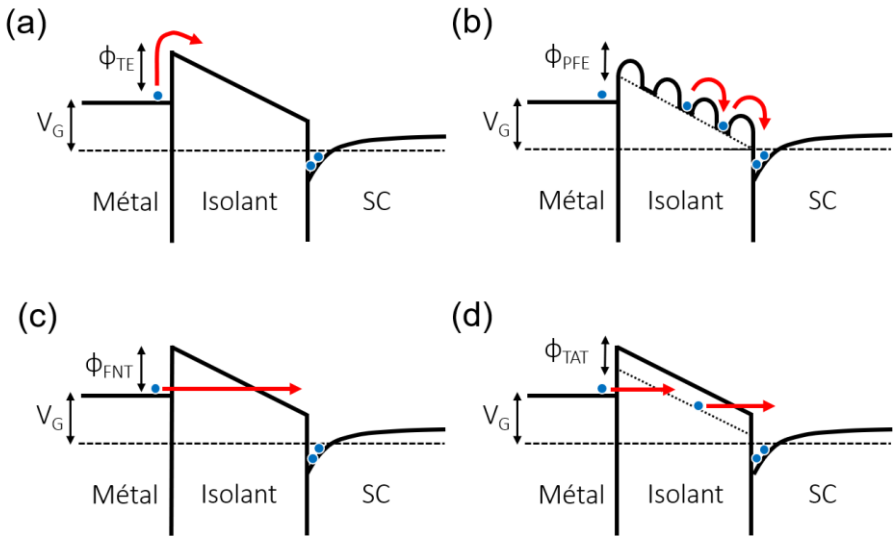


Figure 2.20. *Mécanismes de fuite communs dans une structure métal isolant semi-conducteur : (a) émission thermoïonique (TE), (b) émission Poole-Frenkel (PFE), (c) effet tunnel Fowler-Nordheim (FNT), et (d) effet tunnel assisté par un piège (TAT).*

A partir de la détermination des différents mécanismes de fuite, la densité de courant totale pourra s'exprimer comme la somme des différentes contributions. Le Tableau 2.5 récapitule les différents mécanismes et le tracé des paramètres pour obtenir une dépendance linéaire.

Bilan du chapitre 2

Les structures étudiées dans cette thèse ont été présentées : un HEMT à canal GaN fin ainsi que des HEMT à canal AlGaN, avec différentes compositions d'aluminium dans le canal et dans la barrière, différents substrats et couches tampon, et différents empilements de structure de grille. Les méthodes de caractérisation électriques présentées, regroupant les mesures statiques I(V) et C(V), la DLTS et l'effet Hall, permettent de déterminer les performances, les propriétés de transport et la présence de pièges dans ces structures. Les modèles physiques utilisés, à savoir le solveur d'équations de Schrödinger-Poisson ainsi que les modèles de diffusion des électrons et de courants de fuite, vont permettre de confronter la théorie aux résultats expérimentaux. Dans les chapitres suivants, les structures présentées vont être caractérisées pour déterminer les effets limitant leurs performances, en commençant par l'hétérostructure à canal GaN fin.

Chapitre 3

3 Etude du transport électronique dans une hétérostructure à canal GaN fin

En vue d'améliorer la tenue en tension des HEMT à canal GaN, une hétérostructure $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/GaN a été réalisée sur un substrat saphir, avec une épaisseur de canal de 8 nm. Les propriétés de transport dans cette hétérostructure vont être étudiées, en combinant les résultats obtenus avec une analyse structurelle et une caractérisation électrique pour détecter les pièges électriquement actifs. Les performances du HEMT à canal GaN fin en vue des applications de puissance vont également être présentées.

3.1 Analyse structurelle de l'hétérostructure à canal GaN fin

L'empilement de couches de l'hétérostructure observée par microscopie électronique à transmission (TEM) est présentée sur la Figure 3.1(a), dont les détails sur la méthode d'analyse sont donnés dans la partie 3.1.3. Nous distinguons nettement une partie de la couche de nucléation en AlN, le canal GaN, la barrière AlGaN et la passivation SiN *in-situ*. La structure de bande correspondant à l'hétérostructure est montrée en Figure 3.1(b), avec et sans la prise en compte de la couche de nucléation en AlN. En effet, lorsque celle-ci est ajoutée à la simulation, le puits de potentiel à l'interface $Al_{0,90}Ga_{0,10}N/GaN$ est fortement réduit. Par intégration de la densité volumique d'électrons (Figure 3.1(b)) sur l'épaisseur de l'hétérostructure, cela conduit à une densité du 2DEG calculée de $0{,}1 \times 10^{13}/cm^2$. Dans le cas où la couche d'AlN est négligée, le puits de potentiel est formé sur l'ensemble du canal GaN de 8 nm, et une densité du 2DEG de $1{,}9 \times 10^{13}/cm^2$ est calculée, en accord avec la valeur de $2{,}0 \times 10^{13}/cm^2$ déterminée par effet Hall à température ambiante à l'IEMN. Ce résultat est donc bien plus proche de l'observation expérimentale. Par la suite, les simulations de cette structure seront donc faites en négligeant la présence de la couche d'AlN.

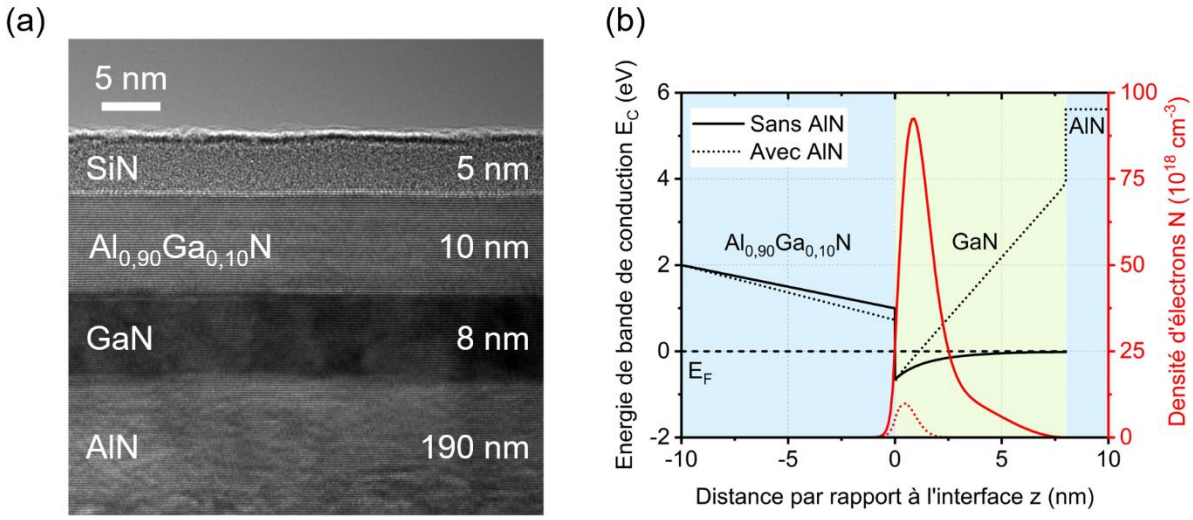


Figure 3.1. *(a) Image HR-TEM de l'hétérostructure $Al_{0,90}Ga_{0,10}N/GaN/AlN$ avec une inclinaison de 8° autour de l'axe [0001] par rapport à l'axe de zone [10-10]. (b) Structure de bande (noir) et densité volumique d'électrons (rouge) de l'hétérostructure, calculées via Nextnano. La présence de la couche de nucléation en AlN est négligée dans un cas (traits pleins) et prise en compte dans l'autre cas (pointillés).*

3.1.1 Analyse par diffraction des rayons X (XRD)

Des mesures de diffraction des rayons X (XRD) ont été réalisées pour examiner la qualité cristalline de la structure et sont présentées en Figure 3.2(a). Les largeurs totales à mi-hauteur (FWHM) des pics dans l'axe (002) et dans l'axe

(101) de l'AlN ont été estimées à 0,094 et 0,139°, respectivement, indiquant une densité moyenne de dislocations inférieure à $10^8/cm^2$ [161]. Le large désaccord de maille de 13% entre l'AlN et le substrat en saphir est certainement à l'origine de la présence de dislocations. Par conséquent, nous ne pouvons pas exclure la propagation de ces dislocations à travers le canal GaN. Le large signal correspondant au canal GaN semble indiquer une couche fortement contrainte, ce qui est cohérent avec la faible épaisseur de 8 nm.

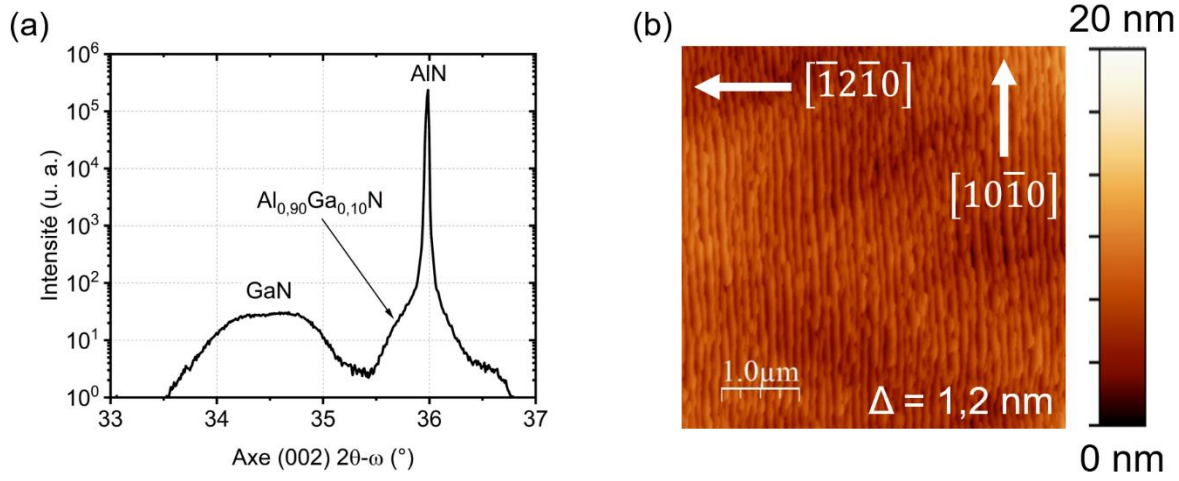


Figure 3.2. *(a) Analyse XRD de l'hétérostructure à canal GaN fin. (b) Image AFM de la morphologie de surface (SiN in-situ) de la structure à canal GaN fin. Les motifs linéaires sont parallèles à l'axe [10-10] et perpendiculaires à l'axe [-12-10].*

3.1.2 Analyse par microscopie à force atomique (AFM)

La qualité des couches composant la structure a été étudiée via différentes méthodes de caractérisation. La morphologie de surface de l'hétérostructure, présentée sur la Figure 3.2(b), a été analysée par microscopie à force atomique (AFM) sur une surface de $5 \times 5\ \mu m^2$. Une rugosité quadratique moyenne (RMS) de 1,2 nm a été déterminée. De plus, une anisotropie importante de la morphologie de surface a pu être observée, avec la présence de motifs en forme de marches d'escalier dans une direction préférentielle, dont la profondeur (vallée à sommet) a été estimée à 7,5 nm.

3.1.3 Analyse par microscopie électronique à transmission (TEM)

La structure a été étudiée par microscopie électronique à transmission (TEM), à l'aide d'un microscope ThermoFischer Tecnai fonctionnant à 200 kV. Catherine Bougerol (Institut Néel) a été en charge de ce travail. Les analyses ont été réalisées soit en mode de transmission à balayage en utilisant un détecteur à champ sombre annulaire à grand angle (HAADF-STEM) pour mettre en évidence le contraste chimique, soit en utilisant le mode de transmission à haute résolution

(HR-TEM). Les échantillons ont été préparés pour les observations en coupe transversale par un polissage mécanique suivi d'un polissage ionique à l'aide de l'équipement Gatan PIPS.

Les images TEM rapportées dans la Figure 3.3(a) et la Figure 3.3(c) ont été acquises le long des axes $[10\bar{1}0]$ et $[11\bar{2}0]$, respectivement. Des dislocations ont été identifiées dans la couche AlN le long de la direction de croissance, et semblent avoir une orientation préférentielle car davantage visibles selon l'axe $[11\bar{2}0]$ que selon l'axe $[10\bar{1}0]$. Les Figure 3.3(b) et Figure 3.3(d) se focalisent sur la région autour de l'hétérostructure AlGaN/GaN. Nous pouvons observer d'une part des interfaces plutôt régulières selon l'axe $[10\bar{1}0]$, et d'autre part des marches périodiques selon l'axe $[11\bar{2}0]$, qui mettent en évidence une rugosité d'interface élevée du canal GaN. Par conséquent, un lien entre la rugosité de la couche de GaN et les dislocations dans la couche de nucléation en AlN ne peut pas être exclu. De plus, ces images viennent confirmer l'état de la morphologie de surface observée par AFM.

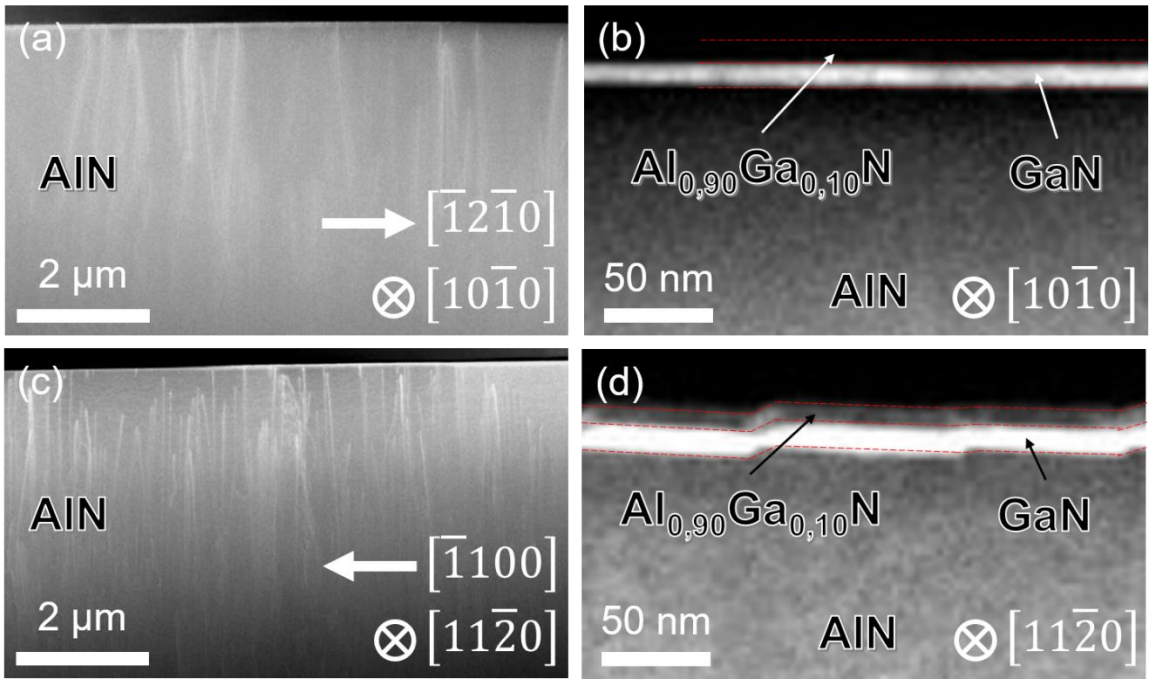


Figure 3.3. *Images HAADF-STEM de l'hétérostructure $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/GaN (a) dans l'axe [10-10] avec (b) un fort grandissement, et (c) dans l'axe [11-20] avec (d) un fort grandissement. La zone en gris clair correspond à la couche de nucléation en AlN, la zone en blanc correspond au canal GaN, et la zone en gris foncé au-dessus du GaN correspond à la barrière AlGaN.*

L'analyse structurelle par TEM a donc mis en évidence de fortes irrégularités aux interfaces du canal GaN, avec une anisotropie selon l'orientation cristalline. De plus, une rugosité de surface élevée et des motifs en marches d'escalier orientés

selon une direction préférentielle ont été observé par AFM. Enfin, la présence de dislocations dans la structure a été observée par TEM et confirmée par une analyse XRD. Tous ces éléments perturbent fortement la périodicité cristalline, et une étude des défauts dans cette structure devrait confirmer ces observations.

3.2 Détection de pièges dans l'hétérostructure à canal GaN fin

3.2.1 Caractérisation statique d'un composant circulaire

La détection de défauts dans cette structure s'est faite via la caractérisation d'un composant circulaire (Figure 3.4(a)) avec un contact de grille de 100 µm de diamètre et 4 µm d'espace entre ce contact et le contact ohmique.

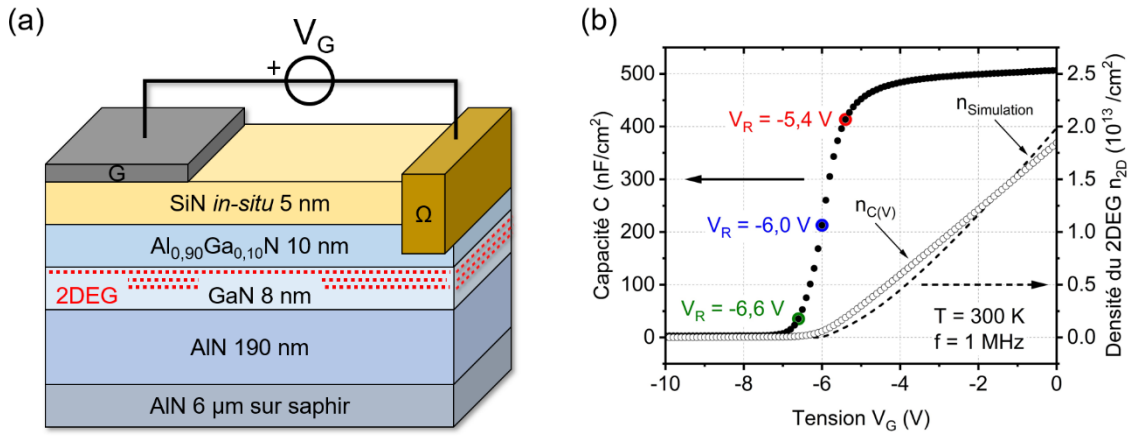


Figure 3.4. *(a) Schéma du composant caractérisé pour l'hétérostructure à canal GaN fin. (b) Caractéristique capacité-tension $C(V_G)$ (cercles pleins) acquise à 300 K pour une fréquence de 1 MHz. La densité du 2DEG $n_{2D}(V_G)$ obtenue d'après la caractéristique $C(V_G)$ (cercles ouverts) et par simulation (pointillés) est également montrée.*

La Figure 3.4(b) présente la caractéristique $C(V_G)$ de ce composant à température ambiante ainsi que l'évolution de la densité du 2DEG extraite de la caractéristique $C(V_G)$ et comparée à la simulation avec Nextnano. La simulation de $n_{2D}(V_G)$ est en très bon accord avec l'observation expérimentale, confirmant le fait de ne pas prendre en compte la couche d'AlN dans la simulation pour obtenir un bon accord entre simulation et expérience. Pour $V_G = 0\ V$, une capacité de $507\ nF/cm^2$ est obtenue. La capacité diminue légèrement jusqu'à $V_G = -5{,}4\ V$ ($413\ nF/cm^2$), puis chute de manière significative due à la déplétion des électrons du 2DEG sous le contact de grille. D'après la courbe $C(V_G)$, le 2DEG est complétement déplété pour une tension $V_G = -7{,}0\ V$ ($7\ nF/cm^2$). Pour $V_G < -7{,}0\ V$, la valeur de capacité devient presque nulle ($3\ nF/cm^2$).

3.2.2 Analyse par DLTS du composant circulaire

3.2.2.1 Détection des pièges

Les mesures C-DLTS ont été réalisées en appliquant sur le contact de grille une tension inverse $V_{G,R}$ de -1 à -10 V. Une tension d'impulsion $V_{G,P} = -0{,}5$ V a été fixée, avec une durée d'impulsion $t_P = 10$ ms et une durée d'acquisition du transitoire $T_W = 10$ ms. La Figure 3.5(a) présente les spectres DLTS pour trois tensions inverses différentes à $V_{G,R} = -5{,}4$ V (régime d'appauvrissement), $V_{G,R} = -6{,}0$ V (début du régime de déplétion) et $V_{G,R} = -6{,}6$ V (régime de déplétion presque complet sous la grille), également montrées sur la Figure 3.4(b). La capacité diminue rapidement au-delà de $-5{,}4$ V et atteint 3 nF/cm^2 à -7 V (Figure 3.4(b)). Par conséquent, seul du bruit a été mesuré sur les spectres DLTS pour des tensions $V_{G,R}$ au-delà de -7 V.

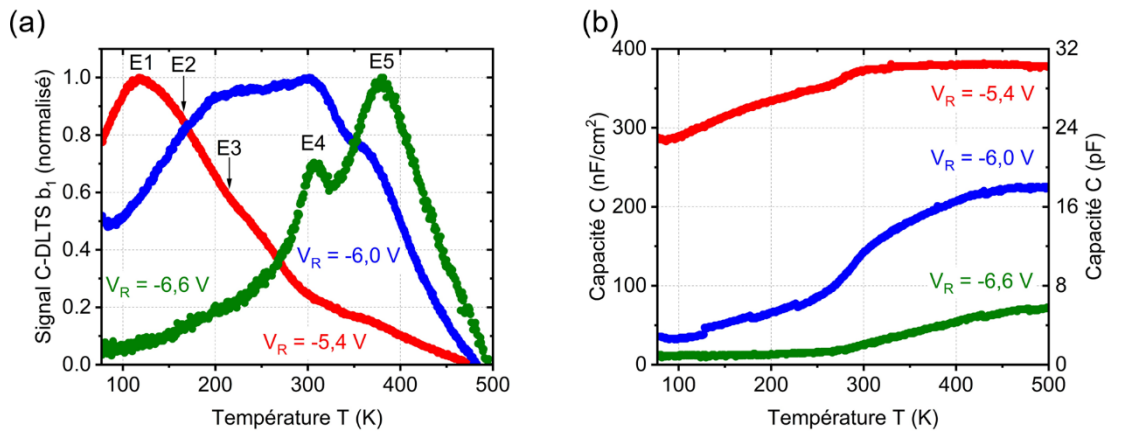


Figure 3.5. *(a) Signal DLTS normalisé pour différentes tensions inverses $V_{G,R}$ de 5,4, 6,0 et 6,6 V, permettant la détection des pièges E1 à E5. (b) Evolution de la capacité en fonction de la température aux tensions $V_{G,R}$ choisies.*

La Figure 3.6(a) présente la simulation du minimum de la bande de conduction dans le canal GaN pour les différentes tensions de grille appliquées pour l'analyse DLTS. A la tension d'impulsion $V_{G,P} = -0{,}5$ V, le puits de potentiel est totalement formé et les niveaux de pièges sous la bande de conduction sont chargés. Dans le régime d'appauvrissement ($V_{G,R} = -5{,}4$ V), des électrons sont encore présents dans le puits triangulaire formé à l'hétérojonction AlGaN/GaN. Le niveau de Fermi est donc légèrement en dessous de la bande de conduction du GaN uniquement dans la région proche de l'interface AlN/GaN. Dans ce régime, le signal DLTS implique exclusivement les pièges profonds E1 et E2 (Figure 3.5(a)). Dans le régime de déplétion ($V_{G,R} = -6{,}6$ V), le niveau de Fermi est en dessous de la bande de conduction pour l'ensemble de la couche de GaN et une détection de pièges peut se produire dans toute l'épaisseur du canal. De plus, le niveau de Fermi est suffisamment bas pour permettre la détection de pièges plus profonds (E3, E4

et E5). La Figure 3.5(b) montre l'évolution de la capacité C_R aux tensions $V_{G,R}$ en fonction de la température. À $V_{G,R} = -6{,}6$ V, la valeur très faible de la capacité inverse en dessous de 270 K empêche une détection de piège par DLTS (Figure 3.5(b)). Par conséquent, les pièges E1 et E2 ne sont pas détectés sur le spectre DLTS de la Figure 3.5(a) pour $V_{G,R} = -6{,}6$ V.

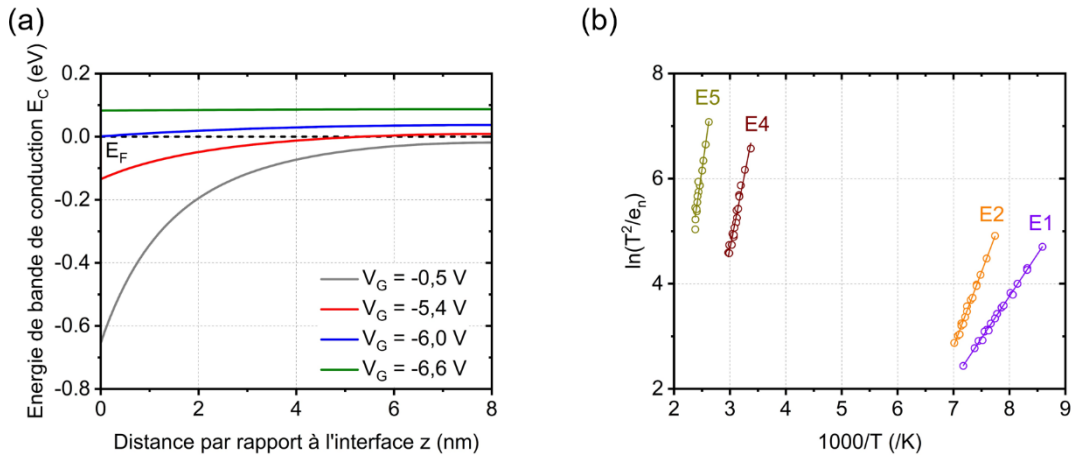


Figure 3.6. *(a) Simulation à 300 K du minimum de la bande de conduction dans le canal GaN pour une tension de grille de -0,5 V (gris), -5,4 V (rouge), -6,0 V (bleu) et -6,6 V (vert). (b) Tracés d'Arrhenius des pièges E1, E2, E4 et E5 détectés par DLTS – données expérimentales (symboles) et courbes de tendance (lignes) dont l'énergie d'activation et la section efficace de capture apparente sont extraites.*

Parmi les cinq pièges détectés, nous avons pu extraire la signature de quatre d'entre eux. Le piège E3, qui apparaît comme un épaulement à $V_{G,R} = -5{,}4$ V, n'est jamais dominant quelle que soit la tension inverse appliquée. Par conséquent, l'énergie d'activation et la section efficace de capture de ce piège n'ont pas pu être déterminées. Les tracés d'Arrhenius des pièges E1, E2, E4 et E5 sont présentés dans la Figure 3.6(b), et les valeurs extraites sont résumées dans le Tableau 3.1. Les énergies d'activation des pièges se situent dans la plage de 0,14–0,64 eV. Indépendamment de la tension appliquée ($V_{G,R}$ ou $V_{G,P}$) sur la grille, le niveau de Fermi est toujours éloigné de la bande de conduction de l'AlGaN et de l'AlN de plus de 1 eV, soit l'énergie approximative de détection limite des pièges via une émission thermique. Par conséquent, l'énergie thermique, même à 500 K, reste trop faible pour permettre la détection de pièges qui pourrait provenir de la barrière AlGaN et de la couche tampon AlN. Tous les niveaux profonds détectés semblent donc bien être localisés dans le canal GaN. De plus, ces pièges semblent répartis dans toute l'épaisseur du canal puisqu'ils apparaissent sur le spectre DLTS pour toutes les tensions $V_{G,R}$ (Figure 3.5(a)).

Tableau 3.1. *Energie d'activation thermique E_a, section efficace de capture apparente σ_n et identification des pièges E1, E2, E4, et E5.*

Piège	E_a (eV)	σ_n (cm^2)	Correspondance	Référence
E1	$0{,}14 \pm 0{,}01$	$(1{,}28 \pm 0{,}02) \times 10^{-17}$	V_N	[39,162]
E2	$0{,}24 \pm 0{,}04$	$(3{,}81 \pm 0{,}08) \times 10^{-14}$	Complexe V_N–V_{Ga}	[163]
E3	–	–	–	–
E4	$0{,}46 \pm 0{,}02$	$(1{,}40 \pm 0{,}10) \times 10^{-16}$	V_N ou dislocations	[39,164,165]
E5	$0{,}64 \pm 0{,}04$	$(4{,}12 \pm 0{,}37) \times 10^{-16}$	V_{Ga}	[28,35,51,162–164,166–168]

3.2.2.2 Interprétation physique des résultats DLTS

Le piège E1 est similaire au piège E identifié par Polenta *et al.* avec $E_a = 0{,}14$ eV et $\sigma_n = 7 \times 10^{-17}$ cm^2 [39,162]. Comme l'irradiation induit ce piège, ils l'ont attribué à des lacunes d'azote. Le piège E2 est probablement lié à un complexe tel que V_N–V_{Ga} [163]. E4 pourrait être lié à des lacunes d'azote ou pourrait être associé à des dislocations [39,164,165]. Quant à E5, il est associé à des centres liés à la lacune de gallium [28,35,51,162–164,166–168]. Fang *et al.* ont montré que la plupart des pièges dans les couches minces épitaxiées de GaN avec une densité élevée de dislocations (10^8–$10^9/cm^2$) se comportent comme des défauts linéaires, tandis que les mêmes pièges dans les couches épaisses de GaN avec une densité de dislocations plus faible ($10^6/cm^2$) se comportent comme des défauts ponctuels [169]. Nous concluons que les pièges détectés dans la couche mince contrainte de GaN sont similaires aux pièges couramment observés dans le matériau relaxé.

La détection de défauts liés aux lacunes d'azote et de gallium pourrait être liée à la forte rugosité des interfaces du canal GaN observée par l'analyse TEM. Comme une rupture de la périodicité du réseau a lieu aux interfaces, des lacunes sont susceptibles de se former. Nous avons souligné que les dislocations peuvent se propager du tampon AlN à travers le canal GaN, cela pourrait expliquer la détection du piège E4, soupçonné d'être associé à des dislocations. De plus, la qualité des interfaces du canal GaN et sa dépendance selon l'orientation cristalline sont susceptibles d'avoir un impact sur les propriétés de transport dans cette hétérostructure. L'investigation de ces propriétés va donc être présentée dans la partie suivante.

3.3 Anisotropie de la mobilité électronique dans un canal GaN fin

3.3.1 Etude de la résistivité du 2DEG à température ambiante

L'analyse des propriétés de transport dans l'hétérostructure AlGaN/GaN a été effectuée pour déterminer l'impact de la qualité des interfaces sur celle-ci. Pour cela, des barres de Hall disposées le long de différents axes cristallographiques ont été caractérisées, schématisées sur la Figure 3.7(a). Les orientations cristallographiques étudiées sont $[10\bar{1}0]$, $[11\bar{2}0]$, $[01\bar{1}0]$, et $[\bar{1}2\bar{1}0]$.

Des mesures 4 pointes, dont les résultats sont présentés en Figure 3.7(b), ont été effectuées sur toutes les barres de Hall à disposition pour cette structure afin de déterminer la résistivité du 2DEG selon l'orientation cristalline. 8 à 12 barres de Hall par orientation ont été caractérisées pour s'affranchir au mieux d'éventuels problèmes d'inhomogénéité ou de reproductibilité. Il apparait que la résistivité du 2DEG est plus élevée lorsque le trajet des électrons est parallèle à la direction des marches $[\bar{1}2\bar{1}0]$ observées par TEM et AFM. Par conséquent, il est tout à fait clair que la résistivité du 2DEG est affectée par la rugosité des interfaces du canal, et nous pouvons supposer que les pièges profonds détectés par DLTS et présents à ces interfaces jouent un rôle pour limiter la conduction.

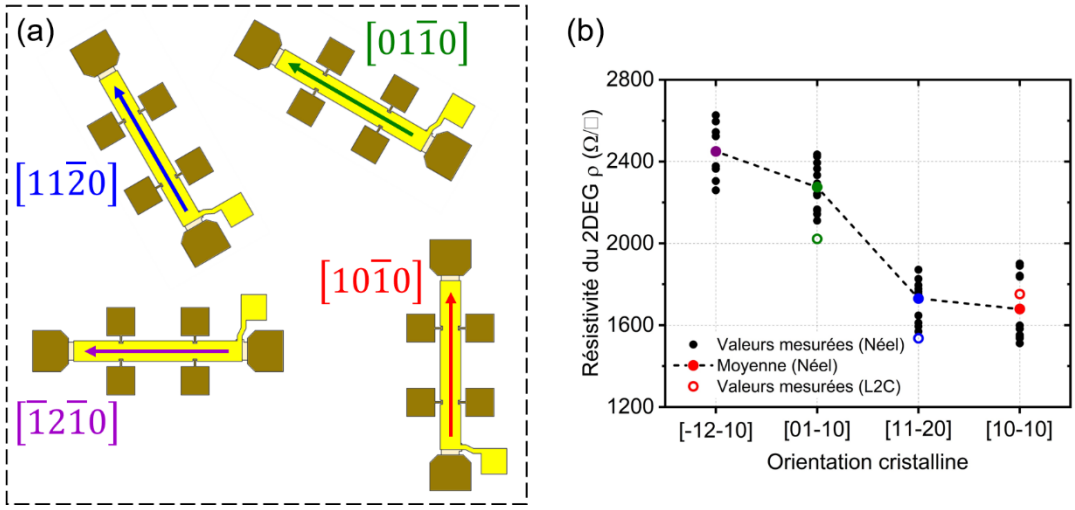


Figure 3.7. *(a) Schéma représentatif avec les orientations des barres de Hall : [-12-10] (violet), [01-10] (vert), [11-20] (bleu), et [10-10] (rouge). (b) Résistivité du 2DEG en fonction de l'orientation cristalline à température ambiante, obtenue par des mesures 4 pointes. Chaque cercle noir représente une mesure sur une barre de Hall (entre 8 et 12 selon l'orientation) et les cercles de couleur sont les valeurs moyennes pour chaque orientation. Les cercles ouverts correspondent aux valeurs obtenues au L2C sur les barres de Hall provenant d'un seul échantillon.*

3.3.2 Détermination de la mobilité en fonction de la température

Afin d'étudier en détail l'impact de l'orientation cristalline sur la mobilité des électrons, des mesures d'effet Hall sur la gamme 10–500 K ont été effectuées sur des barres de Hall avec les orientations [10$\bar{1}$0], [11$\bar{2}$0], et [01$\bar{1}$0]. Malheureusement, il n'a pas été possible d'effectuer des mesures sur la barre de Hall le long de l'axe [$\bar{1}$2$\bar{1}$0] car le composant était défectueux. Cependant, les mesures sur les trois premiers composants ont été suffisantes pour en tirer des conclusions. La résistivité du 2DEG, la densité de Hall, et la mobilité de Hall selon les trois orientations cristallines citées précédemment sont présentées sur les Figure 3.8(a), Figure 3.8(b) et Figure 3.8(c), respectivement. Le Tableau 3.2 récapitule les valeurs de la résistivité du 2DEG, de la densité de Hall, et de la mobilité de Hall pour chaque orientation à 10, 300 et 500 K.

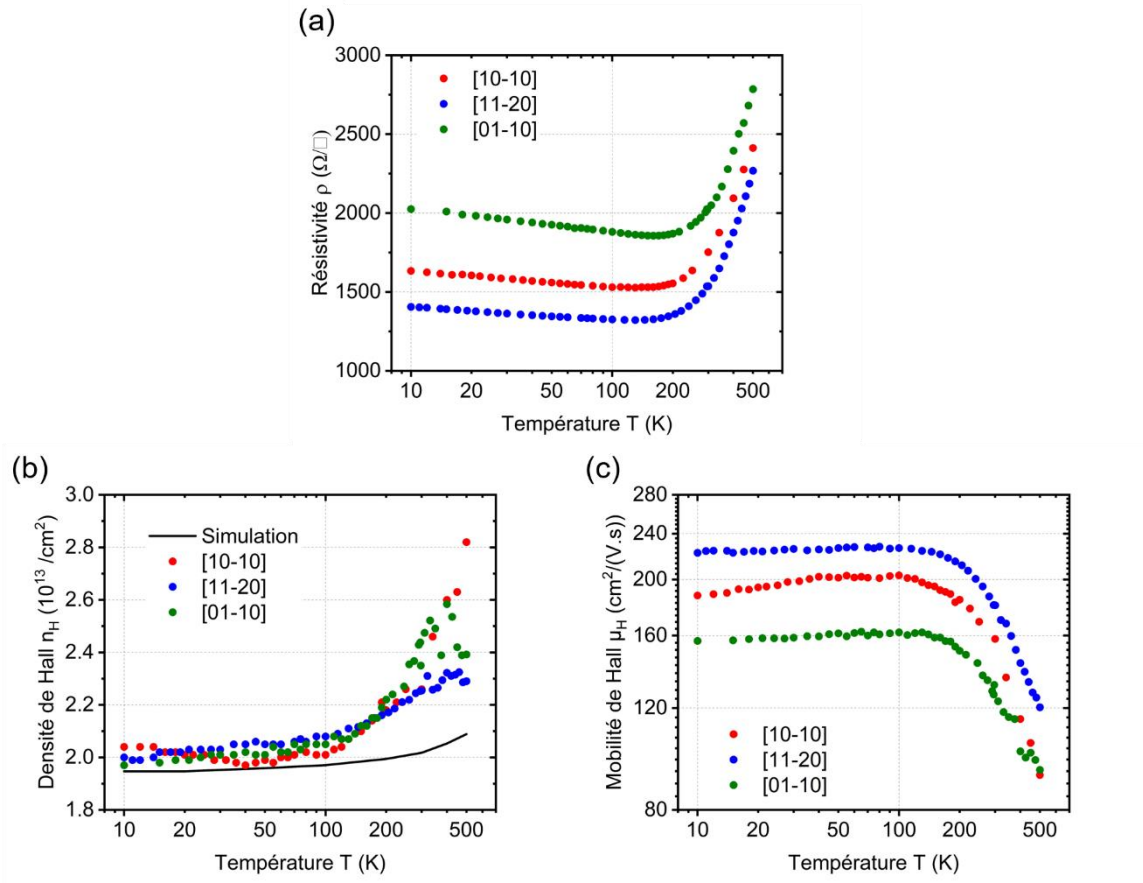


Figure 3.8. *Résultats des mesures d'effet Hall sur l'hétérostructure AlGaN/GaN selon les différentes orientations cristallines : (a) résistivité du 2DEG ρ, (b) densité de Hall n_H, et (c) mobilité de Hall μ_H.*

L'évolution de la résistivité du 2DEG en fonction de la température est très similaire pour les trois orientations. Une légère diminution de ρ est observée de 10 à 200 K, puis augmente jusqu'à 600 K. Toutefois, la valeur de résistivité est différente selon l'orientation cristalline. En effet, l'orientation [01$\bar{1}$0] présente la

résistivité la plus élevée (2022 Ω/□ à 300 K), ce qui est cohérent avec la tendance observée sur la Figure 3.7(b). Il apparait cependant que la résistivité la plus faible n'est pas celle de l'orientation $[10\bar{1}0]$ (1752 Ω/□ à 300 K) mais celle de l'orientation $[11\bar{2}0]$ (1536 Ω/□), ce qui pour autant n'est pas incohérent avec la dispersion des valeurs de résistivité pour ces deux orientations. Pour ce qui est de la densité de Hall, une valeur de $2{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, très proche de la valeur calculée par simulation ($1{,}9 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$), a été obtenue à 10 K. Une faible augmentation de n_H, quasi-identique pour les trois orientations, a été observée jusqu'à 500 K (entre $2{,}3 \times 10^{13}$ et $2{,}8 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$), légèrement supérieure à la tendance obtenue par simulation en Figure 3.8(c). La densité du 2DEG ne semble donc pas impactée par l'orientation cristalline. Les valeurs de résistivité sont donc en majorité influencées par les valeurs de mobilité de Hall. La mobilité la plus élevée est celle de l'orientation $[11\bar{2}0]$ avec 181 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ à 300 K, et la plus faible est celle de l'orientation $[01\bar{1}0]$ avec 132 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$.

Une anisotropie des propriétés de transport a déjà été observée à plusieurs reprises dans la littérature [170–177]. Celle-ci a principalement été attribuée à l'utilisation d'un substrat vicinal (substrat incliné de quelques degrés), qui cause la formation de marches d'une épaisseur de quelques couches atomiques, mais aussi à une densité asymétrique de dislocations, ou encore à la réduction de la température de croissance du canal. Umana-Membreno *et al.* ont observé une anisotropie de la mobilité électronique dans une hétérostructure $\mathrm{GaN/Al_{0,30}Ga_{0,70}N}$ en polarité N sur un substrat saphir incliné de 4° vers le plan a [170,171]. L'anisotropie de la mobilité électronique dans les directions parallèle et perpendiculaire à la direction de la coupe inclinée de 4° était accompagnée d'une légère anisotropie de la densité de charge du 2DEG. Toutefois, il faut noter que l'anisotropie de la mobilité électronique observée par Umana-Membreno *et al.* est supérieure (-42%) à celle observée dans ce travail (-27%). De plus, de faibles valeurs de mobilité, de 130–180 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ au lieu de 2000 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ pour un HEMT à canal GaN standard, ont été obtenues, indépendamment de l'orientation. Nous pouvons en conclure que l'impact des marches aux interfaces du canal est présent pour toutes les orientations, avec des effets légèrement plus importants si la conduction est selon la direction des marches. Nakamura *et al.* ont réalisé des HEMT AlGaN/GaN sur des substrats 4H-SiC (0001) inclinés de 0°, 0,4°, 1° et 2° dans la direction $(10\bar{1}0)$ [174]. Ils ont constaté une anisotropie de la mobilité électronique, dont les valeurs obtenues à 30 K pour une inclinaison de 1° sont 5490 et 1600 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ le long de la direction $(11\bar{2}0)$ (parallèle aux marches) et le long de la direction $(10\bar{1}0)$ (perpendiculaire aux marches), respectivement. En revanche, aucune dépendance de la densité du 2DEG selon l'orientation n'a été

observée, de la même manière que pour les résultats obtenus par Beck *et al.* et les résultats présentés en Figure 3.8(c) [176].

Tableau 3.2. *Récapitulatif de la résistivité du 2DEG, de la densité de Hall et de la mobilité de Hall à 10, 300 et 500 K pour les orientations cristallines [10-10] (rouge), [11-20] (bleu), et [01-10] (vert).*

Orientation	ρ (kΩ/□)			n_H (10^{13}/cm^2)			μ_H (cm^2/(V.s))		
	10 K	300 K	500 K	10 K	300 K	500 K	10 K	300 K	500 K
[10$\bar{1}$0]	1,6	1,8	2,4	2,04	2,26	2,82	188	158	92
[11$\bar{2}$0]	1,4	1,5	2,3	2,00	2,25	2,29	225	181	120
[01$\bar{1}$0]	2,0	2,0	2,8	1,97	2,35	2,39	157	132	94

A basse température (T < 100 K), un effet de magnéto-résistivité a pu être observé. La Figure 3.9(a) présente l'évolution de la résistivité du 2DEG en fonction du champ magnétique à 11 K pour l'orientation [01$\bar{1}$0]. Pour un champ magnétique nul, la résistivité vaut 2022 Ω/□ alors qu'elle vaut 1943 Ω/□ pour un champ magnétique de 0,64 T.

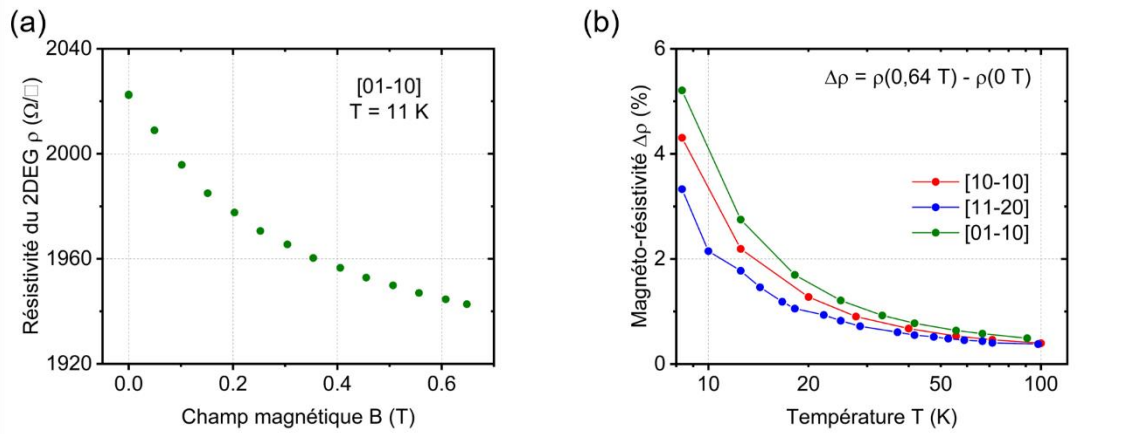


Figure 3.9. *(a) Evolution de la résistivité du 2DEG en fonction du champ magnétique à 11 K pour l'orientation [01-10]. (b) Amplitude de l'effet de magnéto-résistivité en fonction de la température pour les orientations [10-10], [11-20] et [01-10].*

La Figure 3.9(b) indique l'amplitude de l'effet de magnéto-résistivité en fonction de la température pour les orientations [10$\bar{1}$0], [11$\bar{2}$0] et [01$\bar{1}$0]. Pour une température de 8 K, l'amplitude de Δρ vaut 4,3%, 3,3% et 5,2% pour les orientations [10$\bar{1}$0], [11$\bar{2}$0] et [01$\bar{1}$0], respectivement. Il apparait donc que plus la valeur de résistivité du 2DEG est élevée, plus l'effet de magnéto-résistivité est important. Umana-Membreno *et al.* ont observé que la résistivité du 2DEG dans la direction parallèle aux marches était presque indépendante du champ

magnétique, indiquant qu'un seul groupe d'électrons dominait le transport le long de cette direction [170,171]. En revanche, la résistivité dans la direction perpendiculaire aux marches a montré une dépendance significative vis-à-vis du champ magnétique, indiquant que deux groupes distincts d'électrons contribuaient à la conductivité du canal dans cette direction. Ces observations sont en accord avec nos résultats (Figure 3.9(b)). Puisque dans notre cas la rugosité d'interface semble impacter la mobilité électronique pour toutes les directions, cela pourrait expliquer que même dans l'orientation [11$\bar{2}$0], où la valeur de mobilité électronique est la plus élevée, un effet de magnéto-résistivité est tout de même observé.

3.3.3 Comparaison des résultats avec les modèles de diffusion des électrons

3.3.3.1 Détermination des paramètres de structure

Les modèles de diffusion des électrons à faible champ ont été utilisés pour déterminer les phénomènes responsables de la limitation de la mobilité dans l'hétérostructure à canal GaN fin. Cependant, certains de ces modèles de diffusion nécessitent la connaissance des paramètres liés à la structure, qui peuvent être obtenues par une caractérisation structurelle ou qui sont choisis arbitrairement.

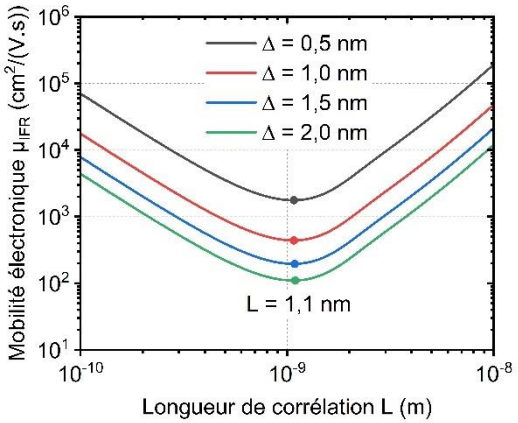


Figure 3.10. *Détermination de la longueur de corrélation pour la structure à canal GaN fin en prenant différentes valeurs de rugosité d'interface.*

Pour la diffusion due à la rugosité de l'interface (IFR), nous devons connaître la rugosité d'interface Δ entre le canal et la barrière, ainsi que la longueur de corrélation correspondante L. Dans notre cas, et aux vues des résultats obtenus par TEM et par AFM, nous nous attendons à ce que la rugosité d'interface joue un rôle important dans la limitation de la mobilité. La rugosité sera donc traitée comme une variable et sa valeur sera ajustée pour correspondre aux données expérimentales. Pour chaque valeur de rugosité, il existe une infinité de valeurs possibles pour la longueur de corrélation. Cependant, il existe une seule valeur

pour laquelle la mobilité affectée par la rugosité d'interface est la plus basse, c'est-à-dire la plus impactée. En appliquant cette méthode, une longueur de corrélation de 1,1 nm a été obtenue, comme montrée sur la Figure 3.10. Cette valeur est cohérente avec les valeurs empiriques mentionnées dans la littérature (1–3 nm) [149]. Il est intéressant de noter que la détermination de la longueur de corrélation n'est que très peu dépendante de la valeur de rugosité.

L'effet du désordre d'alliage (ADO) a été négligé dans cette structure. En effet, la proportion des électrons du 2DEG dans la barrière AlGaN ne représente que 2% de sa totalité (Figure 3.1(b)). De la même manière, la densité de dislocations (DIS) estimée à moins de $10^8/\mathrm{cm}^2$ par XRD n'est pas suffisante pour expliquer la faible valeur de mobilité obtenue expérimentalement. D'après l'analyse DLTS, les principaux défauts détectés dans le GaN sont formés à partir de lacunes d'azote et de gallium. De plus, les valeurs de sections-efficaces de capture obtenues (10^{-14}–10^{-16} cm^2) indiquent que ces pièges sont neutres d'un point de vue de l'attraction coulombienne. La diffusion liée aux impuretés ionisées, non considérée dans cette thèse, n'est donc pas non plus suffisante pour expliquer les faibles valeurs de mobilité. Quant aux modèles de diffusion liée aux phonons acoustiques (AP) et aux phonons polaires optiques (POP), ils ne nécessitent aucun paramètre ajustable et ont été considérés dans les calculs.

3.3.3.2 Résultats des modèles de diffusion de mobilité pour un canal GaN fin

Les Figure 3.11(a), Figure 3.11(b) et Figure 3.11(c) présentent la comparaison entre les mobilités électroniques expérimentales et celles obtenues par calculs, pour les orientations $[10\bar{1}0]$, $[11\bar{2}0]$ et $[01\bar{1}0]$, respectivement. Une excellente concordance entre la mobilité expérimentale et la mobilité calculée peut être observée sur la Figure 3.11 pour les trois orientations, et ce sur toute la plage de températures. Les valeurs de Δ obtenues sont 1,5, 1,4 et 1,6 nm pour les orientations $[10\bar{1}0]$, $[11\bar{2}0]$ et $[01\bar{1}0]$, respectivement (Figure 3.11(d)). Compte tenu des observations effectuées par TEM, ces valeurs élevées de rugosité d'interface ne sont pas incohérentes. En effet, avec un canal GaN de 8 nm d'épaisseur, les marches présentes sur la Figure 3.3(d) peuvent être estimées à 1–2 nm de hauteur. De plus, ces valeurs sont proches de la rugosité de surface de 1,2 nm obtenue par AFM (Figure 3.2(b)). En analysant la surface par AFM, Nakamura *et al.* ont obtenu des valeurs de rugosité RMS de 0,36, 0,40, 0,76 et 1,7 nm pour les inclinaisons du substrat de 0°, 0,4°, 1° et 2°, respectivement [174]. L'anisotropie de la mobilité électronique observée par Umana-Membreno *et al.* a été attribuée à la diffusion des électrons due à la rugosité d'interface [170,171]. La rugosité de 1,2 nm obtenue par AFM (Figure 3.2(b)) et les valeurs de 1,4–1,6 nm obtenues par les calculs de diffusion de la mobilité sont donc également cohérentes avec leurs observations.

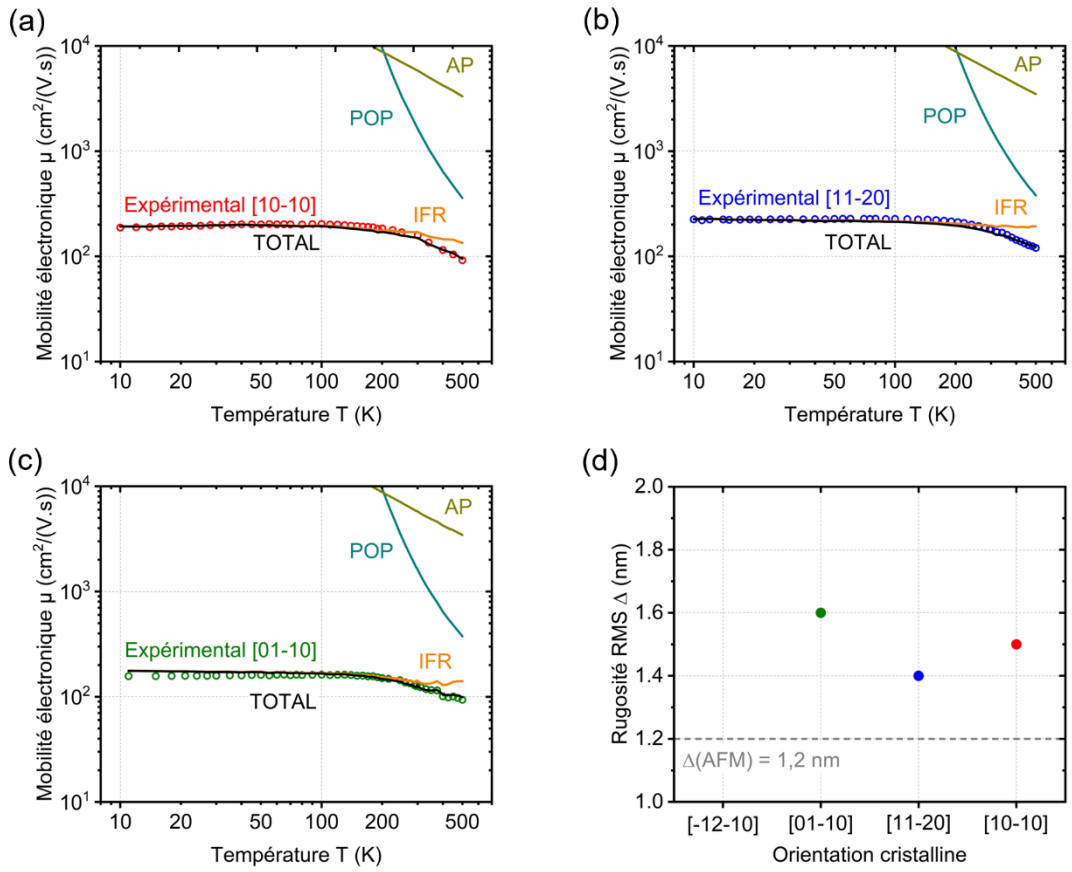


Figure 3.11. *Résultats des modèles de diffusion de la mobilité électronique sur l'hétérostructure AlGaN/GaN selon les différentes orientations cristallines : (b) [10-10], (c) [11-20], et (d) [01-10]. Les modèles considérés sont les phonons acoustiques (AP), les phonons polaires optiques (POP), et la rugosité d'interface (IFR). (d) Valeur de rugosité RMS Δ extraite en fonction de l'orientation cristalline.*

A haute température, la chute des valeurs de mobilité est quant à elle reliée à l'effet des phonons optiques polaires, accentué par l'augmentation de la densité du 2DEG (Figure 3.8(b)). Ces résultats démontrent donc que la faible mobilité électronique dans cette hétérostructure est limitée par la qualité des interfaces du canal GaN. De plus, le 2DEG est présent dans tout le canal GaN de 8 nm, ce qui signifie que les deux interfaces du canal influent sur la conduction, contrairement à un canal épais où une seule interface intervient.

3.4 Performances et tenue en tension du HEMT à canal GaN fin

Malgré la faible valeur de mobilité électronique observée avec l'hétérostructure à canal GaN fin, le HEMT réalisé à partir de celle-ci a démontré d'excellentes performances pour les applications de puissance. Abid *et al.* ont étudié les performances DC du HEMT à canal GaN fin ainsi que de la tension de claquage dans cette structure [161]. La Figure 3.12(a) présente la caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ à V_{DS} = 4V d'un HEMT avec une distance grille-drain de 5 µm.

Une tension de seuil proche de -6 V est observée d'après cette courbe, en accord avec la valeur obtenue sur le composant circulaire caractérisé par DLTS. Une densité de courant $J_{DS,off}$ de 200 nA/mm à $V_{GS} = V_{th}$, ainsi qu'une densité de courant $J_{DS,on}$ de 300 mA/mm à $V_{GS} = 0$ V ont été obtenues, soit un excellent rapport passant/bloqué de $1{,}5 \times 10^6$. La caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ à différents V_{GS} est montrée en Figure 3.12(b). Une faible résistance spécifique à l'état passant de 15 mΩ. cm² a été extraite en régime linéaire.

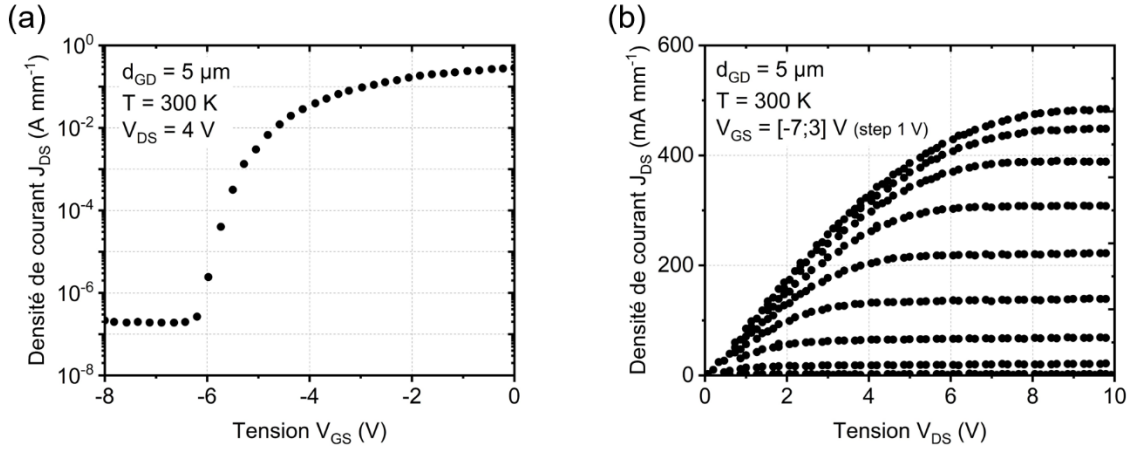


Figure 3.12. *Caractéristiques (a) $J_{DS}(V_{GS})$ et (b) $J_{DS}(V_{DS})$ à 300 K du HEMT à canal GaN fin. Les données ont été reprises de la référence [161].*

Des mesures de claquage latéral ont été réalisées sur des contacts isolés avec un espacement de 2 µm et le substrat flottant. Les sondes ont été immergées dans une solution de Fluorinert afin d'éviter les arcs électriques dans l'air sous haute tension. La structure a une tension de claquage latéral légèrement supérieure à 1000 V (Figure 3.13(a)), ce qui correspond à un champ de claquage de 5 MV/cm. La Figure 3.13(b) présente les tensions de claquage et champ de claquage correspondants pour des plots isolés distants de 2 à 96 µm. Il convient de souligner que la valeur de 5 MV/cm dépasse largement celle d'une structure à base de GaN, où 2–3 MV/cm peuvent être obtenus.

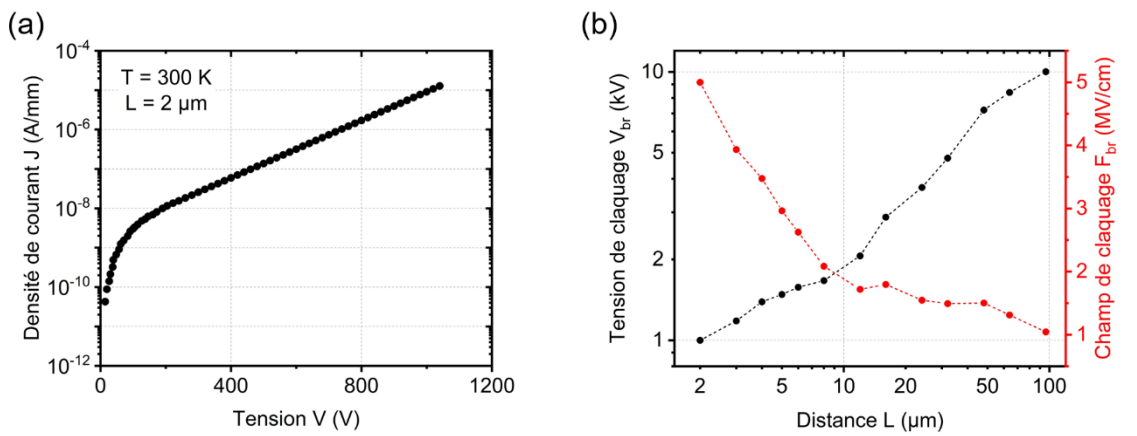


Figure 3.13. *(a) Tension de claquage latérale à température ambiante sur des contacts isolés avec une distance de 2 µm. Les mesures ont été réalisées dans une solution de Fluorinert. (b) Tension de claquage (noir) et champ de claquage correspondant (rouge) en fonction de la distance entre les contacts isolés. Les données ont été reprises de la référence [161].*

3.5 Réduction de l'épaisseur du canal GaN dans le projet HBV

Différents paramètres, qui n'ont pas été traités dans cette thèse, ont été étudiés au sein du projet HBV par le CRHEA et l'IEMN, dont l'influence du type de substrat et de l'épaisseur du canal dans une hétérostructure AlGaN/GaN, et méritent d'être évoqués pour avoir une meilleure vue d'ensemble. Deux hétérostructures, similaires, ont été réalisées, avec un substrat Si (111) et avec un substrat AlN massif, comme présenté sur la Figure 3.14(a) et la Figure 3.14(b), respectivement. En passant d'un substrat Si (111) à un substrat AlN, une diminution de la résistivité du 2DEG de 800 à 330 Ω/□ a été obtenue, combinée avec une densité du 2DEG passant de $0{,}8 \times 10^{13}$ à $1{,}0 \times 10^{13}$ /cm^2. Il en résulte une valeur de mobilité électronique environ doublée, passant de 950 à 1920 cm^2/(V. s), qui peut s'expliquer par une amélioration de la qualité cristalline de la structure. En effet, en réalisant un HEMT à canal $Al_{0,15}Ga_{0,85}N$ sur un substrat saphir et sur un substrat SiC, Nanjo *et al.* ont observé une amélioration de la densité du 2DEG ($0{,}7 \times 10^{13}$ et $0{,}94 \times 10^{13}$ /cm^2, respectivement) et de la mobilité électronique (460 et 545 cm^2/(V. s), respectivement) [178]. Ils ont attribué cette amélioration à la réduction du désaccord de maille entre le substrat et le canal AlGaN en utilisant du SiC par rapport au saphir. De manière similaire, Hashimoto *et al.* ont réalisé un HEMT à canal $Al_{0,29}Ga_{0,71}N$ sur un substrat saphir et sur un substrat AlN [179]. Avec le substrat AlN, une réduction de la FWHM du pic XRD selon l'axe (002) correspondant au canal AlGaN (0,143 et 0,044°, respectivement) a été observée, accompagnée d'une diminution de la résistivité du 2DEG (respectivement $2{,}8 \times 10^3$ et $1{,}3 \times 10^3$ Ω/□).

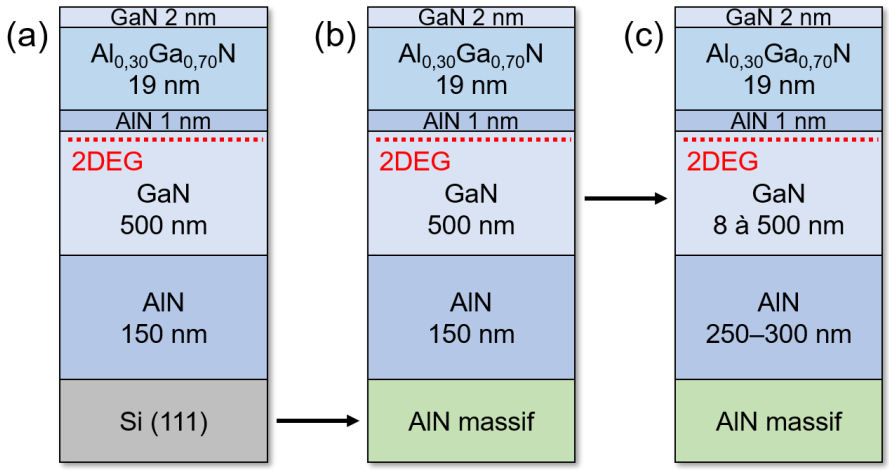


Figure 3.14. *Différentes structures étudiées dans le projet HBV : (a) structure à canal GaN épais sur substrat Si (111), (b) structure à canal GaN épais sur substrat AlN et (c) structure à canal GaN sur substrat AlN, dont l'épaisseur du canal a été variée de 8 à 500 nm.*

Elwaradi *et al.* ont étudié les effets de la réduction de l'épaisseur du canal GaN dans des structures GaN/AlGaN/AlN/GaN, sur substrat AlN (Figure 3.14(c)) [180]. Pour une épaisseur de canal GaN de 500 nm, la couche semble être totalement relaxée. En revanche, le taux de relaxation diminue en réduisant l'épaisseur du canal, si bien qu'un taux de relaxation de 0% est obtenu pour un canal de 8 nm. L'augmentation de la contrainte dans le canal se traduit par une augmentation significative de la résistivité du 2DEG, qui passe de 330 Ω/□ pour 500 nm à 9000 Ω/□ pour 20 nm d'épaisseur. La densité du 2DEG est également impactée par l'augmentation de la contrainte du canal. En effet, le paramètre de maille du canal GaN est réduit sous la contrainte, se rapprochant de celui de la couche tampon en AlN. Cela signifie que la différence de paramètre de maille entre le canal et la barrière est réduit, induisant une polarisation piézoélectrique moins importante et donc une densité du 2DEG plus faible. Une densité de $1{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$ est obtenue pour une épaisseur de 500 nm contre $0{,}2 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$ pour une épaisseur de 20 nm. L'évolution de la résistivité du 2DEG est fortement dépendante de celle de la mobilité électronique. Ainsi, les valeurs de mobilité diminuent à mesure que l'épaisseur du canal est réduite, passant de 1920 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ pour 500 nm à seulement 310 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ pour 20 nm. Dû à la forte contrainte, aucun 2DEG ne s'est formé pour la structure avec un canal de 8 nm. Pour résoudre ce problème, des structures avec un canal de 8–9 nm, avec une barrière AlGaN plus riche en Al (82–86%) et plus épaisse (14–45 nm), ont été réalisées. Pour les barrières AlGaN les plus épaisses, une résistivité, une densité, et une mobilité de 880 Ω/□, $1{,}6 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$ et 450 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ ont été obtenues, respectivement.

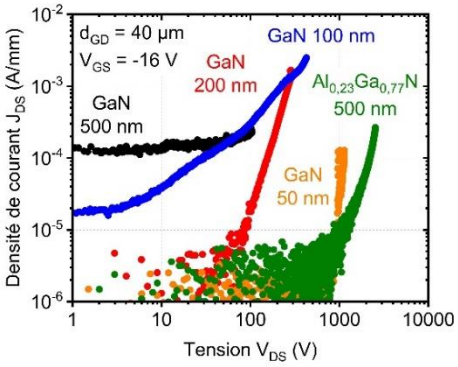


Figure 3.15. *Mesure de claquage latéral pour des HEMT réalisés sur un substrat AlN, avec un canal GaN de 500 à 50 nm, et avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ de 500 nm.*

La réduction de l'épaisseur du canal GaN semble être une solution prometteuse pour améliorer la tension de claquage des transistors, comme le montre la Figure 3.15. Pourtant, sur cette même figure, nous remarquons que la tension de claquage d'un HEMT à canal AlGaN avec une fraction d'Al de seulement 23% permet d'obtenir une tension de claquage plus élevée (2537 V) qu'un canal GaN de 50 nm d'épaisseur (1140 V). Ainsi, l'utilisation d'un canal AlGaN pour améliorer la tenue en tension des HEMT semble être bien plus prometteuse encore. Cependant, une telle solution engendre de nouvelles problématiques, dont une partie va être étudiée dans les chapitres suivants.

Bilan du chapitre 3

Les propriétés de transport dans une hétérostructure $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/GaN/AlN avec un canal GaN de 8 nm ont été étudiées. Une faible valeur de mobilité électronique de 130–180 $cm^2/(V.s)$ a été observée dans la structure à température ambiante. De plus, une anisotropie de cette mobilité à hauteur de 37% selon les orientations cristallographiques a également été mise à jour. L'analyse de l'empilement de couches a permis de relier cette anisotropie à la forte rugosité d'interface (~ 1,2 nm) du canal GaN. De plus, les modèles de diffusion des électrons ont confirmé que la rugosité d'interface était responsable de la faible valeur de mobilité. L'analyse des défauts a montré la présence de lacunes d'azote et de gallium dans tout le canal. Malgré la faible mobilité électronique, le HEMT à canal GaN fin a démontré d'excellentes performances, dont un champ de claquage maximal de 5 MV/cm, supérieur à la valeur théorique du GaN. Ces résultats et ceux obtenus dans le projet HBV ont montré l'intérêt de réduire l'épaisseur du canal GaN pour augmenter la tenue en tension. Cependant, il apparait qu'une structure à canal AlGaN épais présente une meilleure tenue en tension qu'une structure à canal GaN fin. Cette solution va donc être étudiée dans les chapitres suivants, en commençant par les propriétés de transport dans ces hétérostructures.

Chapitre 4

4 Propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN

Ce chapitre se focalise sur les propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN. Une approche théorique, basée sur des modèles physiques, va permettre de comprendre l'impact de la fraction d'aluminium dans le canal, de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons, et de la température, sur les propriétés de transport électronique dans les hétérostructures. Puis, ces résultats vont être confrontés aux observations expérimentales, à l'aide de simulation et de la caractérisation des couches épitaxiées. Enfin, la stabilité en température des propriétés de transport électronique sera analysée selon la passivation et le substrat utilisé.

4.1 Propriétés de transport électronique théoriques

L'utilisation des hétérostructures AlGaN/AlGaN entraîne l'apparition d'un paramètre variable supplémentaire par rapport au système GaN/AlGaN : la fraction d'Al du canal AlGaN. Le changement de ce dernier va entrainer la modification de nombreux autres paramètres, dont la densité du 2DEG, la mobilité électronique et le champ de claquage de la structure. Afin de choisir les fractions d'Al les plus intéressantes, il convient dans un premier temps d'étudier théoriquement leur impact sur les performances de l'hétérostructure.

4.1.1 Considérations générales pour le calcul de la mobilité électronique

A partir des modèles de diffusion des électrons présentés dans le chapitre 2, nous avons déterminé la mobilité électronique μ_n dans une hétérostructure à canal AlGaN, en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C, de la densité du 2DEG n_{2D} (similaire à une variation de la fraction d'Al dans la barrière x_B), et de la température T. L'épaisseur des couches n'intervenant pas dans le calcul de la mobilité électronique, il n'est pas nécessaire de les fixer. En revanche, le fait de négliger l'effet de la fraction d'Al dans la barrière sur la mobilité des électrons dans le 2DEG n'est possible qu'en considérant l'utilisation d'un espaceur d'AlN. Les résultats présentés ci-dessous ne seront donc valables que pour une hétérostructure à canal AlGaN avec un tel espaceur. Nous avons fait varier la fraction d'Al dans le canal de 0 à 1, et la densité du 2DEG de $1{,}0 \times 10^{11}$ à $5{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, soit respectivement une densité suffisamment faible pour observer une variation significative de la mobilité électronique, et la densité maximale que nous avons déterminée pour un canal GaN et une barrière AlN. La variation de la température entre 10 à 600 K est en accord avec les températures minimale et maximale accessibles dans nos configurations expérimentales (voir chapitre 2).

Les modèles de diffusion considérés dans les calculs sont ceux liés aux phonons acoustiques (AP), aux phonons optiques polaires (POP), au désordre d'alliage (ADO), à la rugosité d'interface (IFR), et aux dislocations (DIS). Afin de simplifier les calculs, nous avons supposé que la densité de dislocations N_{DIS} et la rugosité d'interface Δ étaient indépendantes des fractions d'Al. Etant donné que le désordre d'alliage est le mécanisme limitant majoritaire dans ces structures, cette simplification est valide. Le Tableau 4.1 résume les valeurs des paramètres de structure choisies pour effectuer les calculs de mobilité électronique.

Tableau 4.1. *Valeurs des paramètres utilisés pour les calculs de la mobilité électronique théorique : rugosité RMS Δ, longueur de corrélation L, densité de dislocations N_{DIS}, facteur de remplissage des états énergétiques induits par les dislocations f_{DIS}, et potentiel d'alliage δV.*

Paramètre	Δ (nm)	L (nm)	N_{DIS} ($/cm^2$)	f_{DIS} (−)	δV (eV)
Valeur	0,3	3,0	10^{10}	0,3	1,8

La valeur du champ de claquage dans la structure a été estimée à partir de la fraction d'Al dans le canal. En effet, nous aurons toujours $x_C < x_B$, et donc toujours un champ de claquage plus faible pour le canal que pour la barrière. Nous avons utilisé la relation qui approxime le champ de claquage d'un semi-conducteur intrinsèque par l'équation $F_{br} = 1{,}73 \times 10^5 \times E_g^{2,5}$, où E_g est la bande interdite du semi-conducteur [14]. La dépendance réelle du champ de claquage dans une structure est difficile à prendre en compte puisqu'elle dépend fortement du dopage. Les électrons provenant du 2DEG sont induits par effet de polarisation piézoélectrique, et non par dopage. Dans notre cas, l'utilisation de cette équation reste donc valide. Par ailleurs, Nishikawa *et al.* ont démontré expérimentalement la validité de cette estimation pour des diodes p-i-n à base d'AlGaN, avec une fraction d'Al comprise entre 0% et 22% [181]. La dépendance en température du champ de claquage a été négligée dans les calculs.

Lorsque les valeurs de la fraction d'Al dans le canal x_C et de la densité du 2DEG n_{2D} sont variées, certaines plages de valeurs sont impossibles à obtenir. Par exemple, pour une fraction x_C variant de 0 à 1 en considérant une densité du 2DEG de $0{,}5 \times 10^{13}/cm^2$, les valeurs calculées au-delà de $x_C < 0{,}72$ sont affichées en pointillés, car une telle densité ne peut pas être obtenue avec une fraction d'Al dans le canal plus importante, même avec une barrière AlN. Des compositions limites dans le canal de 0,63 et 0,47 ont été obtenues pour des densités du 2DEG de $1{,}0 \times 10^{13}$ et $2{,}0 \times 10^{13}/cm^2$, respectivement. De même, pour des fractions d'Al dans le canal de 0,10, 0,30 et 0,60, une densité du 2DEG supérieure à $4{,}3 \times 10^{13}$, $3{,}1 \times 10^{13}$ et $1{,}9 \times 10^{13}/cm^2$ ne peut pas être obtenue d'après nos simulations.

4.1.2 Variation de paramètres pour le calcul de la mobilité électronique

4.1.2.1 Variation de la fraction d'Al dans le canal

La mobilité électronique correspondant aux différents mécanismes de diffusion des électrons, en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C, pour une température T de 300 K, et pour une densité du 2DEG n_{2D} de $0{,}5 \times 10^{13}$, $1{,}0 \times 10^{13}$, et $2{,}0 \times 10^{13}/cm^2$, est présentée sur la Figure 4.1(a), la Figure 4.1(b), et la Figure

4.1(c), respectivement. A 300 K, et pour les différentes valeurs de densité du 2DEG choisies, la mobilité électronique μ_n est limitée par le désordre d'alliage (ADO) sur toute la gamme de fraction d'Al x_C. Les phonons acoustiques (AP) et les phonons optiques polaires (POP) ont un faible impact à température ambiante, davantage marqué à mesure que la fraction d'Al s'éloigne de 0,50. La rugosité d'interface (IFR) et les dislocations (DIS) ne jouent pas un rôle majeur dans la réduction de la mobilité électronique quelle que soit la fraction d'Al.

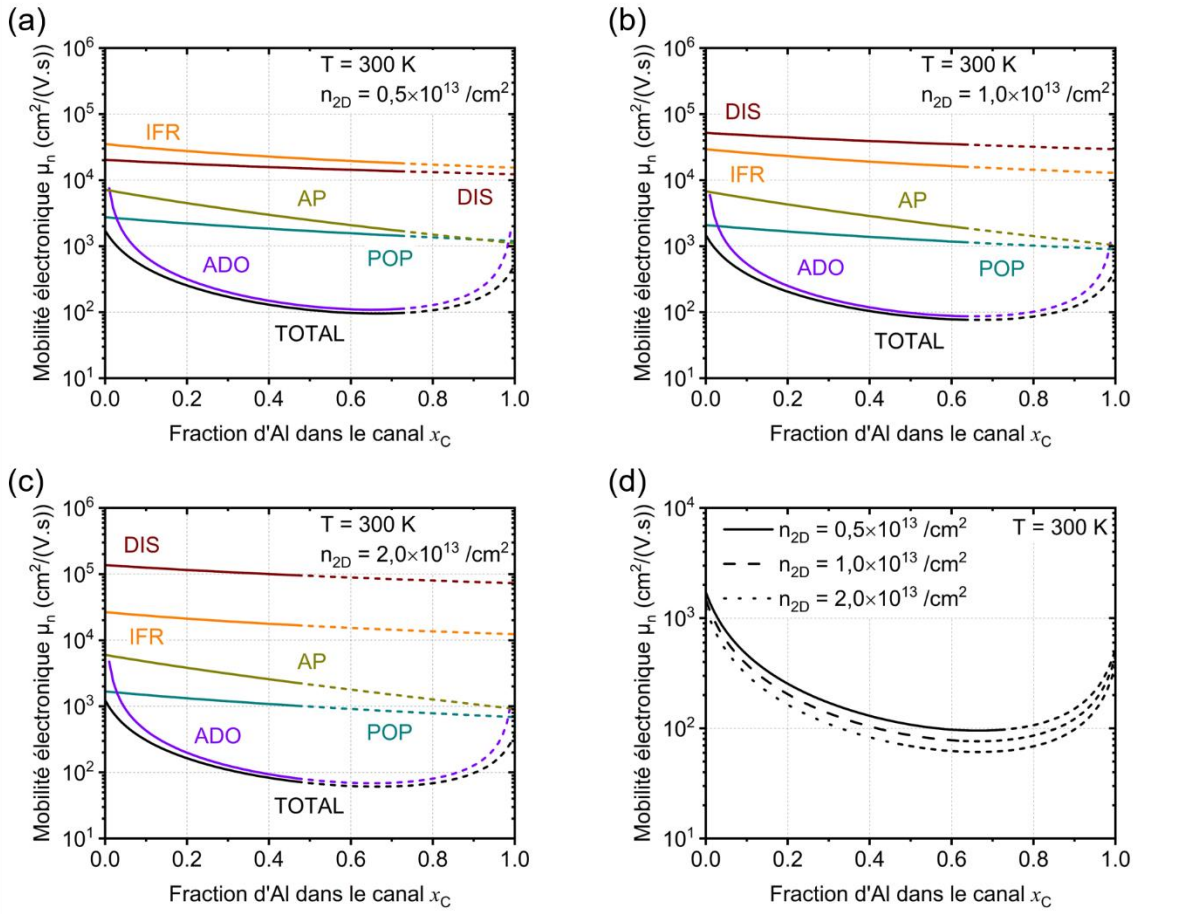


Figure 4.1. *Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C pour une température T de 300 K et pour une densité du 2DEG n_{2D} de (a) 0,5×10¹³ /cm², (b) 1,0×10¹³ /cm², et (c) 2,0×10¹³ /cm². (d) Mobilité électronique totale en fonction de la fraction d'Al dans le canal pour différentes densités du 2DEG. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés.*

La variation de la densité du 2DEG n'induit pas de changements majeurs dans l'intensité des mécanismes, à l'exception de celui lié aux dislocations. En effet, pour une densité de $0{,}5 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, l'effet des dislocations est plus important que celui de la rugosité d'interface. Pour une densité de $1{,}0 \times 10^{13}$ et de $2{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, le

mécanisme de rugosité d'interface devient plus impactant que celui des dislocations. La mobilité électronique totale en fonction de x_C pour les différentes valeurs de n_{2D} est montrée sur la Figure 4.1(d). L'augmentation de la densité du 2DEG induit une faible réduction de la mobilité électronique. La diminution de la mobilité électronique est également légèrement plus importante pour des fractions d'Al proches de 0,50.

La mobilité électronique fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C, pour une densité du 2DEG n_{2D} de $1{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, et pour une température de 10, 300, et 600 K, est présentée sur la Figure 4.2(a), la Figure 4.2(b), et la Figure 4.2(c), respectivement. La Figure 4.2(a) révèle qu'à 10 K, le désordre d'alliage (ADO) représente la principale limitation de la mobilité sur toute la plage de composition, de sorte que la mobilité totale est complètement superposée à la mobilité ADO.

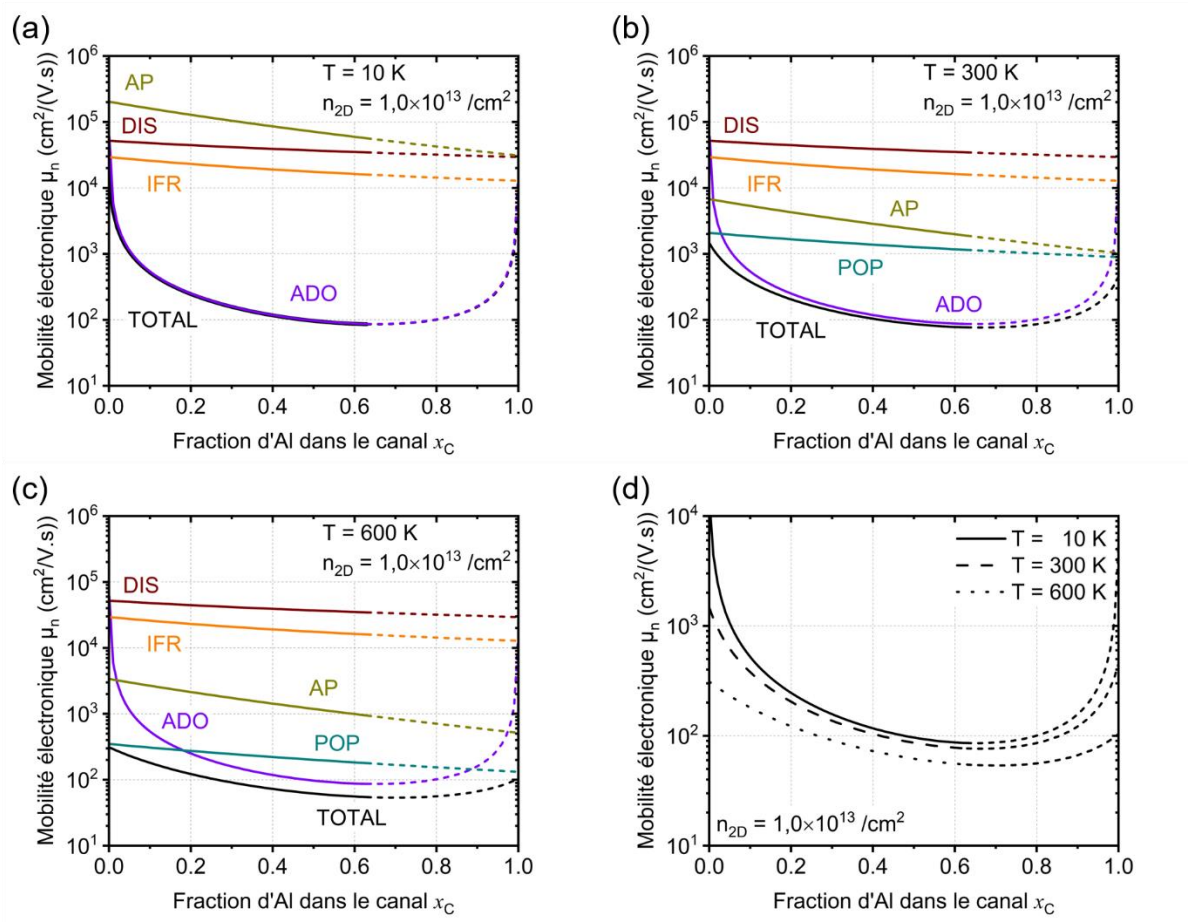


Figure 4.2. *Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C pour une densité du 2DEG n_{2D} de $1{,}0\times10^{13}$ /cm² et pour une température T de (a) 10 K, (b) 300 K, et (c) 600 K. (d) Mobilité électronique totale en fonction de la fraction d'Al dans le canal pour différentes températures. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés.*

Dans la Figure 4.2(b), à 300 K, les phonons optiques polaires (POP) et acoustiques (AP) ont un impact plus important, mais la mobilité est toujours principalement limitée par le désordre d'alliage, en accord avec la Figure 4.1. Dans la Figure 4.2(c), à 600 K, les phonons optiques polaires ont un impact plus important sur la mobilité totale, mais sont toujours moins impactant que le désordre d'alliage pour une plage de composition en aluminium de 0,18 à 0,90. La diffusion des électrons due aux dislocations (DIS) et à la rugosité de l'interface (IFR) ne joue pas un rôle important dans la réduction de la mobilité électronique par rapport au désordre d'alliage. La Figure 4.2(d) résume la mobilité électronique totale pour les trois températures. La mobilité électronique semble moins réduite en augmentant la température pour des fractions molaires d'aluminium autour de 0,55. La température influe principalement sur les composantes polaires qui deviennent dominantes pour des compositions d'Al faibles ou très élevées.

4.1.2.2 Variation de la densité du 2DEG

La variation de la mobilité électronique en fonction de la densité du 2DEG n_{2D}, pour une température $T = 300$ K, et pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,10, 0,30, et 0,60, est présentée sur la Figure 4.3(a), la Figure 4.3(b), et la Figure 4.3(c), respectivement. Sur la Figure 4.3(a), pour $x_C = 0{,}10$ et pour une densité du 2DEG de $10^{11}/\mathrm{cm}^2$, la mobilité électronique est totalement limitée par le mécanisme des dislocations. Lorsque n_{2D} augmente, l'effet lié aux dislocations diminue et la mobilité électronique augmente. En effet, à mesure que la densité d'électrons dans le 2DEG augmente, la diffusion liée aux dislocations est écrantée [185]. Pour des hétérostructures réalisées par hétéroépitaxie, par exemple sur un substrat en silicium où la densité de dislocations est importante, il est préférable d'avoir une densité du 2DEG suffisamment élevée. Au-delà d'une densité de $10^{12}/\mathrm{cm}^2$, la mobilité électronique diminue, sous l'effet du désordre d'alliage qui devient plus important. Il existe donc une densité du 2DEG pour laquelle la mobilité électronique est optimale. Cette valeur optimale s'explique ici par la transition entre les deux mécanismes dominants liés aux dislocations et au désordre d'alliage. Lorsque la densité du 2DEG augmente, l'effet de diffusion lié à la rugosité d'interface augmente. Toutefois, l'augmentation de son intensité est probablement sous-estimée, car lorsque la densité du 2DEG augmente, celui-ci se rapproche de l'interface (Figure 4.11(b)), et la rugosité joue alors un rôle d'autant plus important. La proximité entre le 2DEG et l'interface n'est pas prise en compte dans le modèle de rugosité d'interface. La mobilité électronique totale en fonction de n_{2D} pour les différentes valeurs de x_C est montrée sur la Figure 4.2(d). Pour une faible densité du 2DEG ($\sim 10^{11}/\mathrm{cm}^2$), la mobilité varie très peu pour différentes fractions d'Al puisque la densité de dislocations N_{DIS} a été considérée indépendante de x_C. En revanche, pour une densité du 2DEG plus élevée (>

$10^{12}/\mathrm{cm}^2$), nous observons une forte variation de mobilité électronique lorsque x_C change, directement lié au désordre d'alliage qui est le mécanisme limitant pour ces valeurs de densité du 2DEG.

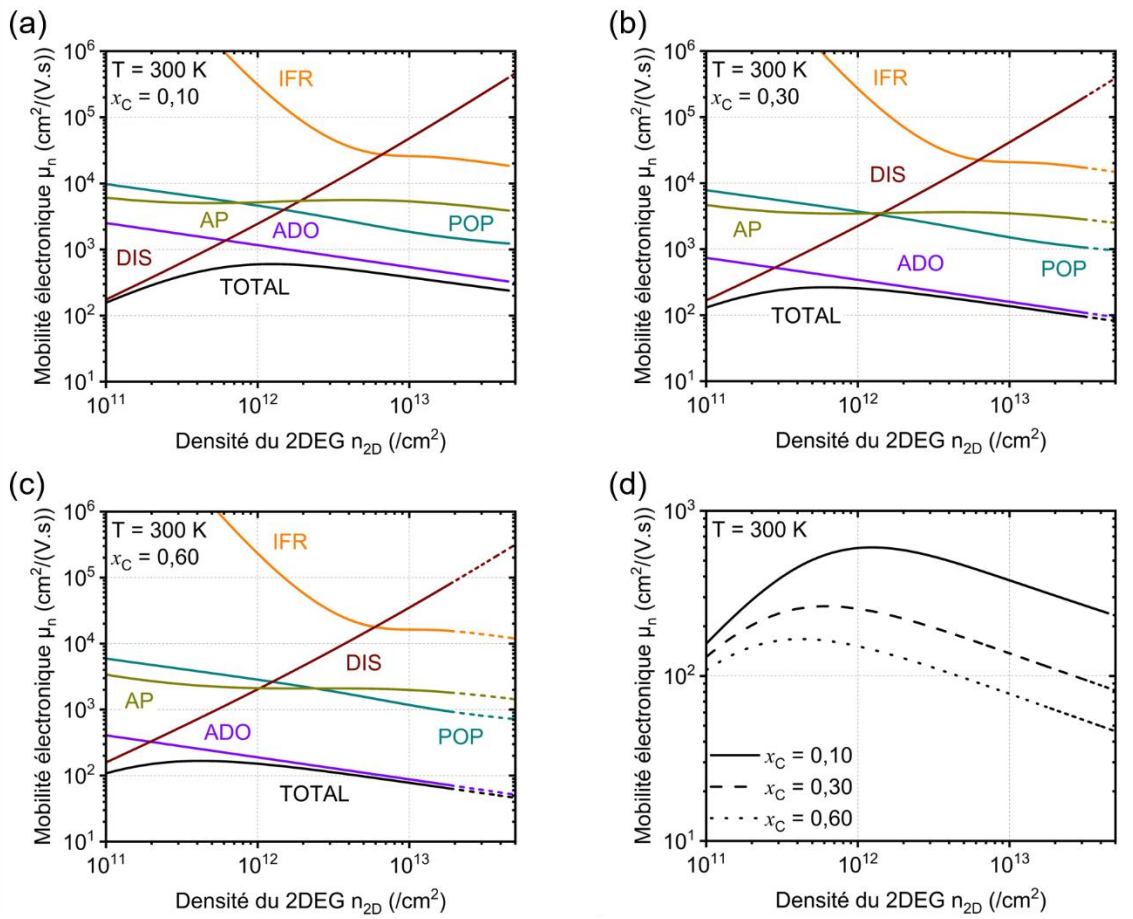


Figure 4.3. *Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} pour une température T de 300 K et pour une fraction d'Al dans le canal x_C de (a) 0,10, (b) 0,30, et (c) 0,60. (d) Mobilité électronique totale en fonction de de la densité du 2DEG pour différentes fractions d'Al dans le canal. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés.*

Les Figure 4.4(a), Figure 4.4(b), et Figure 4.4(c), présentent respectivement la mobilité électronique en fonction de la densité du 2DEG n_{2D}, pour une fraction d'Al dans le canal $x_C = 0{,}60$, et pour une température de 10, 300, et 600 K. A 10 K, et pour une densité du 2DEG élevée, le désordre d'alliage est le mécanisme dominant et se superpose avec la mobilité électronique totale, en accord avec les Figure 4.2(a) et Figure 4.3. Lorsque la température augmente, l'effet des phonons acoustiques et des phonons optiques polaires devient plus important. La Figure 4.4(d) révèle une faible variation de la mobilité électronique totale en fonction de

n_{2D} pour les différentes températures, directement liée à la non-dépendance en température du désordre d'alliage. Les effets liés aux dislocations et à la rugosité d'interface sont également identiques pour les différentes températures.

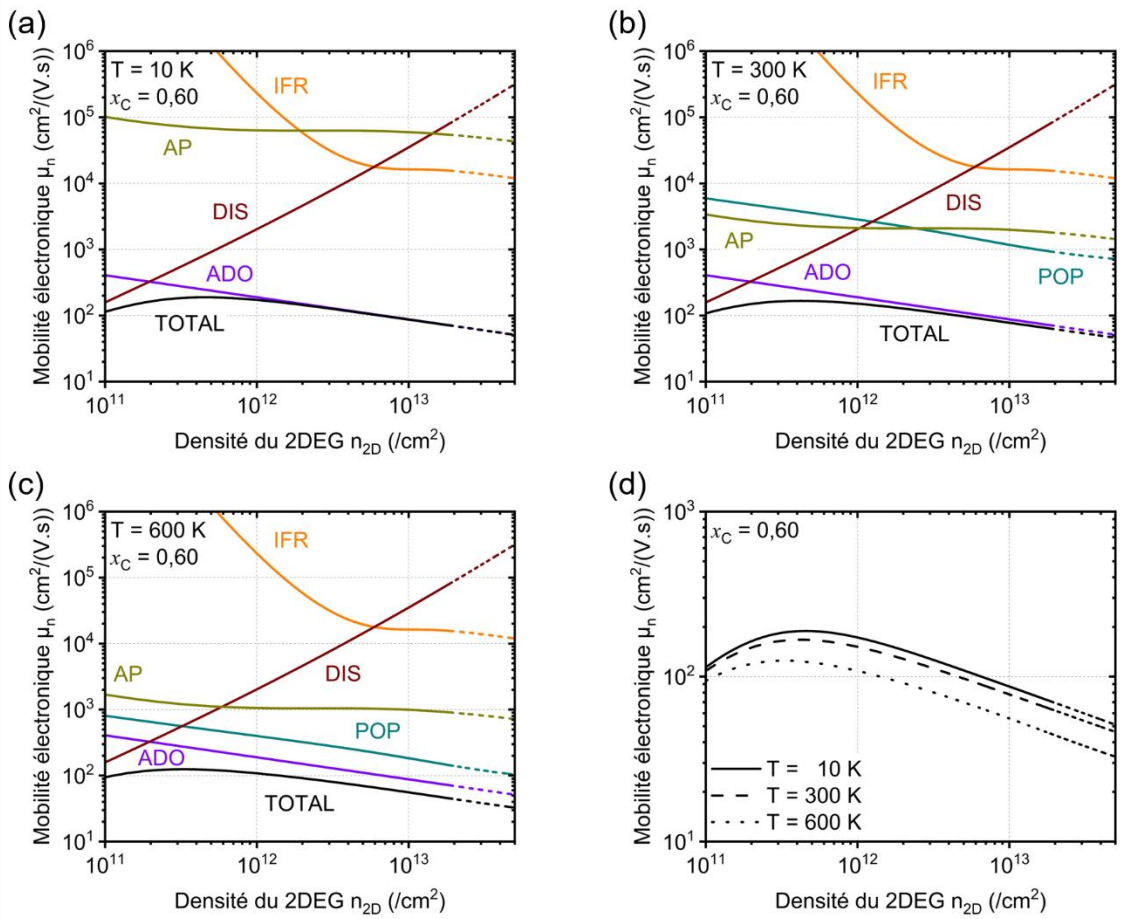


Figure 4.4. *Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,60 et pour une température T de (a) 10 K, (b) 300 K, et (c) 600 K. (d) Mobilité électronique totale en fonction de de la densité du 2DEG pour différentes températures. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations. Les valeurs de mobilité électronique μ_n pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés.*

4.1.2.3 Variation de la température

La mobilité électronique correspondant aux différents mécanismes de diffusion des électrons, en fonction de la température T, pour une densité du 2DEG $n_{2D} = 1{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, et pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,10, 0,30, et 0,60, est présentée sur la Figure 4.5(a), la Figure 4.5(b), et la Figure 4.5(c), respectivement. Pour toutes les valeurs de fraction d'Al, la mobilité électronique présente un plateau à basse température ($T < 200$ K), où celle-ci est dominée par le désordre d'alliage. Les mécanismes de rugosité d'interface et de dislocations n'ont aucun impact significatif quelle que soit la température ou la fraction d'Al

dans le canal. A haute température (T > 200 K), la mobilité électronique diminue, sous l'effet des phonons optiques polaires. L'effet des phonons acoustiques n'est pas significatif.

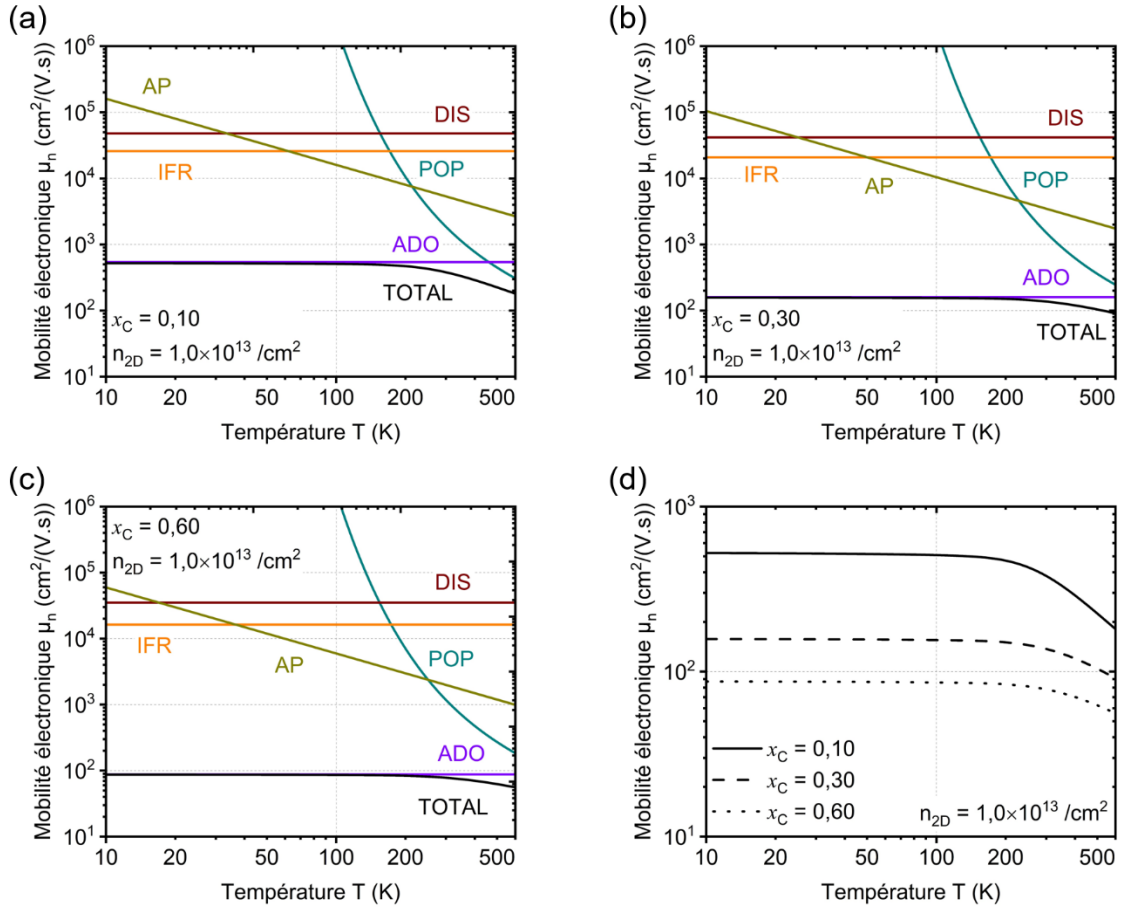


Figure 4.5. *Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la température T pour une densité du 2DEG n_{2D} de 1,0×10¹³ /cm² et pour une fraction d'Al dans le canal x_C de (a) 0,10, (b) 0,30, et (c) 0,60. (d) Mobilité électronique totale en fonction de la température pour différentes fractions d'Al dans le canal. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations.*

La mobilité électronique totale en fonction de la température pour les différentes valeurs de x_C est montrée sur la Figure 4.5(d). Sous l'effet du désordre d'alliage, l'augmentation de la fraction d'Al induit un abaissement du plateau à basse température, avec une mobilité électronique de 522, 157, et 87 $cm^2/(V.s)$ pour une fraction d'Al x_C de 0,10, 0,30, et 0,60, respectivement. A haute température, la mobilité totale peut être approximée par $\mu_n \propto T^{-\alpha}$, où α est un coefficient de température sans dimension. La valeur de α est généralement utilisée pour identifier le mécanisme de diffusion dominant la mobilité électronique. D'après nos résultats, pour $x_C = 0$ (canal GaN), un coefficient de température proche de 2 est obtenu, ce qui correspond à la dépendance en température de l'effet

des phonons optiques polaires (T^{-2}, voir partie 2.3.2.3). Une valeur plus faible de 1,17, 0,69, et 0,57 est obtenue pour une fraction d'Al x_C de 0,10, 0,30, et 0,60, respectivement. Cela signifie que plus la fraction d'Al augmente, moins la mobilité électronique totale est uniquement dominée par les phonons optiques polaires, mais également par le désordre d'alliage, dont le mécanismes est indépendant de la température. La concurrence entre l'effet des phonons optiques polaires et le désordre d'alliage (indépendant de la température) induit une diminution du coefficient α. La réduction de la mobilité électronique lorsque la température augmente est donc proportionnellement moins importante pour des fractions d'Al élevées. Cela devrait faciliter la gestion thermique des composants basés sur une hétérostructure à canal AlGaN. En effet, dans le cas des composants à base de Si, la forte densité de courant à l'état passant induit un échauffement du composant, réduisant fortement la mobilité électronique. La résistivité de la couche active augmente donc, induisant à son tour un échauffement supplémentaire, lui-même impliquant une diminution supplémentaire de la mobilité, et ainsi de suite. Toutefois, si l'augmentation de la fraction d'Al dans le canal AlGaN permet de réduire la dégradation de la mobilité électronique, elle induit aussi une diminution de la conductivité thermique de la couche (Figure 1.13(a)), et un compromis est alors à trouver.

La mobilité électronique correspondant aux différents mécanismes de diffusion des électrons, en fonction de la température T, pour une fraction d'Al dans le canal $x_C = 0{,}60$, et pour une densité du 2DEG n_{2D} de $0{,}5 \times 10^{13}$, $1{,}0 \times 10^{13}$, et $2{,}0 \times 10^{13}/cm^2$, est présentée sur la Figure 4.6(a), la Figure 4.6(b), et la Figure 4.6(c), respectivement. L'augmentation de la densité du 2DEG induit une intensité légèrement plus forte de tous les mécanismes de diffusion des électrons, sur l'ensemble de la gamme de températures considérée. La mobilité électronique totale en fonction de la température pour les différentes valeurs de n_{2D} est montrée sur la Figure 4.6(d). L'augmentation de la densité du 2DEG diminue la valeur de mobilité électronique uniformément sur toute la gamme de température. Un coefficient de température $\alpha = 0{,}57$ a été extrait pour les trois densités du 2DEG, indiquant que n_{2D} n'a pas d'influence sur la réduction de la mobilité électronique lorsque la température augmente, pour les valeurs de n_{2D} considérées.

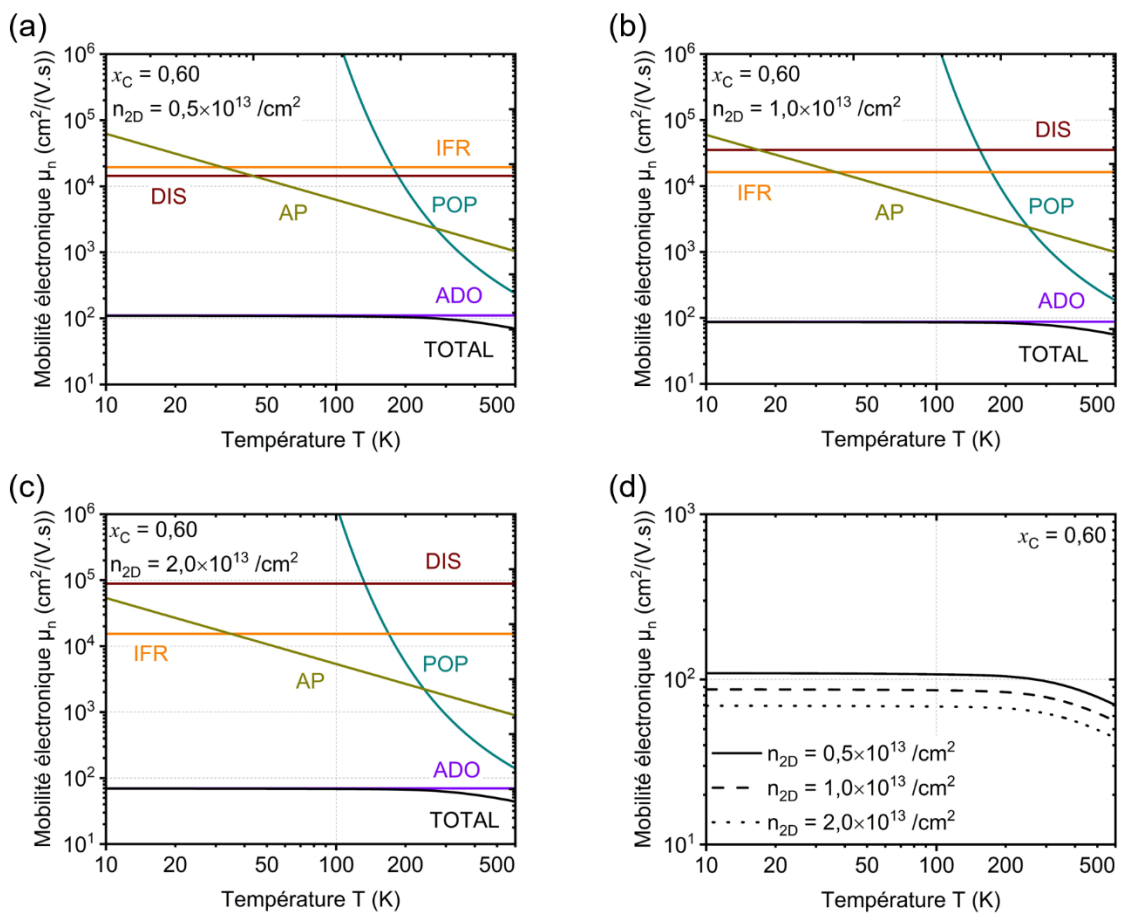


Figure 4.6. *Mobilité électronique μ_n calculée en fonction de la température T pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,60 et pour une densité du 2DEG n_{2D} de (a) 0,5×10^{13} /cm^2, (b) 1,0×10^{13} /cm^2, et (c) 2,0×10^{13} /cm^2. (d) Mobilité électronique totale en fonction de la température pour différentes densités du 2DEG. AP : phonons acoustiques – POP : phonons optiques polaires – ADO : désordre d'alliage – IFR : rugosité d'interface – DIS : dislocations.*

4.1.3 Evolution de la figure de mérite pour la conduction latérale

Pour les applications de commutation à haute puissance, une tension de claquage élevée V_{br} et une faible résistance spécifique à l'état passant $R_{on,sp}$ sont nécessaires. Pour rappel (voir chapitre 1), la figure de mérite de Baliga (BFOM) a été formulée pour comparer le potentiel des semi-conducteurs pour les pertes en conduction, et s'exprime comme $BFOM = \varepsilon_s \mu_n F_{br}^3$, où ε_s est la permittivité du semi-conducteur, et F_{br} est le champ de claquage. Cependant, la BFOM conventionnelle s'applique uniquement aux composants verticaux. Pour les HEMT, la figure de mérite latérale (LFOM) est utilisée, donnée par [182,183]

$$LFOM = \frac{(V_{br})^2}{R_{on,sp}} = q n_{2D} \mu_n (F_{br})^2 \qquad (4.1)$$

Ainsi, nous avons déterminé la LFOM de l'hétérostructure à canal AlGaN en fonction de la fraction d'Al dans le canal, de la densité du 2DEG, et de la température. Afin de rendre état des performances de cette hétérostructure comparée à une hétérostructure à canal GaN, les valeurs de LFOM ont été normalisées par celle calculée pour un canal GaN ($x_C = 0$).

A partir de la mobilité électronique déterminée en fonction de x_C, n_{2D} et T, présentée dans les Figure 4.1 à Figure 4.6, nous avons déterminé l'évolution de la LFOM selon ces paramètres, normalisée par rapport au GaN. Les Figure 4.7(a) et Figure 4.7(b) permettent de visualiser l'évolution de la LFOM en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C, pour différentes densités du 2DEG n_{2D} et pour différentes températures T, respectivement. A 300 K, et pour les valeurs de n_{2D} choisies, la LFOM d'une hétérostructure à canal AlGaN est toujours inférieure à celle d'une hétérostructure à canal GaN. Une LFOM presque identique est obtenue pour les valeurs de n_{2D} choisies, ce qui souligne le faible impact de ce paramètre. En revanche, la variation de température impacte fortement la LFOM, comme indiqué sur la Figure 4.7(b). A 10 et 300 K, la LFOM pour une hétérostructure à canal AlGaN est inférieure à celle d'une hétérostructure à canal GaN, comme observé précédemment. A 600 K, la LFOM du GaN est identique à celle de l'AlGaN pour une fraction d'Al $x_C = 0{,}28$. Pour une densité du 2DEG de $1{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, la LFOM de l'AlGaN est au maximum 1,6 fois supérieure à celle du GaN pour $x_C = 0{,}63$ (limite de composition pour une densité de $1{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$). Il est intéressant de noter que d'après nos résultats, la fraction d'Al x_C pour laquelle la LFOM de l'AlGaN est égale à la LFOM du GaN diminue à mesure que la température augmente. Les hétérostructures à canal AlGaN ont donc un fort potentiel à haute température en comparaison des hétérostructures à canal GaN.

L'évolution de la LFOM en fonction de la densité du 2DEG est présentée sur les Figure 4.7(c) et Figure 4.7(d), pour différentes fractions d'Al dans le canal et pour différentes températures, respectivement. A 300 K, et pour une densité du 2DEG inférieure à environ $10^{12}/\mathrm{cm}^2$, la LFOM de l'AlGaN est supérieure à celle du GaN. Pour une fraction d'Al dans le canal $x_C = 0{,}60$ et une densité du 2DEG $n_{2D} = 10^{11}/\mathrm{cm}^2$, une LFOM 5 fois supérieure est obtenue. Ces résultats laissent penser qu'une densité du 2DEG inférieure serait donc souhaitable pour obtenir les mêmes performances que pour un canal GaN. Cependant, la LFOM d'une hétérostructure à canal GaN augmente sur toute la plage de valeurs $1{,}0 \times 10^{11}$–$5{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, car l'augmentation de la densité du 2DEG est bien plus importante que la diminution de la mobilité électronique (induite par l'augmentation de n_{2D}).

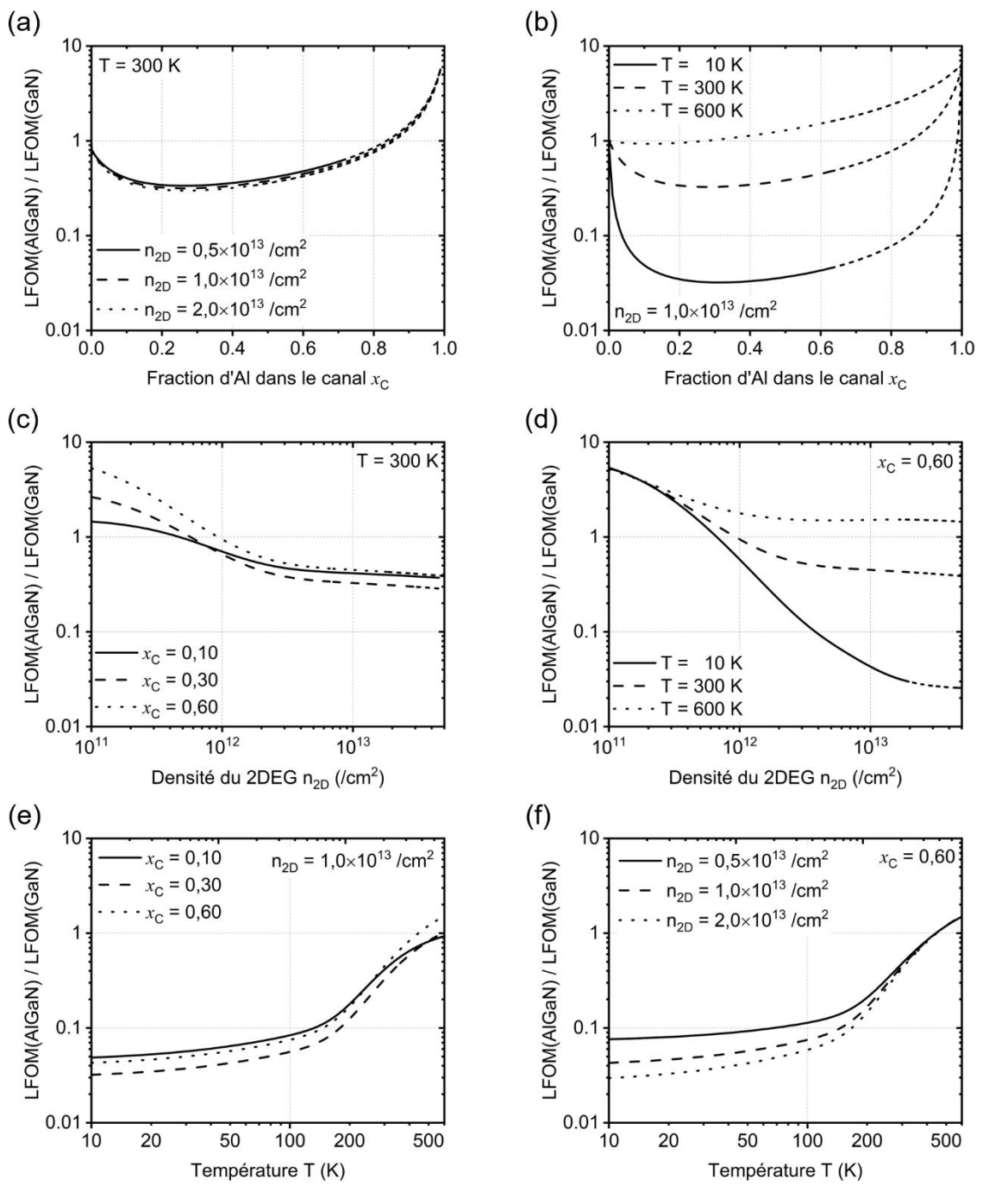


Figure 4.7. *Figure de mérite de Baliga latérale LFOM calculée (a) en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C et pour différentes densités du 2DEG n_{2D}, (b) en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C et pour différentes températures T, (c) en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} et pour différentes fractions d'Al dans le canal x_C, (d) en fonction de la densité du 2DEG n_{2D} et pour différentes températures T, (e) en fonction de la température T et pour différentes fractions d'Al dans le canal x_C, et (f) en fonction de la température T et pour différentes densités du 2DEG n_{2D}. Plus la LFOM est élevée, plus les pertes en conduction sont faibles. Les valeurs de LFOM pour lesquelles la valeur de densité du 2DEG n_{2D} n'est pas atteignable avec la fraction d'Al x_C considérée sont affichées en pointillés.*

A nouveau, l'évolution de la LFOM est bien plus importante lorsque la température varie, comme observé sur la Figure 4.7(d). A 600 K, et pour une fraction d'Al $x_C = 0{,}60$, la LFOM de l'AlGaN est supérieure à celle du GaN sur toute la gamme de densité du 2DEG choisie pour les calculs, et confirme les observations faites sur la Figure 4.7(b).

L'évolution de la LFOM en fonction de la température est détaillée sur les Figure 4.7(e) et Figure 4.7(f), pour une fraction d'Al variable et pour une densité du 2DEG variable, respectivement. Seule la LFOM pour $x_C = 0{,}60$ est supérieure à 1, à partir de 445 K (Figure 4.7(e)). Sur la Figure 4.7(f), pour une fraction d'Al $x_C = 0{,}60$, la LFOM est également supérieure à 1 à partir de 445 K, quelle que soit la densité du 2DEG choisie.

L'étude théorique de la mobilité électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN a permis de d'identifier le désordre d'alliage (ADO) comme le mécanisme limitant principal. A haute température, les phonons optiques polaires (POP) sont responsables de la diminution de la mobilité électronique. Il a été suggéré que la dépendance en température moins marquée des HEMT à canal AlGaN par rapport aux HEMT à canal GaN est en partie due à l'indépendance en température des mécanismes limitants ADO et IFR [186,187]. La quantification des performances théoriques des hétérostructures à canal AlGaN via la LFOM a permis de démontrer leur potentiel à haute température. Il convient donc maintenant de confronter ces observations aux résultats expérimentaux, à travers une étude des propriétés de transport par effet Hall sur les hétérostructures présentées dans la partie 4.2.1, réalisée sur un substrat silicium et avec une fraction d'Al dans le canal x_C de 0,10, 0,30, et 0,60.

4.2 Caractérisation des hétérostructures à canal AlGaN

4.2.1 Qualité cristalline des hétérostructures à canal AlGaN

Les mesures pour déterminer la qualité cristalline des couches épitaxiées dans ce chapitre ont été réalisées au CRHEA, par Maud Nemoz (XRD), par Eric Frayssinet et Aimeric Courville (AFM), et par Philippe Vennéguès (TEM).

4.2.1.1 Analyse XRD des hétérostructures à canal AlGaN

Une analyse XRD sur les hétérostructures est présentée sur la Figure 4.8(a). Les largeurs à mi-hauteur (FWHM) extraites de l'axe (002) en 2θ–ω sont résumées dans le Tableau 4.2. Un pic fin (FWHM de 0,056–0,074°) et symétrique correspondant à la couche de nucléation en AlN peut être observé. En revanche, les pics correspondants au canal AlGaN avec 10% et 30% d'Al présentent une asymétrie et une FWHM plus importante (0,050° et 0,055° respectivement). Le pic

correspondant au canal AlGaN avec 60% d'Al est plus fin (0,032°) et ne présente aucune asymétrie. Plus la fraction d'Al dans le canal AlGaN augmente, plus le paramètre de maille est proche de celui de la couche de nucléation en AlN, réduisant ainsi les contraintes.

Tableau 4.2. *Largeurs à mi-hauteur (FWHM) de la nucléation en AlN et du canal AlGaN obtenues par XRD pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, pour l'orientation (002) en 2θ-ω, et rugosité (RMS) de surface des hétérostructures.*

Fraction d'Al x_C	AlN FWHM (002) 2θ-ω (°)	AlGaN FWHM (002) 2θ-ω (°)	RMS Δ (nm)
10%	0,074	0,050	0,64
30%	0,064	0,055	0,29
60%	0,056	0,032	0,79

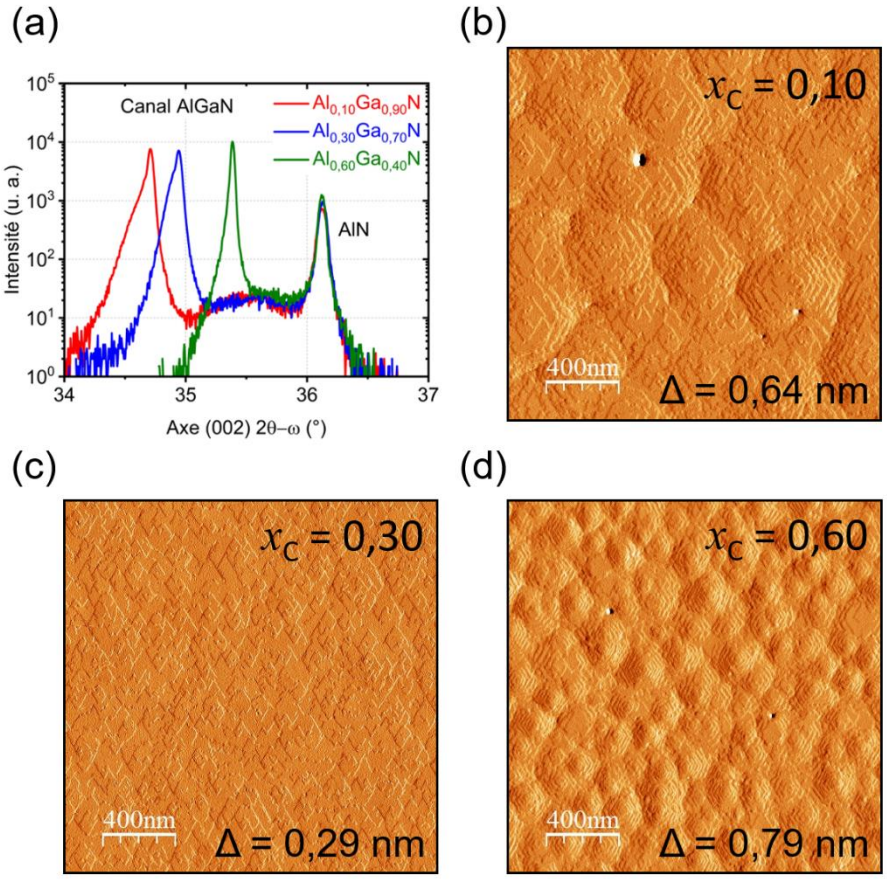


Figure 4.8. *(a) Scan XRD dans l'orientation (002) en 2θ-ω des hétérostructures à canal AlGaN pour 10% (rouge), 30% (bleu) et 60% (vert) d'Al dans le canal. Images AFM de la surface des hétérostructures avec une fraction d'Al dans le canal de (b) 10%, (c) 30%, et (d) 60%.*

4.2.1.2 Analyse AFM des hétérostructures à canal AlGaN

Des mesures de microscopie à force atomique (AFM) ont été effectuées sur la couche de cap GaN des trois structures, sur une surface de 2 µm × 2 µm, montrées sur la Figure 4.8(b), Figure 4.8(c) et Figure 4.8(d) pour une fraction d'Al de 10%, 30% et 60%, respectivement. Des rugosités RMS de 0,64, 0,29, et 0,79 nm ont été déterminées pour les hétérostructures avec une fraction d'Al de 10%, 30% et 60% respectivement. L'hétérostructure avec 10% d'Al dans le canal présente une rugosité de surface plus importante qu'attendu (~0,3 nm) étant donné la faible fraction d'Al [149]. Cette valeur élevée peut s'expliquer par un désaccord de maille plus important dans la structure due à la plus faible teneur en Al du canal et de la barrière. La valeur élevée obtenue pour l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal s'explique par la forte teneur en Al, puisque la rugosité est attendue d'augmenter avec la fraction d'Al et d'être maximale proche d'une fraction de 50%.

4.2.1.3 Profil de concentration dans les hétérostructures en fonction de la fraction d'Al

La caractéristique capacité-tension $C(V_G)$, pour un composant circulaire de 190 µm de diamètre et 45 µm d'espace entre le contact central et le contact extérieur, acquise à une température de 300 K et à une fréquence de 1 MHz, est présentée sur la Figure 4.9(a).

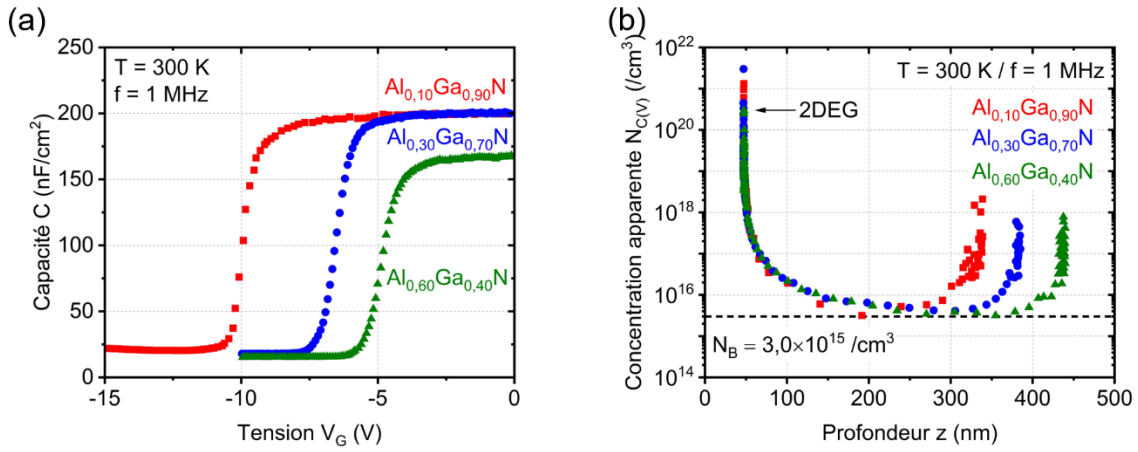


Figure 4.9. *(a) Caractéristique C(VG), acquise sur un composant circulaire à 300 K et à une fréquence de 1 MHz, pour les hétérostructures avec 10% (rouge), 30% (bleu), et 60% (vert) d'Al dans le canal. (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique C(VG) à 300 K pour chaque hétérostructure.*

Une capacité de 200 nF/cm² est observée en régime d'accumulation pour les hétérostructures avec 10% et 30% d'Al dans le canal. Une valeur plus faible de 170 nF/cm² est obtenue pour l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal. Le 2DEG est totalement déplété pour une tension V_G de −10,5, −7,3 et −5,5 V, pour 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, respectivement. D'après la simulation de la

structure de bandes de ces hétérostructures, plus la fraction d'Al dans le canal augmente, plus la densité du 2DEG est faible, ce qui explique le décalage de la tension de déplétion. En régime de déplétion totale, la capacité n'atteint pas totalement zéro, mais vaut 15–20 $\mathrm{nF/cm^2}$.

Le profil de concentration de charges en fonction de la profondeur a été déterminé à partir de la caractéristique $\mathrm{C(V_G)}$, illustré en Figure 4.9(b). Nous distinguons un pic de concentration 5 nm sous l'interface du canal avec l'espaceur, qui correspond au 2DEG. Une concentration d'impuretés résiduelles $\mathrm{N_B} = 3{,}0 \times 10^{15}/\mathrm{cm^3}$ a été déterminée pour les trois hétérostructures, indépendamment de la fraction d'Al. Nous remarquons un pic de concentration proche de l'interface entre le canal et la couche de nucléation en AlN. Plus la fraction d'Al dans le canal diminue, moins le pic est situé profondément. La simulation de la structure de bandes des hétérostructures (non montrée) indique qu'un gaz bidimensionnel de trous devrait se former dans le canal AlGaN, à l'interface avec la couche de nucléation en AlN, en raison de la différence de polarisation entre les deux couches. Il est aussi possible que des défauts soient responsables de ce pic de concentration, et soient davantage présents dans le canal AlGaN peu riche en Al, due à une plus forte contrainte. En effet, plus la fraction d'Al dans le canal AlGaN est faible, plus le désaccord de maille entre cette couche et la couche de nucléation en AlN augmente.

4.2.1.4 Courants de fuite verticaux en fonction de la fraction d'Al

La mesure du courant de fuite vertical à travers toute la structure a été réalisée selon le schéma de la Figure 4.10(a). Les hétérostructures ont été collées sur une céramique en alumine avec une colle conductrice en argent, sur laquelle ont été réalisés au préalable des plots (Ag/Pd/Pt) par sérigraphie. La Figure 4.10(b) présente la densité de courant J à travers la structure en fonction de la tension appliquée sur le contact de grille. L'encadré indique la densité de courant mesurée pour $\mathrm{V} = -10$ V en fonction de la fraction d'Al dans le canal. Une diminution de la densité de courant est observée lorsque la fraction d'Al augmente. Cela suppose que la qualité cristalline du canal AlGaN et de la barrière AlGaN est améliorée avec l'augmentation de la fraction d'Al.

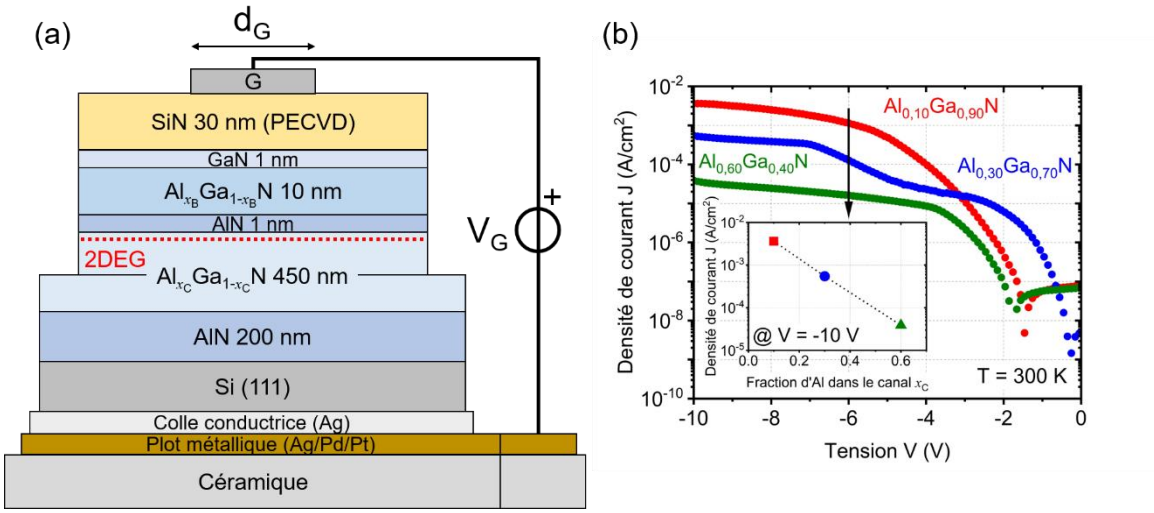


Figure 4.10. *(a) Schéma de mesure du courant vertical à travers toute la structure. (b) Densité de courant J en fonction de la tension V à travers la structure, pour une fraction d'Al dans le canal x_C de 10%, 30% et 60%. Le graphe encadré en bas à gauche présente la densité de courant J pour V = -10 V en fonction de la fraction d'Al dans le canal x_C.*

De manière générale, une amélioration de la qualité cristalline des hétérostructures a été observée lorsque la fraction d'Al augmente. L'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal, bien qu'ayant une rugosité de surface élevée (Figure 4.8(d)), présente un courant de fuite vertical plus faible (Figure 4.10(b)), une concentration d'électrons proche de la couche de nucléation en AlN (Figure 4.9(b)), et un pic XRD correspondant au canal AlGaN avec la FWHM la plus faible (Figure 4.8(a)).

4.2.2 Détermination des paramètres de structure pour les modèles de diffusion

Outre la composition en aluminium et la densité du 2DEG, les modèles de diffusion des électrons liée aux phonons ne nécessitent que des paramètres relatifs aux propriétés des matériaux pour les calculs. Cependant, pour effectuer des calculs avec les modèles de diffusion liés à la structure, nous devons fixer les valeurs des paramètres ajustables qui peuvent être obtenues par une caractérisation structurelle de l'hétérostructure ou qui sont arbitrairement choisies.

4.2.2.1 Diffusion liée aux dislocations

En ce qui concerne le modèle de diffusion par dislocations, deux paramètres doivent être fixés : la densité de dislocations N_{DIS} et le taux d'occupation f_{DIS} des états introduits dans la bande interdite par les dislocations. Sur la base d'études de GaN sur Si, une densité de dislocations de propagation de $10^{10}/cm^2$ a été estimée [188–190]. Pour cette valeur, Leung *et al.* ont calculé une plage de valeurs pour le facteur de remplissage des états énergétiques engendrés par la présence de dislocations f_{DIS}, entre 0,1 et 0,5 [191]. En ce qui concerne le facteur de remplissage,

nous avons considéré le pire cas possible adopté par Leung *et al.*, et utilisé f_{DIS} = 0,5. Il est important de noter qu'à partir du moment où nous considérons l'effet du désordre d'alliage sur la mobilité des électrons, la diffusion par les dislocations n'a pas d'impact même en prenant $f_{DIS} = 1$ ou en augmentant N_{DIS} de deux ordres de grandeur.

4.2.2.2 Diffusion liée à la rugosité d'interface

Pour la diffusion due à la rugosité de l'interface, nous devons connaître la rugosité d'interface Δ entre le canal et la couche supérieure, ici l'espaceur d'AlN, ainsi que la longueur de corrélation correspondante L. La rugosité quadratique moyenne (RMS) de la couche AlGaN devrait dépendre de la fraction d'Al [149]. En théorie, la rugosité devrait être maximale pour $x = 0{,}50$, lorsque la distribution des atomes de l'alliage atteint le désordre maximal, et devient plus ordonnée lorsque x s'éloigne de ce point. Mais cela peut également dépendre fortement de la technique d'épitaxie et des paramètres de croissance choisis. La rugosité de l'interface AlGaN/AlN n'est pas directement accessible. Cependant, en raison du transfert de contrainte du canal vers la barrière lors de la croissance, nous nous attendons à ce que la rugosité de l'interface soit inférieure à la rugosité de surface [149]. Par conséquent, nous avons défini la rugosité d'interface comme la rugosité de surface obtenue à partir des résultats d'AFM (Tableau 4.2), ce qui signifie que nous avons considéré le pire cas.

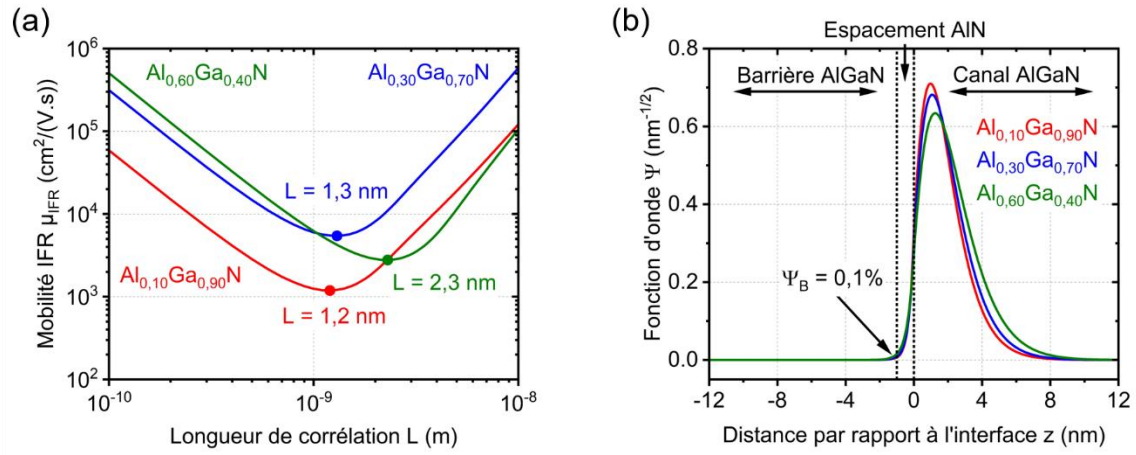


Figure 4.11. *(a) Détermination de la longueur de corrélation L et (b) simulation de la fonction d'onde pour les hétérostructures à canal AlGaN avec une fraction d'Al de 10, 30 et 60%.*

De la même manière que pour la structure à canal GaN fin, la longueur de corrélation a été déterminée de sorte que la mobilité affectée par la rugosité d'interface soit la plus faible, c'est-à-dire la plus impactée, comme présenté sur la Figure 4.11(a). En appliquant cette méthode, des longueurs de corrélation de 1,2, 1,3, et 2,3 nm ont été trouvées pour des fraction d'Al de 10%, 30%, et 60%,

respectivement. Comme pour la structure à canal GaN fin, ces valeurs sont cohérentes avec les valeurs empiriques de 1–3 nm mentionnées dans la littérature [149].

4.2.2.3 Diffusion liée au désordre d'alliage

L'effet de la diffusion due au désordre d'alliage est couramment pris en compte dans la barrière d'une hétérostructure AlGaN/GaN. Avec une structure à canal en AlGaN, le matériau ternaire est principalement responsable de l'effet de diffusion dû au désordre d'alliage. Dans le cas d'une hétérostructure AlGaN/AlGaN, le désordre d'alliage doit être pris en compte à la fois dans la barrière et dans le canal [187]. Dans nos structures, un espaceur en AlN a été utilisé pour mieux confiner le 2DEG dans le canal et empêcher la pénétration de la fonction d'onde dans la barrière, comme déjà démontré dans les hétérostructures AlGaN/AlN/GaN [148]. L'expression de la fonction d'onde du 2DEG doit être connue pour calculer la diffusion générée par le désordre d'alliage. Dans l'approximation souvent utilisée de Fang-Howard, l'intégrale de la fonction d'onde dans le canal est donnée par [192]

$$\int_{-\infty}^{0} \Psi(z)^4 dz = \frac{3b}{16} \tag{4.2}$$

Il convient de noter que cette approximation ne prend pas en compte la pénétration de la fonction d'onde dans la barrière, mais elle reste suffisamment précise. D'après la simulation de la fonction d'onde (Figure 4.11(b)) via Nextnano, qui prend en compte la pénétration de la fonction d'onde dans la barrière, 98% de la fonction d'onde se trouve dans le canal, contre 1,9% dans l'espaceur et 0,1% dans la barrière, quel que soit la composition en Al. L'approximation de l'équation 4.2 est donc valide dans ce cas. Ainsi, nous pouvons négliger la diffusion due au désordre d'alliage dans la barrière, et un tel mécanisme n'est pas pertinent dans l'espaceur binaire en AlN ($x = 1$), puisque le modèle physique du désordre d'alliage est dépendant de $x(1-x)$, qui vaudrait ici zéro. Par conséquent, nous avons uniquement pris en compte ce mécanisme de diffusion dans le canal en AlGaN.

Le potentiel de diffusion dû au désordre d'alliage δV est un paramètre important pour le modèle de diffusion dû au désordre d'alliage. Pour le matériau AlGaN, ce paramètre est souvent pris comme la différence d'affinité électronique entre les matériaux binaires AlN et GaN. Les valeurs se situent dans la plage de 1,8 à 2,1 eV en fonction des valeurs d'affinité électronique choisies [187,193,194]. Jena *et al.* ont obtenu 1,8 eV à partir de mesures de magnéto-transport, ce qui est une valeur couramment utilisée [195]. Bellotti *et al.* ont calculé des valeurs en fonction de la fraction d'aluminium, de 2,1 à 2,3 eV pour $x = 0{,}10$ et de 1,3 à 1,5 eV

pour $x = 0{,}80$ [196]. Compte tenu de l'incertitude de la valeur de δV, Fischetti *et al.* ont proposé de considérer δV comme un paramètre d'ajustement, comme nous l'avons fait dans ce travail [197]. Étant donné que l'impact d'autres effets de diffusion liés à la structure (IFR et DIS) a été maximisé ici, nous avons supposé que ce choix n'affecte pas la fiabilité des résultats. La comparaison de δV entre des travaux similaires est difficile, car les valeurs des paramètres de matériau utilisées pour les calculs de mobilité ne sont pas toujours les mêmes. Par exemple, bien que les valeurs de masse effective de l'électron dans GaN trouvées dans la littérature soient très proches ($0{,}20$–$0{,}22\ m_0$), ce n'est pas le cas dans l'AlN ($0{,}26$–$0{,}48\ m_0$) [187,198–200].

La caractérisation des empilement de couches ayant été effectuée, nous avons pu déterminer les paramètres de structure à utiliser dans les calculs de la mobilité électronique pour chacune des trois hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. Il convient maintenant d'analyser les propriétés de transport expérimentales de ces structures pour effectuer la comparaison avec les modèles physiques.

4.3 Propriétés de transport électronique expérimentales

4.3.1 Propriétés de transport expérimentales en fonction de la fraction d'Al

4.3.1.1 Evolution de la résistivité du 2DEG pour différentes fractions d'Al dans le canal

Les valeurs mesurées de la résistivité ρ du 2DEG sur une barre de Hall, de 10 à 600 K, et pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, sont rapportées dans la Figure 4.12(a). Le Tableau 4.3 résume les valeurs de ρ obtenues à 10, 300 et 600 K.

Trois comportements différents peuvent être distingués pour l'évolution de la résistivité ρ. De 10 à 125 K, la résistivité diminue légèrement. Puis, de 125 à 400 K, la résistivité augmente. Enfin de 400 à 600 K, nous observons une baisse de la résistivité. Une dispersion des valeurs de résistivité autour de 300 K est à noter pour la structure avec 60% d'Al dans le canal, qui peut être attribuée à la forte résistance des contacts (due à la haute teneur en Al) qui perturbent les mesures.

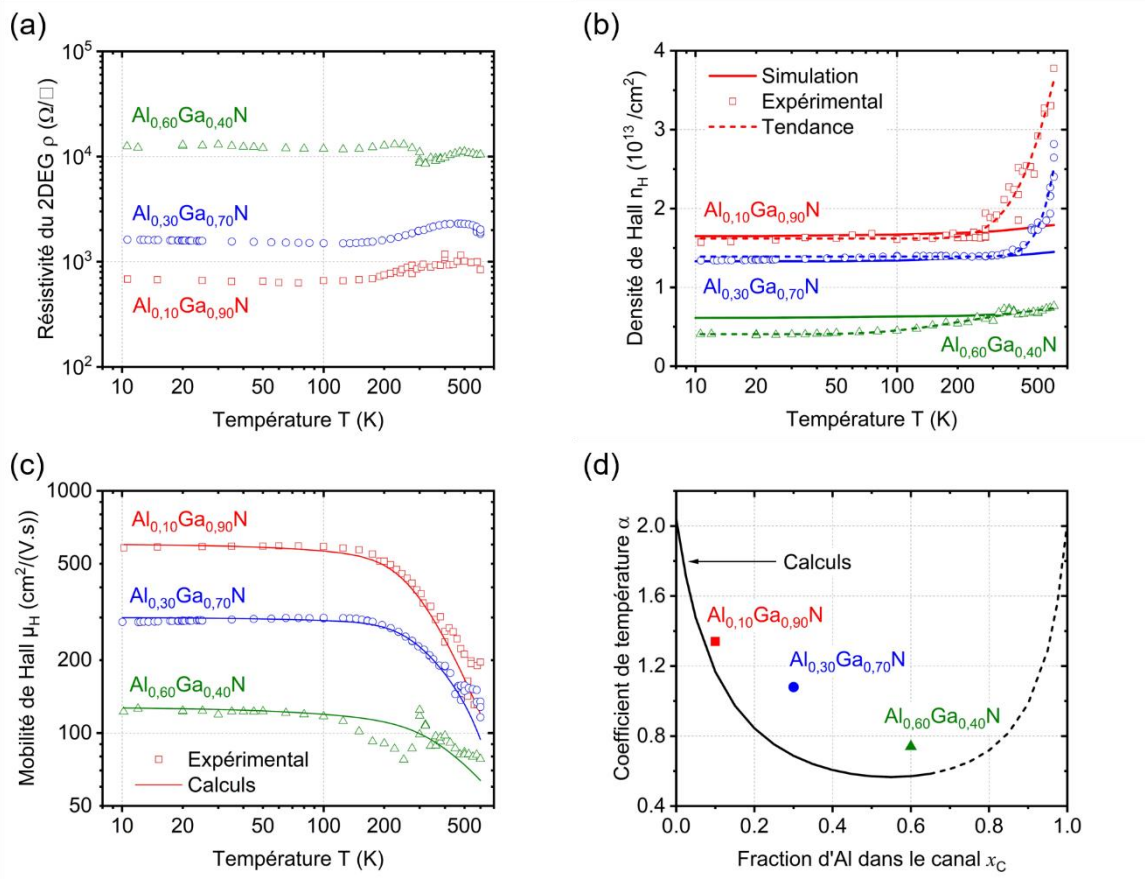


Figure 4.12. *Résultats des mesures d'effet Hall en fonction de la température, effectuées sur une barre de Hall, pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. (a) Résistivité du 2DEG ρ. (b) Densité de Hall n_H – données expérimentales (symboles), simulation (lignes pleines), et courbes de tendance (lignes en pointillés) dont les équations sont indiquées dans le Tableau 4.4. (c) Mobilité de Hall μ_H (symboles) et mobilité électronique calculée μ_n (lignes pleines). (d) Evolution du coefficient de température α en fonction de la fraction d'aluminium dans le canal x_C – données expérimentales (symboles), et calculs (lignes pleines) pour servir de guide pour les yeux, en utilisant les données du Tableau 4.1.*

4.3.1.2 Evolution de la densité de Hall pour différentes fractions d'Al dans le canal

Les valeurs de densité de Hall n_H déterminées expérimentalement, de 10 à 600 K, et pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, sont rapportées dans la Figure 4.12(b). Le Tableau 4.3 résume également les valeurs de n_H obtenues à 10, 300 et 600 K. Pour l'hétérostructure avec 10% d'Al dans le canal, de 10 à 200 K, la densité de Hall est constante, en accord avec la courbe obtenue par simulation. De 200 à 600 K, la densité de Hall augmente fortement et dévie de la tendance attendue par simulation. Un comportement similaire été observé pour l'hétérostructure avec 30% d'Al, où l'augmentation de n_H apparait à 300 K.

Pour l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal, à 10 K, la valeur expérimentale de la densité de Hall diverge de la valeur simulée (Figure 4.12(b)),

avec respectivement une valeur de $0{,}41 \times 10^{13}$ et $0{,}61 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$. A mesure que la température augmente, la valeur expérimentale se rapproche de la valeur simulée, jusqu'à atteindre une correspondance vers 325 K, qui persiste jusqu'à 600 K. L'accroissement progressif de la densité de Hall avec l'élévation de la température entre 10 et 325 K suggère la possibilité d'un phénomène de dépiégeage. Dans la section 5.2, une analyse des défauts électriquement actifs dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ sera entreprise pour étudier cette hypothèse. Le fait que seule l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal présente une différence de densités expérimentales et simulées à basse température pourrait être attribué à la profondeur accrue des pièges dans la bande interdite lorsque le taux d'aluminium augmente, à l'instar des impuretés de silicium ou d'oxygène dans l'AlGaN [70,201].

Tableau 4.3. *Résumé des valeurs extraites de résistivité du 2DEG ρ, de la densité de Hall n_H, et de la mobilité de Hall μ_H, pour 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, pour les températures de 10, 300 et 600 K.*

Fraction d'Al x_C	ρ (kΩ/□)			n_H ($10^{13}/\mathrm{cm}^2$)			μ_H ($\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$)		
	10 K	300 K	600 K	10 K	300 K	600 K	10 K	300 K	600 K
10%	0,7	0,9	0,8	1,60	1,88	3,78	582	390	196
30%	1,6	1,9	1,9	1,35	1,41	2,82	287	228	116
60%	12,5	11,1	10,7	0,41	0,57	0,71	123	99	82

L'augmentation significative de la densité de Hall à haute température, surtout observée pour les hétérostructures avec 10% et 30% d'aluminium dans le canal, diverge de la tendance obtenue d'après les simulations (Figure 4.12(b)), où une variation de seulement +10% de la densité 2DEG entre 10 et 600 K est attendue. Les valeurs expérimentales de la mobilité de Hall ont donc été approximées selon l'expression

$$n_H(T) = n_1 + n_2 \times \exp\left(\frac{-E_a}{k_B T}\right) \tag{4.3}$$

où n_1 correspond à la densité de Hall à basse température, supposée être représentative de la densité « réelle » du 2DEG, n_2 représente l'intensité du phénomène parasite activé en température, et E_a est l'énergie d'activation thermique de ce phénomène parasite. L'analyse des tracés d'Arrhenius de $\ln(n_H)$ en fonction de 1/T nous a permis d'extraire les valeurs de n_1, n_2 et E_a sur la plage de températures 10–600 K, pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'aluminium, respectivement. Les valeurs extraites sont résumées dans le Tableau

4.4. Une densité d'électrons n_1 de $1{,}62 \times 10^{13}$, $1{,}39 \times 10^{13}$ et $4{,}06 \times 10^{12}/\mathrm{cm}^2$ a été obtenue pour les structures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. Ces valeurs correspondent à la densité de Hall déterminée à basse température, et sont supposées correspondre à la densité « réelle » du 2DEG sans la contribution exponentielle dépendante de la température. Une densité d'électrons n_2 de $1{,}93 \times 10^{14}$, $2{,}96 \times 10^{15}$ et $4{,}85 \times 10^{12}/\mathrm{cm}^2$ a été obtenue pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. La valeur de n_2 n'a pas de sens physique et permet seulement de quantifier le phénomène d'augmentation de n_H. Une énergie d'activation thermique E_a de 117, 288 et 20 meV a été obtenue pour les structures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. La très faible activation d'énergie thermique pour la structure avec 60% d'Al est cohérente puisqu'une très légère augmentation de n_H est observée à haute température. Bien que l'énergie d'activation obtenue pour 30% d'Al (288 meV) est supérieure à celle obtenue pour 10% d'Al (117 meV), la valeur élevée de n_2 pour 30% d'Al ($2{,}96 \times 10^{15}/\mathrm{cm}^2$) implique un phénomène plus important que pour la structure avec 10% d'Al ($1{,}93 \times 10^{14}/\mathrm{cm}^2$).

Ce comportement à haute température est attribué à une source d'électrons activée thermiquement, potentiellement liée à la passivation en SiN. Une étude des propriétés de transport dans des hétérostructures réalisées avec et sans passivation SiN seront présentées plus tard dans ce chapitre (partie 4.4) et permettront de discuter de ce phénomène. Lisesivdin *et al.* ont démontré que la densité de Hall, et donc la mobilité de Hall, déterminée dans une hétérostructure $Al_{0,25}Ga_{0,75}N/GaN$ pouvait être issue d'une part des électrons du 2DEG, et d'autre part des électrons dans le volume du canal GaN, qui contribuent à la mesure à haute température [202,203].

Tableau 4.4. *Paramètres extraits de la courbe de tendance de la densité de Hall n_H en fonction de la température T, pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal : n_1, n_2 et E_a.*

Fraction d'Al x_C	n_1 ($/\mathrm{cm}^2$)	n_2 ($/\mathrm{cm}^2$)	E_a (meV)
10%	$(1{,}62 \pm 0{,}03) \times 10^{13}$	$(1{,}93 \pm 0{,}38) \times 10^{14}$	117 ± 9
30%	$(1{,}39 \pm 0{,}01) \times 10^{13}$	$(2{,}96 \pm 1{,}07) \times 10^{15}$	288 ± 18
60%	$(4{,}06 \pm 0{,}09) \times 10^{12}$	$(4{,}85 \pm 0{,}32) \times 10^{12}$	20 ± 2

Dans notre cas, la concentration d'impuretés résiduelles $N_B = 3{,}0 \times 10^{15}/\mathrm{cm}^3$ dans le canal AlGaN, déterminée sur la Figure 4.9(b), et rapportée à l'épaisseur du canal (450 nm), soit $1{,}35 \times 10^{11}/\mathrm{cm}^2$, ne permet pas d'expliquer

l'augmentation de la densité de Hall. En revanche, le pic de concentration de charges, observé proche de l'interface entre le canal AlGaN et la couche de nucléation en AlN (Figure 4.9(b)), d'environ $10^{18}/\mathrm{cm}^3$ soit $4{,}5 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, pourrait expliquer l'augmentation de la densité de Hall.

4.3.1.3 Evolution de la mobilité de Hall pour différentes fractions d'Al dans le canal

La mobilité de Hall μ_H correspondante en fonction de la température est montrée dans la Figure 4.12(c). Les valeurs de μ_H extraites à 10, 300 et 600 K sont également résumées dans le Tableau 4.3. L'évolution de la mobilité peut être séparée en deux parties : une mobilité constante de 10 à 125 K, en accord avec la très faible variation de résistivité, et une mobilité électronique décroissante de 125 à 600 K. Entre 125 et 400 K, l'augmentation de la résistivité du 2DEG induit la diminution de la mobilité. Au-delà de 400 K, la diminution de la résistivité compense l'augmentation de la densité de Hall, de sorte que la tendance de la mobilité de Hall ne change que très peu. Les valeurs de μ_H au-delà de 400 K sont toutefois plus dispersées qu'à basse température, ce qui est directement corrélé aux variations importantes de n_H sur la Figure 4.12(b). La mobilité électronique calculée est en excellent accord avec les valeurs expérimentales de 10 à 400 K. De 400 à 600 K, les valeurs expérimentales s'écartent légèrement de la tendance théorique, ce qui correspond à la gamme de températures où la résistivité diminue et la densité de Hall augmente. La confrontation entre ces résultats expérimentaux et le calcul théorique de la mobilité électronique va permettre d'identifier les mécanismes limitants dans chaque structure.

A haute température, en considérant $\mu_n \propto T^{-\alpha}$, la valeur extraite du coefficient de température α, présentée sur la Figure 4.12(d), est de 1,34, 1,08 et 0,74 pour 10%, 30% et 60% d'aluminium, respectivement. Les valeurs théoriques de α qui sont présentées sur la Figure 4.12(d) ont été obtenues en utilisant les paramètres du Tableau 4.1, et servent uniquement à montrer l'évolution théorique attendue de ce coefficient. La diminution du coefficient de température lorsque la fraction d'Al augmente est cohérente avec les résultats théoriques obtenus dans la partie 4.1.2.3. Pour rappel, une valeur de 1,17, 0,69, et 0,57 a été respectivement obtenue pour une hétérostructure avec 10%, 30%, et 60% d'Al dans le canal, et pour une densité du 2DEG de $1{,}0 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$; la variation de n_{2D} n'ayant montré aucun impact sur la variation de α (Figure 4.6(d)). Cela signifie que plus la fraction d'Al augmente, moins la mobilité électronique totale est uniquement dominée par les phonons optiques polaires ($\alpha = 2$), mais également par le désordre d'alliage, dont le mécanismes est indépendant de la température. La concurrence entre l'effet des phonons optiques polaires et le désordre d'alliage induit alors une diminution du coefficient α. La réduction de la mobilité électronique lorsque la température augmente est donc proportionnellement moins importante pour des fractions d'Al

élevées. Ainsi, l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal présente la dégradation de la mobilité la plus faible, proportionnellement à la valeur maximale obtenue à basse température. La confrontation des résultats expérimentaux avec les modèles physiques devrait permettre de confirmer ces observations.

4.3.2 Comparaison des modèles physiques avec les résultats expérimentaux

La mobilité électronique expérimentale est comparée à la mobilité électronique calculée pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'aluminium dans les Figure 4.13(a), Figure 4.13(b), et Figure 4.13(c), respectivement. Les effets de diffusion IFR et DIS ont été maximisés et l'effet de la diffusion ADO a été ajusté aux données expérimentales en prenant le potentiel d'alliage comme paramètre d'ajustement, comme décrit dans la partie 4.2.2.3. Les valeurs des paramètres de structure utilisés pour les calculs sont résumées dans le Tableau 4.5. L'ajustement exponentiel de la densité de Hall n_H, déterminé en fonction de la température (Tableau 4.3), a été utilisé pour les calculs. Un très bon accord est observé sur toute la plage de températures. Il est à noter que l'hétérostructure avec un canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ présente des irrégularités entre 100 et 300 K, qui s'écartent légèrement du comportement attendu, et qui correspond aux irrégularités évoquées dans la partie 4.3.1. Des valeurs de potentiel d'alliage δV de 1,1, 1,2 et 1,7 eV (Figure 4.13(d)) pour respectivement 10%, 30% et 60% d'aluminium ont permis un bon ajustement. Le désordre d'alliage semble être la principale limitation de la mobilité électronique pour les hétérostructures avec 30% et 60% d'Al dans le canal. Pour 10% d'aluminium dans le canal, la rugosité de l'interface a autant d'impact que le désordre de l'alliage, et devient plus impactante pour $T > 200$ K. En effet, la forte rugosité de l'interface combinée à la densité élevée d'électrons dans le 2DEG entraîne un effet plus important de la rugosité de l'interface sur la mobilité électronique. Avec l'augmentation linéaire de la densité de Hall pour 60% d'aluminium, les effets de diffusion IFR et DIS varient d'avantage que pour les autres compositions sur la plage de températures, mais restent moins impactant que l'effet de la diffusion ADO. A haute température ($T >$ 300 K) et lorsque la fraction d'Al augmente dans le canal, l'impact des phonons optiques polaires est moins prononcé que celui du désordre d'alliage. Cela confirme les observations effectuées dans la partie précédente sur la diminution du coefficient α, reliée à la concurrence entre les mécanismes POP et ADO.

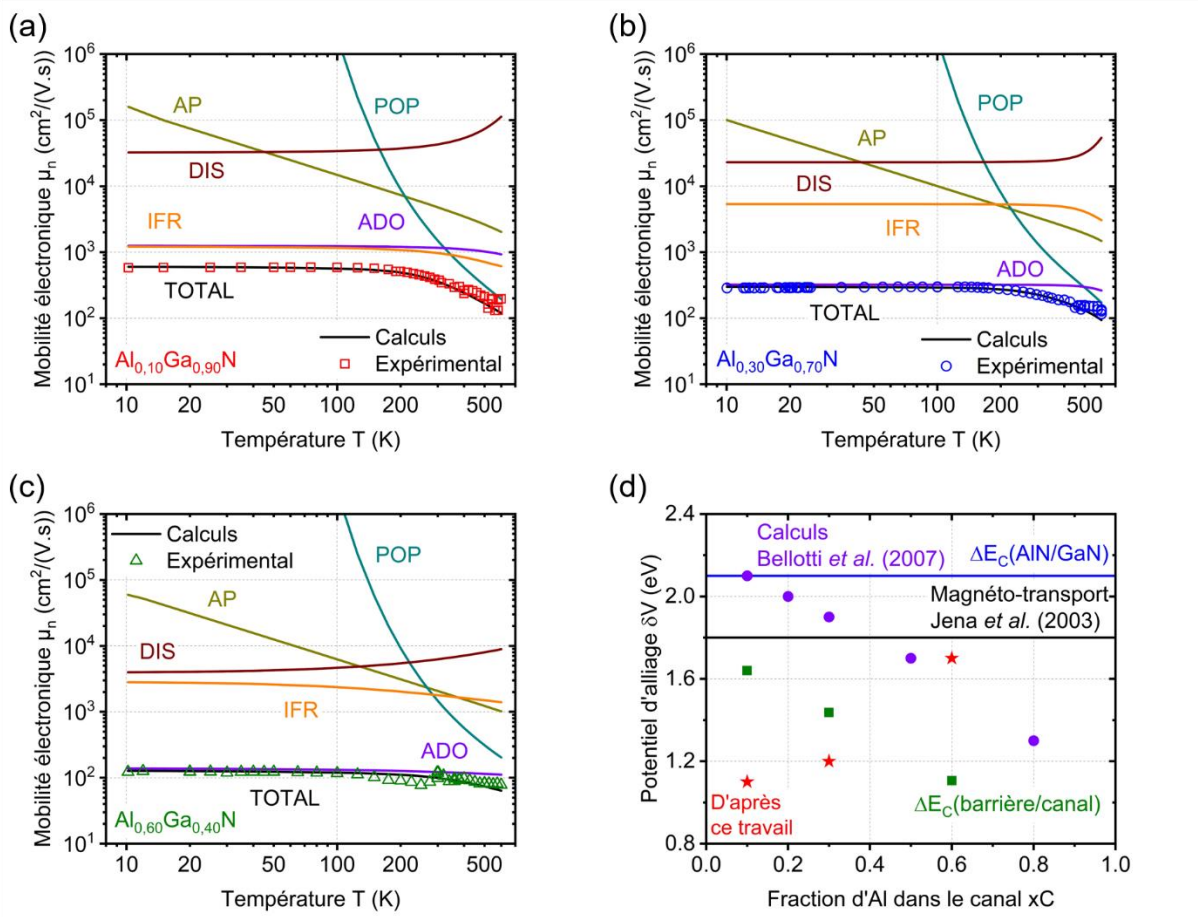


Figure 4.13. *Mobilité électronique expérimentale (symboles) et calculée (lignes) en fonction de la température, en utilisant les paramètres du Tableau 4.5, pour des fractions d'Al dans le canal de (a) 10%, (b) 30% et (c) 60%. (d) Valeurs de potentiel d'alliage utilisées de la littérature et dans de ce travail : différence d'énergie de bande de conduction ΔEc(AlN/GaN) (ligne bleue), valeur déterminée par magnéto-transport (ligne noire) [204], valeur calculée (symboles violets) [196], valeurs extraites pour faire correspondre la mobilité théorique et expérimentale dans ce travail (symboles rouges), et différence d'énergie de bande de conduction ΔEc(barrière/canal) déterminée par simulation (symboles verts) pour les hétérostructures étudiées dans ce travail.*

Les valeurs de potentiel d'alliage obtenues sont inférieures à la valeur communément utilisée (1,8 eV), déterminée par magnéto-transport. Le désordre d'alliage semble donc moins important dans ces structures que dans les hétérostructures présentées dans la littérature. De plus, puisque les mécanismes de rugosité d'interface et de dislocations ont été maximisés dans les calculs, les valeurs de δV déterminées ne peuvent pas être plus importantes, auquel cas la mobilité électronique calculée serait moins élevée que la mobilité électronique expérimentale. Par ailleurs, l'augmentation du potentiel d'alliage à mesure que la fraction d'Al dans le canal augmente semble indiquer que le désordre d'alliage est plus important pour les structures riches en aluminium.

Tableau 4.5. *Valeurs des paramètres de structure utilisées pour le calcul de la mobilité électronique pour les hétérostructures avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal.*

Fraction d'Al x_C	Δ (nm)	L (nm)	N_{DIS} ($/cm^2$)	f_{DIS} ($-$)	δV (eV)
10%	0,64	1,2	10^{10}	0,5	1,1
30%	0,29	1,3	10^{10}	0,5	1,2
60%	0,79	2,3	10^{10}	0,5	1,7

Dans l'AlGaN, la distribution des atomes de gallium et d'aluminium suit une distribution binomiale, où la valeur moyenne correspond généralement à la fraction d'Al visée, et de sorte que localement, la valeur de la fraction d'Al sera plus ou moins dispersée selon l'écart-type [205–208]. Cette dispersion peut être quantifiée par une analyse de sonde atomique tomographique (ATP) [9]. Par exemple, Browne *et al.* ont analysé par ATP, dans la plan perpendiculaire à la croissance, une couche d'$Al_{0,27}Ga_{0,73}N$ réalisée par MBE. Ils ont ainsi déterminé que la fraction d'Al fluctuait localement entre 24% et 34%. D'autres travaux ont montré que la fluctuation d'alliage pouvait avoir un impact sur le fonctionnement des composants [209–212]. Laurent *et al.* ont proposé que la fluctuation d'alliage dans les diodes Schottky III–N peut provoquer des inhomogénéités de hauteur de barrière, et que la valeur de hauteur de barrière suit alors une distribution gaussienne [212]. Il serait intéressant de déterminer si la fluctuation d'alliage dans l'AlGaN est reproductible, et si la dispersion locale de composition change en fonction de la fraction d'Al visée.

Nous avons déterminé l'impact de la fraction d'Al dans le canal AlGaN sur les propriétés de transport des hétérostructures réalisées sur un substrat silicium. A haute température, l'augmentation importante de la densité de Hall dans les hétérostructures avec 10% et 30% d'Al dans le canal a été attribuée à une fuite activée thermiquement. Afin de déterminer si cette fuite provient de la passivation SiN, les propriétés de transport de deux structures (SH560 réalisée sur un substrat Si avec un canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$, et PTC1204 réalisée sur un substrat AlN avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$) vont être étudiées par effet Hall, avec et sans SiN.

4.4 Effet de la passivation et du substrat sur le transport électronique

4.4.1 Hétérostructure à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si

4.4.1.1 Qualité cristalline de l'hétérostructure sur substrat Si

La qualité des couches de l'hétérostructure SH560 a été analysée par TEM, par XRD et par AFM. La Figure 4.14(a) permet de visualiser l'image TEM de la structure complète, où nous pouvons observer le substrat Si (111), la couche de nucléation en AlN, la couche tampon en AlGaN, et le canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$. La présence de dislocations peut être observée, se propageant de l'interface AlN/Si jusqu'à la surface.

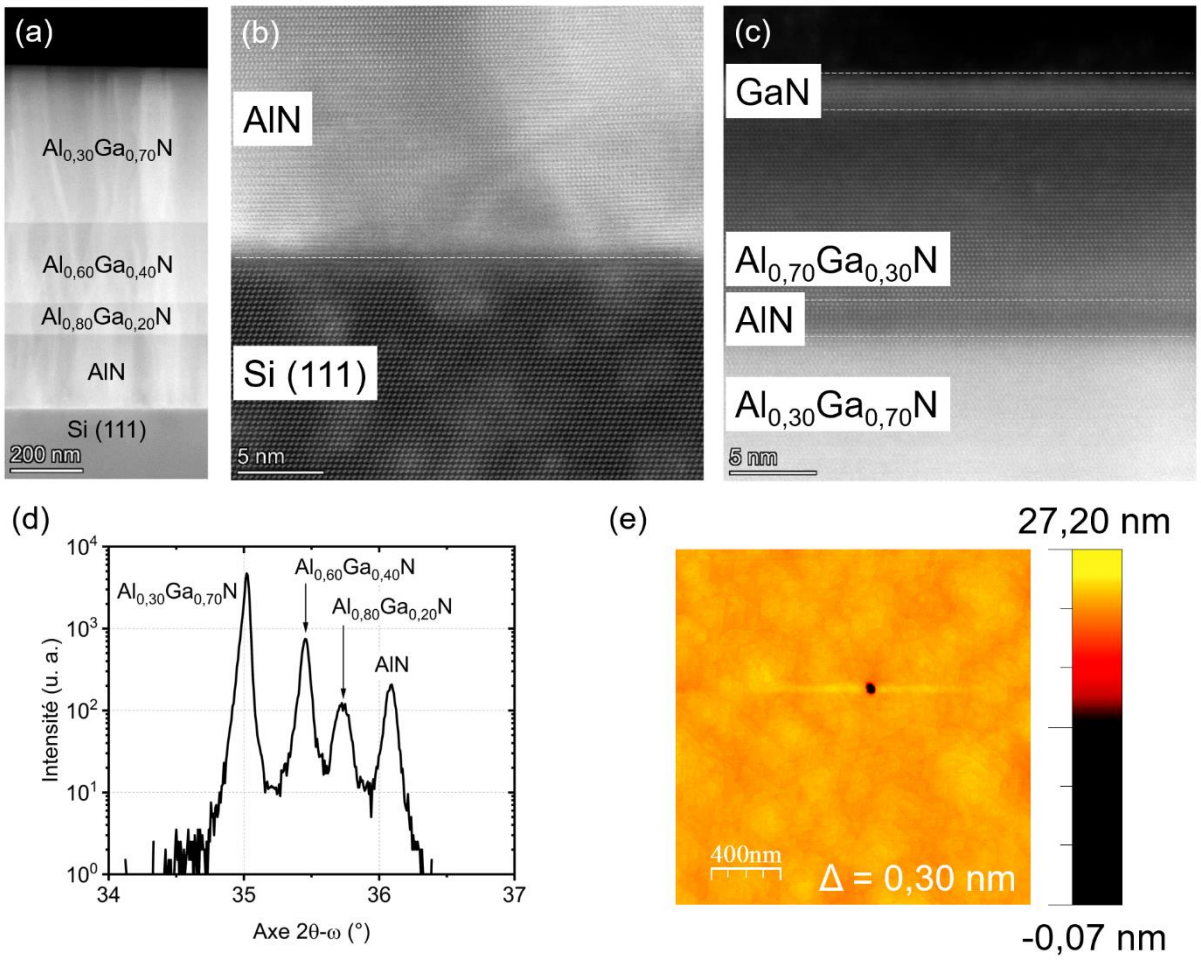


Figure 4.14. *Analyse structurelle de la structure SH560. (a) Image TEM de la structure complète. (b) Image TEM de l'interface AlN/Si(111). (c) Image TEM de l'empilement GaN/AlGaN/AlN/AlGaN. (d) Scan XRD de l'axe (002) en 2θ-ω. (e) Image AFM de la surface de la structure.*

La Figure 4.14(b) présente l'image TEM de l'interface AlN/Si, où une excellente qualité d'interface peut être observée. De la même manière, la Figure 4.14(c) révèle l'empilement $GaN/Al_{0,70}Ga_{0,30}N/AlN/Al_{0,30}Ga_{0,70}N$. Le scan XRD de l'axe (002) en $2\theta-\omega$ est montré sur la Figure 4.14(d). Nous observons quatre pics, chacun correspondant à une couche observée sur la Figure 4.14(a). La largeur à mi-hauteur (FWHM) extraite de chaque pic est 0,077, 0,110, 0,062, and 0,041° pour la couche d'AlN, d'$Al_{0,80}Ga_{0,20}N$, d'$Al_{0,60}Ga_{0,40}N$, et d'$Al_{0,30}Ga_{0,70}N$, respectivement. La diminution de la FWHM avec la distance au substrat de Si indique une meilleure qualité cristalline proche du 2DEG. Il est probable que la densité de dislocations soit moins importante dans les couches supérieures que dans la couche de nucléation en AlN. Aucune asymétrie des pics observés en XRD n'est à noter, ce qui peut indiquer que la densité de dislocations n'est pas critique. La rugosité de surface de 0,30 nm obtenue via l'image AFM présentée sur la Figure 4.14(e) indique une bonne qualité cristalline des couches inférieures, en accord avec les observations par TEM et XRD.

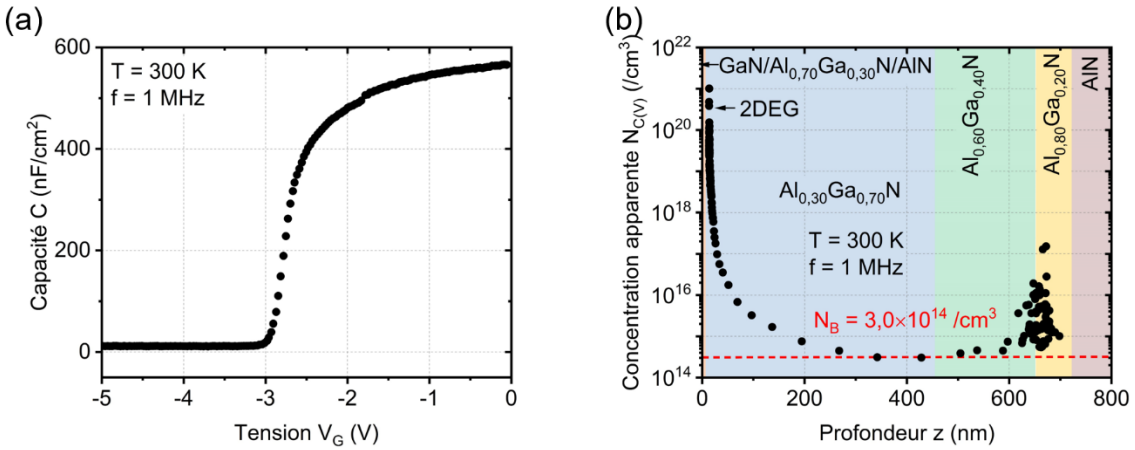


Figure 4.15. *(a) Caractéristique C(V$_G$) d'un composant circulaire fabriqué à partir de la structure SH560 avec un canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ et un substrat Si, acquise à 300 K et à une fréquence de 1 MHz. (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique C(V$_G$).*

Une mesure $C(V_G)$ sur un composant circulaire (sans SiN), acquise à une température de 300 K et à une fréquence de 1 MHz, est présentée sur la Figure 4.15(a). Le 2DEG est totalement dépeuplé d'électrons sous le contact central pour une tension $V_G = -3\,V$, à partir de laquelle la capacité chute à $12\,nF/cm^2$. La concentration apparente d'électrons dans la structure est indiquée sur la Figure 4.15(b), obtenue d'après le graphe $C(V_G)$. Un excellent confinement du 2DEG peut être observé à environ 2 nm sous l'interface du canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ avec l'empilement $GaN/Al_{0,70}Ga_{0,30}N/AlN$. Une concentration d'impuretés résiduelles $N_B = 3{,}0 \times 10^{14}/cm^3$ a été déterminée, soit une décade inférieure à la valeur obtenue pour les hétérostructures à canal AlGaN ($3{,}0 \times 10^{15}/cm^3$) de la Figure

4.9(b). Un pic de concentration (10^{16}–$10^{17}/\mathrm{cm}^3$) est observable entre 600 et 700 nm sous la surface, correspondant à la couche tampon AlGaN en marches d'escalier, et plus précisément à la couche $Al_{0,80}Ga_{0,20}N$ de 77 nm. La FWHM du pic XRD correspondant à cette couche était la plus importante de toutes (0,110°). Il est possible qu'il existe un lien entre une forte densité de dislocations située dans cette couche, qui pourrait piéger des porteurs de charges, et le pic de concentration observé au même endroit sur la Figure 4.15(b).

L'hétérostructure à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ avec une couche tampon AlGaN en marches d'escalier, réalisée sur un substrat Si, permet d'obtenir un canal d'une bonne qualité cristalline. Nous allons maintenant nous intéresser aux propriétés de transport dans cette hétérostructure, notamment par la comparaison de ces propriétés sans et avec une passivation SiN.

4.4.1.2 Propriétés de transport électronique expérimentales avec un substrat Si

La Figure 4.16(a) rappelle la structure SH560 sur substrat Si (111) sans et avec une passivation SiN (30 nm par PECVD). La résistivité du 2DEG ρ, la densité de Hall n_H, et la mobilité de Hall μ_H, déterminées sans et avec une passivation SiN, sont respectivement présentées sur les Figure 4.16(b), Figure 4.16(c) et Figure 4.16(d). Les valeurs de la résistivité du 2DEG, de la densité de Hall et de la mobilité de Hall extraites à 10, 300 et 600 K sont résumées dans le Tableau 4.6. L'évolution de la résistivité du 2DEG ρ pour la structure sans SiN peut être décomposée en deux parties. De 10 à 125 K, la résistivité diminue de $3{,}9 \times 10^3$ à $3{,}4 \times 10^3$ Ω/□. A partir de 125 K, la résistivité augmente jusqu'à 600 K, où elle atteint $7{,}1 \times 10^3$ Ω/□. Dans le cas de la structure avec une passivation SiN, l'évolution de ρ est similaire à basse température ($T < 125$ K), mais avec une valeur légèrement plus faible de $3{,}2 \times 10^3$ Ω/□ à 10 K. Au-delà de 125 K, la résistivité augmente jusqu'à 500 K, mais présente une importante dispersion des valeurs. A 525 K, plusieurs mesures consécutives ont donné des valeurs nettement différentes, de $6{,}4 \times 10^3$, $4{,}8 \times 10^3$ et $3{,}8 \times 10^3$ Ω/□. L'acquisition des données n'a donc pas été poursuivie jusqu'à 600 K.

Tableau 4.6. *Propriétés de transport électronique pour la structure SH560 à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si obtenues à 10, 300 et 600 K : résistivité du 2DEG ρ, densité de Hall n_H, et mobilité de Hall μ_H.*

Structure	ρ (kΩ/□)			n_H ($10^{13}/\mathrm{cm}^2$)			μ_H ($\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$)		
	10 K	300 K	600 K	10 K	300 K	600 K	10 K	300 K	600 K
Sans SiN	3,9	4,1	7,1	0,88	0,94	0,99	183	161	88
Avec SiN	3,2	5,0	4,2	1,02	1,08	2,77	200	116	53

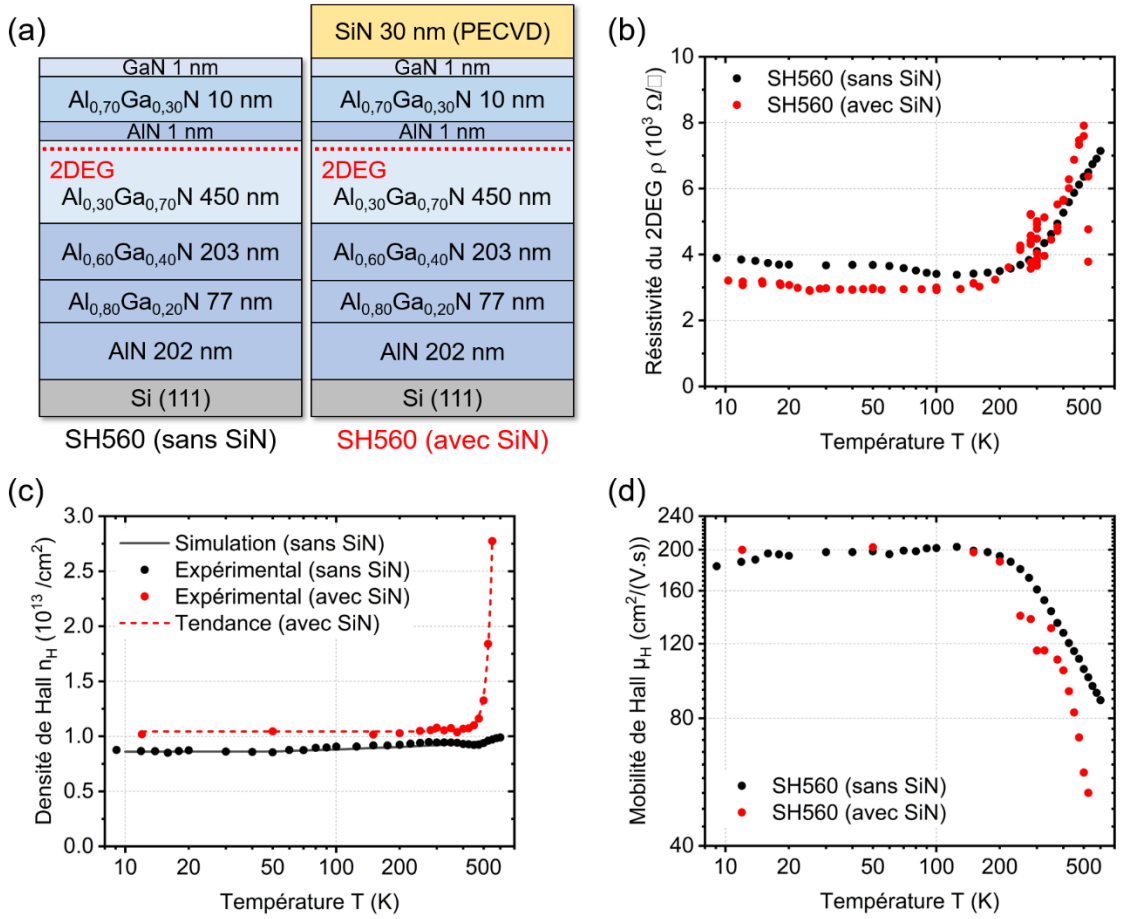


Figure 4.16. *(a) Rappel de la structure SH560 sur substrat Si (111) avec un canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sans et avec une passivation SiN. Résultats d'effet Hall en température sur la structure SH560 en géométrie van der Pauw, sans SiN (noir) et avec SiN (rouge) : (b) résistivité du 2DEG, (c) densité de Hall et (d) mobilité de Hall.*

L'évolution de la densité de Hall sur la Figure 4.16(c) est également très différentes pour les structures avec et sans passivation. Sans SiN, la densité de Hall augmente de seulement 13% entre 10 et 600 K, avec des valeurs de $0{,}88 \times 10^3$ et $1{,}0 \times 10^{13}/\text{cm}^2$, respectivement. L'évolution théorique obtenue par simulation est en excellent accord avec la tendance expérimentale. Concernant la structure avec une couche de SiN, la densité de Hall reste constante de 10 à 300 K, avec une valeur légèrement supérieure de $1{,}05 \times 10^{13}/\text{cm}^2$, probablement due à la réduction des états de surface par l'ajout du SiN. De 300 jusqu'à 600 K, la densité de Hall augmente en suivant un comportement exponentiel (courbe de tendance sur la Figure 4.16(c)), comme déjà observé pour les autres hétérostructures avec une passivation SiN (Figure 4.12(b)) et associé à l'activation thermique d'un phénomène parasite. A 550 K, la densité de Hall déterminée est de $2{,}8 \times 10^{13}/\text{cm}^2$. Il est important de noter qu'ici, la densité de Hall a été obtenue à partir de mesures effectuées avec un balayage en champ magnétique, qui permettent une meilleure précision des résultats. En effet, les valeurs de n_H déterminées avec un champ

magnétique constant (non montrées) étaient trop aléatoires et ne permettaient pas une exploitation correcte des résultats. Le tracé d'Arrhenius de $\ln(n_H)$ en fonction de 1/T a permis d'extraire les valeurs $n_1 = 1{,}05 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$, $n_2 = 4{,}81 \times 10^{20}/\mathrm{cm}^2$ et $E_a = 812$ meV.

La mobilité de Hall μ_H déterminée pour la structure sans SiN en Figure 4.16(d) est directement dépendante de l'évolution de la résistivité ϱ puisque la densité de Hall n_H ne varie presque pas. Ainsi, la mobilité de Hall augmente légèrement de 10 à 125 K (183 et 203 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$, respectivement), puis diminue jusqu'à 600 K (88 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$). Il faut noter que les valeurs de mobilité de Hall obtenues dans cette hétérostructure sont plus faibles que celles obtenues dans l'hétérostructure avec la même fraction d'Al, étudiée dans la partie 4.3.1 (287 et 228 $\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$ à 10 et 300 K, respectivement). La rugosité de surface étant presque identique pour les deux structures (~0,3 nm), la diffusion due à la rugosité d'interface ne semble pas être en cause. Une différence de désordre d'alliage pourrait expliquer la différence des valeurs obtenues.

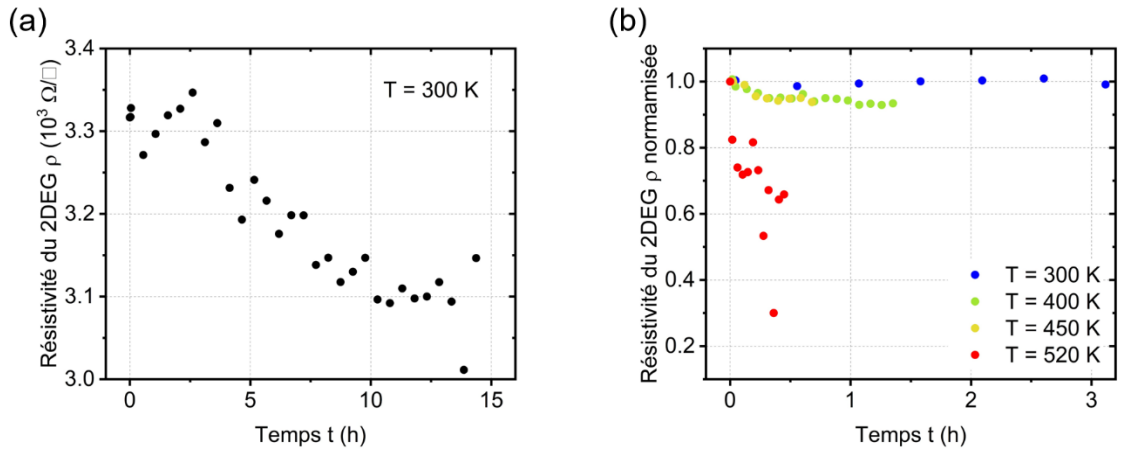


Figure 4.17. *Mesures de résistivité réalisées sur la structure SH560 sans SiN. (a) Résistivité du 2DEG ρ en fonction du temps t pour une température de 300 K. (b) Résistivité du 2DEG ρ (normalisée par rapport à la valeur à t = 0 h) en fonction du temps t, pour une température de 300, 400, 450, et 520 K.*

Un coefficient de température $\alpha = 0{,}88$ a été extrait à haute température. Pour rappel, une valeur théorique de 0,69 a été obtenue dans la partie 4.1.2.3 pour un canal avec 30% d'Al, et une valeur expérimentale de 1,08 a été déterminée plus tôt pour cette composition (voir partie 4.3.1). La valeur expérimentale obtenue ici reste relativement proche de celle obtenue par calcul, indiquant que la mobilité électronique est faiblement impactée par les phonons optiques polaires, ce qui explique l'excellente stabilité en température des propriétés de transport dans cette hétérostructure. La mobilité de Hall obtenue pour la structure avec SiN présente des valeurs très proches de celles obtenues sans SiN à basse températures (T <

200 K), mais diminue davantage à haute température, en lien avec la forte augmentation de la densité de Hall.

Afin d'étudier davantage les irrégularités de mesure observées pour la structure avec une passivation SiN, nous avons mesuré la résistivité du 2DEG en fonction du temps, pour une température de 300 K (Figure 4.17(a)). Une résistivité de $3{,}3 \times 10^3$ Ω/□ est obtenue à $t = 0$h, soit une valeur comprise dans la fluctuation observée sur la Figure 4.16(b). Avec le temps, la valeur de résistivité diminue, et atteint $3{,}1 \times 10^3$ Ω/□ après 10h, soit une diminution de 6%. Sur la Figure 4.17(b), la résistivité est déterminée en fonction du temps, pour plusieurs températures de 300 à 520 K. Nous remarquons que la diminution de résistivité est plus importante à 520 K qu'à 300 K. Lors de l'étude des propriétés de transport pour les hétérostructures avec différentes fractions d'Al dans le canal, nous avons supposé que l'augmentation de la densité de Hall était causée par une fuite activée thermiquement, i.e. des électrons provenant soit de la passivation en SiN, soit du volume du canal AlGaN. Le fait que la structure sans SiN ne présente aucune irrégularité de ce genre laisse à penser que le SiN est responsable de cette instabilité à haute température. Pour vérifier cette hypothèse, il serait pertinent de reproduire les mesures présentées sur la Figure 4.17 sur la structure sans SiN.

La différence de comportement des propriétés de transport à haute température entre une structure avec SiN et sans SiN pourrait s'expliquer par une mauvaise qualité d'interface avec le SiN due à l'hétéroépitaxie. Nous allons donc effectuer une étude similaire avec la structure PTC1204, constituée d'un canal avec 23% d'Al et réalisée sur un substrat AlN (homoépitaxie).

4.4.2 Hétérostructure à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sur substrat AlN

4.4.2.1 Qualité cristalline de l'hétérostructure sur substrat AlN

Les images TEM de l'hétérostructure PTC1204 à canal AlGaN sur substrat AlN en Figure 4.18(a) et Figure 4.18(b) révèlent une bonne qualité des interfaces, ainsi que la présence de dislocations dans le canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$. Ces dislocations ne sont pas visibles dans la couche de nucléation en AlN et semblent apparaître à l'interface entre le canal et la couche de nucléation. D'après le scan XRD en Figure 4.18(c), nous observons des pics pour l'AlN (substrat et couche de nucléation), pour le canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ et pour la barrière $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$. La FWHM de la raie associée à l'AlN est très faible mais représente majoritairement le substrat AlN. Il n'est donc pas possible de connaître la FWHM de la couche de nucléation seule. Le pic associé au canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ est asymétrique, indiquant une relaxation partielle de la couche, et la présence de dislocations, en accord avec les observations de la Figure 4.18(a). La rugosité de surface de 0,49 nm obtenue par AFM (Figure 4.18(d)) est plus élevée que pour les structure à canal AlGaN sur substrat Si (0,30 nm) (A2696

et SH560 avec 30% d'Al dans le canal), malgré une composition en aluminium plus faible. Cela traduit donc une contrainte plus importante des couches, ce qui concorde avec l'asymétrie du pic XRD correspondant au canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$.

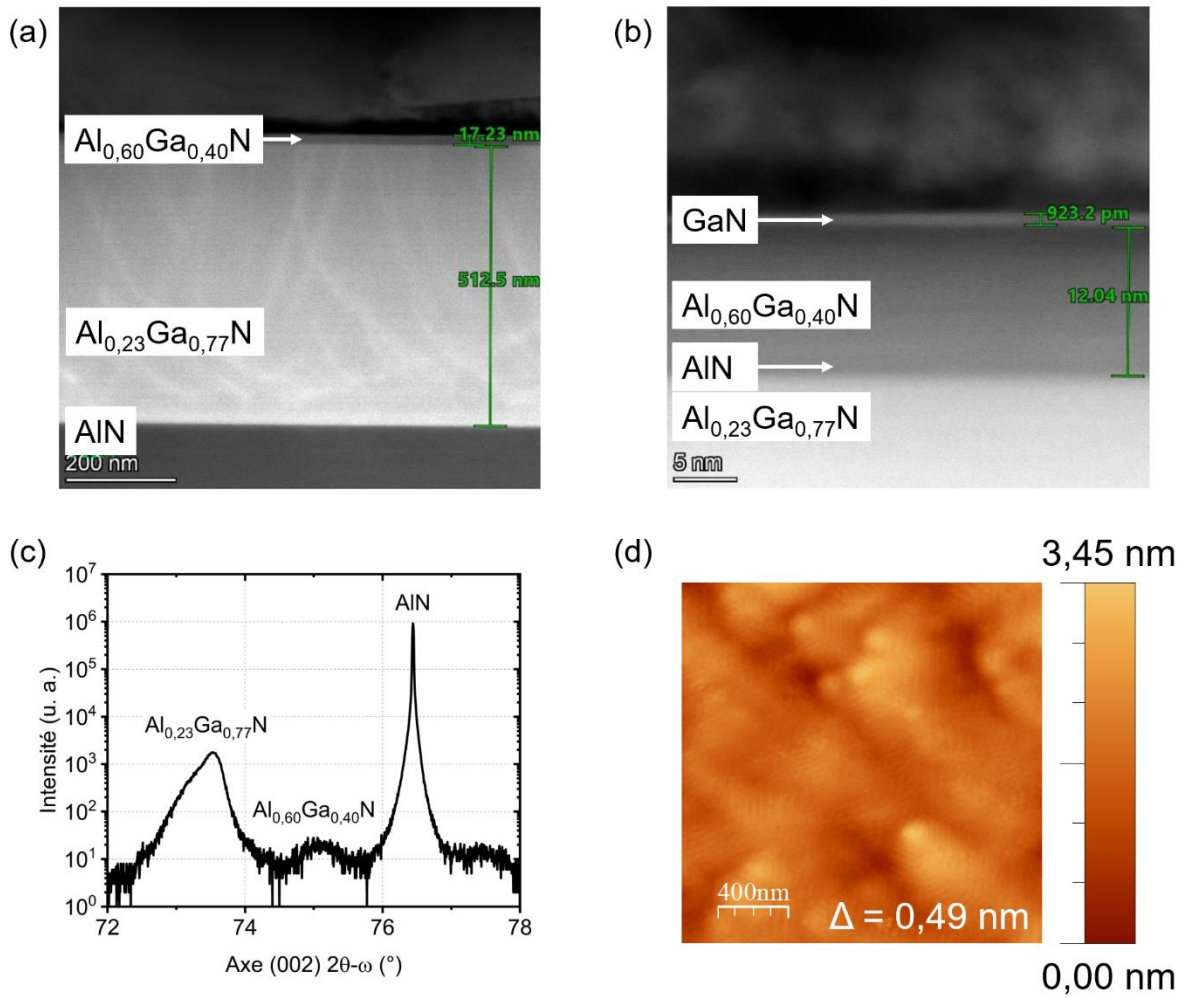


Figure 4.18. *Analyse structurelle de la structure PTC1204. (a) Image TEM de la structure complète. (b) Image TEM de l'empilement GaN/AlGaN/AlN/AlGaN. (c) Scan XRD de l'axe (002) en 2θ-ω. (d) Image AFM de la surface de la structure.*

La Figure 4.19(a) présente la mesure $C(V_G)$ sur un composant circulaire sans SiN, acquise à une température de 300 K et à une fréquence de 1 MHz. Le 2DEG est totalement déplété en électrons pour une tension $V_G = -5$ V, à partir de laquelle la capacité chute lentement de à 18 à 3 nF/cm^2. La concentration apparente d'électrons dans la structure est indiquée sur la Figure 4.19(b), obtenue d'après le graphe $C(V_G)$. Nous pouvons distinguer le 2DEG à environ 5 nm sous l'interface du canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ avec l'empilement $GaN/Al_{0,60}Ga_{0,40}N/AlN$. Une concentration d'impuretés résiduelles $N_B = 1{,}5 \times 10^{15}/cm^3$ a été déterminée, similaire à la valeur obtenue pour les hétérostructures à canal AlGaN ($\sim 10^{15}/cm^3$) étudiées en fonction de la fraction d'Al. Contrairement aux structures réalisées sur

un substrat Si, aucun pic de concentration d'électrons n'est visible entre le substrat et le canal pour l'hétérostructure sur substrat AlN. L'homoépitaxie d'AlN sur AlN permet la croissance d'une couche de nucléation en accord de maille avec le substrat et avec un coefficient de dilatation thermique similaire, ce qui n'est pas le cas de l'hétéroépitaxie d'AlN sur Si. Nous supposons que les électrons présents dans les couches inférieures des hétérostructures sur Si sont localisés sur des états d'interface au niveau de l'hétérojonction AlN/Si.

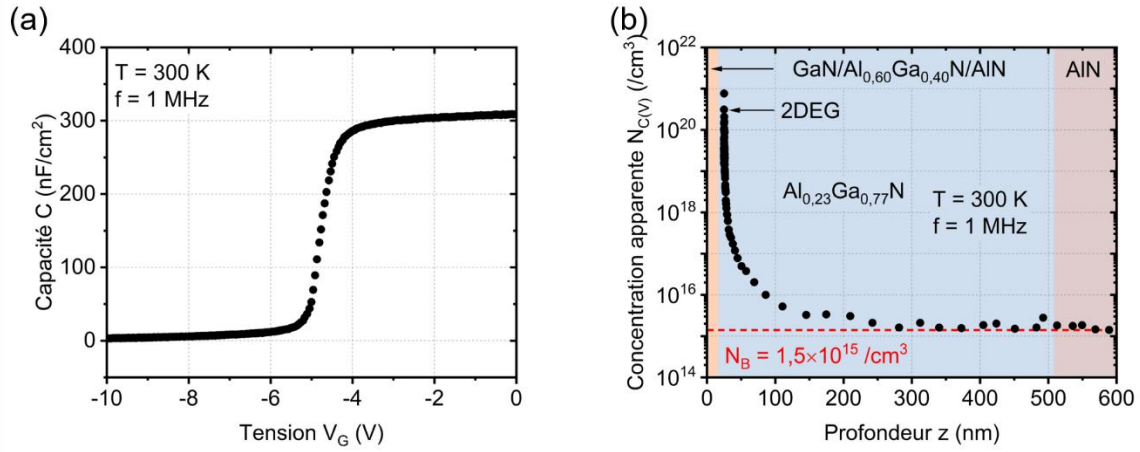


Figure 4.19. *(a) Caractéristique C(V_G) d'un composant circulaire fabriqué à partir de la structure PTC1204 avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ et un substrat AlN, acquise à 300 K et à une fréquence de 1 MHz. (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique C(V_G).*

L'hétérostructure réalisée sur un substrat AlN présente une qualité cristalline correcte, avec des interfaces régulières et sans présence de charges proches du substrat. En revanche, l'asymétrie du pic XRD correspondant au canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ et la rugosité de surface relativement élevée pour ces fractions d'Al (> 0,3 nm) indiquent qu'une optimisation de la croissance est possible.

4.4.2.2 Propriétés de transport électronique expérimentales avec un substrat AlN

De la même manière que précédemment, la Figure 4.20(a) rappelle la structure PTC1204 sur substrat AlN sans et avec une passivation SiN. La résistivité du 2DEG ρ, la densité de Hall n_H, et la mobilité de Hall μ_H, déterminées sans et avec la passivation SiN sont respectivement présentées sur les Figure 4.20(b), Figure 4.20(c) et Figure 4.20(d). Les valeurs de la résistivité du 2DEG, de la densité de Hall et de la mobilité de Hall extraites à 10, 300 et 600 K sont également résumées dans le Tableau 4.7. L'évolution de la résistivité en fonction de la température est pratiquement identique pour la structure avec et sans passivation SiN. De 10 à 100 K, la résistivité diminue légèrement ($1{,}1 \times 10^3$ et $1{,}0 \times 10^3$ Ω/□, respectivement), puis augmente jusqu'à 600 K ($3{,}4 \times 10^3$ Ω/□) sous l'effet des phonons optiques polaires.

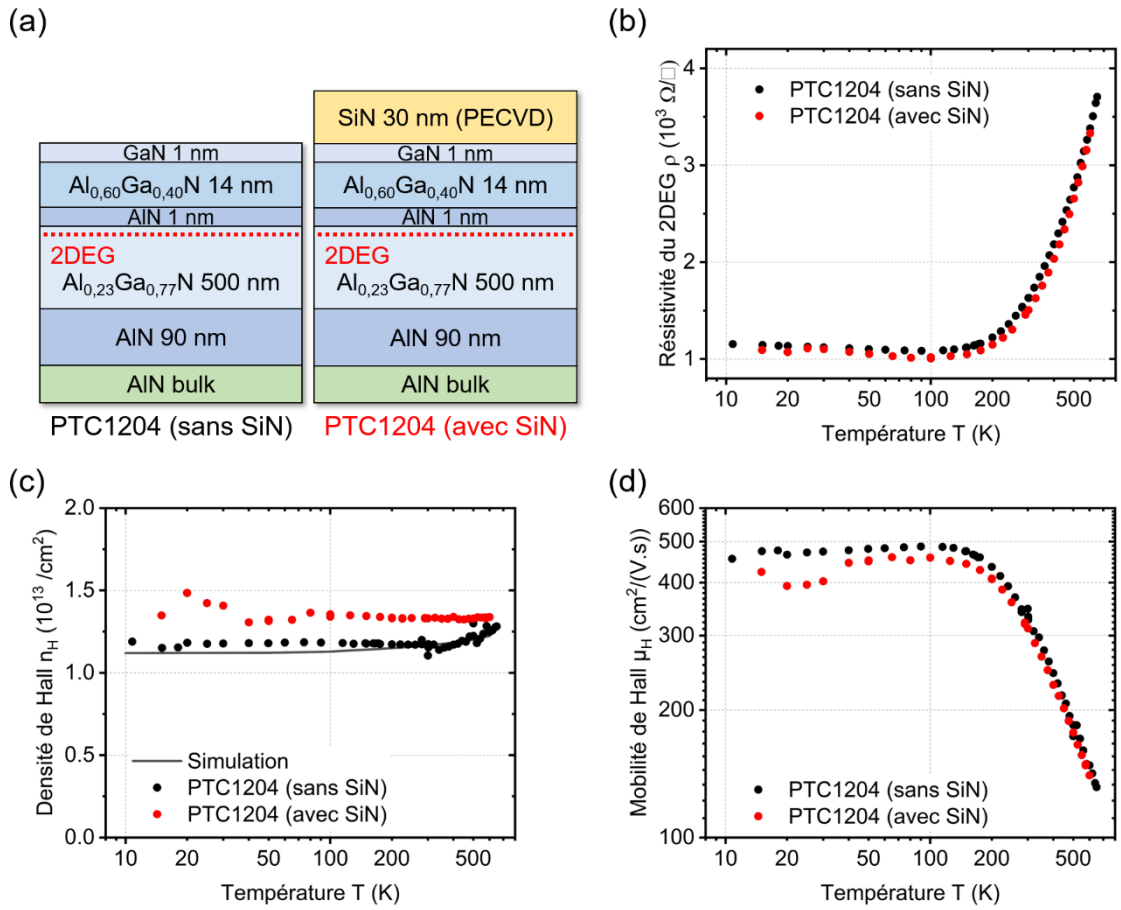


Figure 4.20. *(a) Rappel de la structure PTC1204 sur substrat AlN avec un canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sans et avec une passivation SiN. Résultats d'effet Hall en température sur la structure PTC1204 en géométrie van der Pauw, sans SiN (noir) et avec SiN (rouge) : (b) résistivité du 2DEG ρ, (c) densité de Hall n_H, et (d) mobilité de Hall μ_H.*

A 10 K, la densité de Hall pour l'hétérostructure sans SiN vaut $1{,}15 \times 10^{13}/\text{cm}^2$. Jusqu'à 600 K ($1{,}28 \times 10^{13}/\text{cm}^2$), la densité de Hall n'augmente que de 11%. L'évolution expérimentale sans SiN est en accord avec les résultats obtenus par simulation sur toute la plage de températures. La densité de Hall de l'hétérostructure avec SiN est légèrement plus élevée que celle sans SiN sur toute la plage de températures, avec par exemple une valeur à 300 K de $1{,}33 \times 10^{13}$ et $1{,}17 \times 10^{13}/\text{cm}^2$, respectivement. Comme pour l'hétérostructure sur substrat Si, l'ajout du SiN permet une réduction des états de surface, et donc une densité du 2DEG légèrement plus élevée. A basse température (15–40 K), la structure avec SiN présente tout d'abord une légère augmentation de la densité de Hall jusqu'à 20 K, puis une réduction. La tendance expérimentale avec SiN ne présente aucune augmentation à haute température, à la différence des résultats observés précédemment sur la structure SH560. Sur la plage 10–600 K, la densité de Hall augmente de seulement 3% pour la structure avec SiN.

La mobilité de Hall pour la structure avec et sans SiN est pratiquement identique sur toute la gamme de températures, à la seule exception d'une légère diminution de μ_H pour la structure avec SiN, due à l'augmentation de n_H entre 15 et 40 K. Une mobilité de Hall (sans SiN) de 455 et 487 $cm^2/(V.s)$ est obtenue à 10 et 125 K, respectivement. Des valeurs proches de 148 et 140 $cm^2/(V.s)$ sont extraites à 600 K pour les hétérostructures sans et avec SiN, respectivement.

Tableau 4.7. *Propriétés de transport à 10, 300 et 600 K pour la structure PTC1204 sur substrat AlN sans et avec une passivation SiN.*

Structure	ρ (kΩ/□)			n_H ($10^{13}/cm^2$)			μ_H ($cm^2/(V.s)$)		
	10 K	300 K	600 K	10 K	300 K	600 K	10 K	300 K	600 K
Sans SiN	1,2	1,6	3,4	1,19	1,15	1,34	455	332	148
Avec SiN	1,1	1,5	3,3	1,35	1,33	1,34	424	312	140

Un coefficient de température α de 1,22 et de 1,16 a été extrait à haute température pour la structure sans SiN et avec SiN, respectivement, au-dessus de la valeur théorique attendue (0,78). Cette différence s'explique par le fait qu'une mobilité électronique de 108 $cm^2/(V.s)$ a été calculée à 600 K pour une fraction d'Al de 23% (Figure 4.2(c)), alors qu'une mobilité de Hall plus élevée de 140–148 $cm^2/(V.s)$ a été obtenue. Une mobilité électronique plus élevée entraine une influence plus importante des phonons optiques polaires, et donc un coefficient α se rapprochant davantage de 2.

L'hétérostructure réalisée sur un substrat AlN n'a présenté aucune différence significative de comportement avec l'ajout du SiN, à la différence de l'hétérostructure sur un substrat Si. En dépit d'une rugosité de surface plus importante pour la structure sur AlN, la qualité cristalline de son canal est sans doute meilleure que celle du canal de la structure sur Si. Il en résulte probablement une couche de passivation en SiN de meilleure qualité pour la structure sur AlN, présentant moins de pièges à électrons. La fuite responsable de l'augmentation de la densité de Hall et activée thermiquement serait alors facilitée dans les structures réalisées sur Si, en comparaison des structures réalisées sur AlN. Nous discuterons dans le chapitre suivant du lien qui peut exister entre la qualité cristalline des couches épitaxiées et la qualité de la passivation SiN. Un bilan des résultats sur les propriétés de transport peut maintenant être effectué.

4.5 Comparaison avec l'état de l'art et avancées des projets

4.5.1 Positionnement des propriétés de transport par rapport à l'état de l'art

Les valeurs de la mobilité électronique à température ambiante, pour toutes les hétérostructures à canal AlGaN étudiées, sont présentées en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans le canal sur la Figure 4.21(a), et en fonction de la densité de 2DEG (à température ambiante) sur la Figure 4.21(b). Les valeurs de mobilité dans les hétérostructures à canal AlGaN issues de la littérature sont présentées pour comparaison. Puisque l'augmentation de n_{2D} induit une diminution de μ_n, mais qu'une densité du 2DEG élevée est aussi souhaitable, la Figure 4.21(c) présente la résistivité du 2DEG ρ en fonction de la fraction d'Al pour rendre compte des performances globales des hétérostructures. Comme attendu des résultats théoriques, l'ajout d'aluminium dans le canal provoque une diminution de la mobilité expérimentale (Figure 4.21(a)).

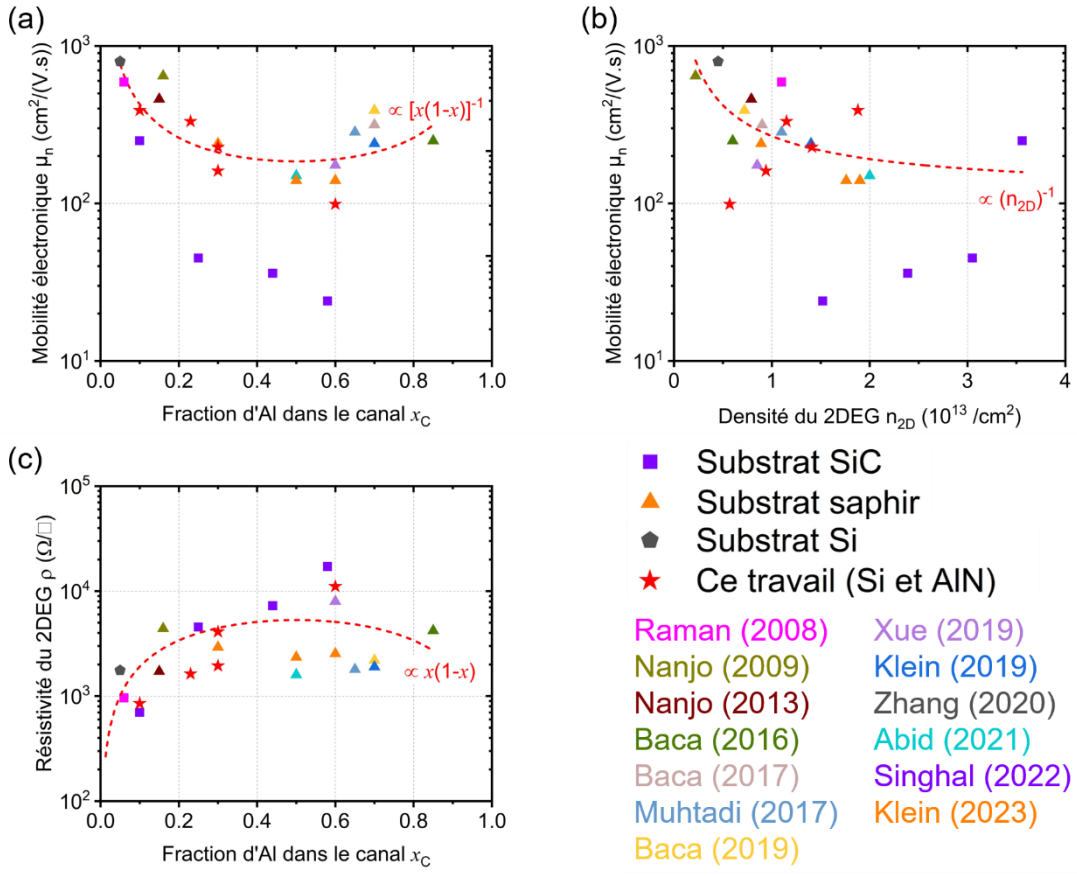


Figure 4.21. *Mobilité électronique en fonction de (a) la fraction d'Al dans le canal x_C et (b) la densité du 2DEG n_{2D}. (c) Résistivité du 2DEG ρ en fonction de la fraction d'Al x_C. Substrat SiC (carré) – Substrat saphir (triangle) – Substrat Si (pentagone) – Ce travail (étoiles). Les courbes en pointillés servent de guide pour les yeux.*

Par rapport à la littérature, l'hétérostructure sur Si avec 10% d'Al dans le canal (A2695) démontre une meilleure mobilité électronique ($390\ cm^2/(V.s)$) que l'hétérostructure sur SiC avec la même fraction d'Al dans le canal ($250\ cm^2/(V.s)$) mais possède une densité du 2DEG moins élevée ($1{,}88 \times 10^{13}/cm^2$ contre $3{,}56 \times 10^{13}/cm^2$, respectivement) [113]. L'hétérostructure sur Si avec 30% d'Al dans le canal (A2696), démontre une mobilité de $228\ cm^2/(V.s)$ pour une densité du 2DEG de $1{,}41 \times 10^{13}/cm^2$, ce qui la place au-dessus de l'état de l'art (Figure 4.21(c)) [124]. L'hétérostructure sur Si avec 60% d'Al dans le canal (A2693), est en dessous de l'état de l'art tant du point de vue de la mobilité électronique que de la densité du 2DEG [120,124]. Toutefois, cela montre qu'une marge de progression est possible pour cette structure. L'hétérostructure sur Si avec 30% d'Al dans le canal (SH560 sans SiN) et une couche tampon, souffre d'une mobilité ($161\ cm^2/(V.s)$) et d'une densité du 2DEG ($0{,}94 \times 10^{13}/cm^2$) légèrement plus faibles que la structure A2696 pour dépasser l'état de l'art [124]. Cependant, cette hétérostructure a démontré une remarquable stabilité de ses propriétés de transport à haute température. Enfin, l'hétérostructure sur AlN avec 23% d'Al dans le canal (PTC1204 sans SiN), bien qu'aucune structure avec cette composition d'Al dans le canal soit reportée, possède une mobilité et une densité du 2DEG élevées ($332\ cm^2/(V.s)$ et $1{,}15 \times 10^{13}/cm^2$), impliquant un rapport $n_{2D} \times \mu_n$ élevé par rapport aux fractions d'Al voisines. De plus, cette hétérostructure a également démontré une excellente stabilité de ses propriétés de transport à haute température.

4.5.2 Amélioration des propriétés de transport au sein du projet ACTION

Les résultats obtenus sur la structure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ sont moins bons que pour les autres fractions d'Al, à savoir une mobilité électronique plus faible et des effets de piégeage importants, cela signifie qu'une marge d'amélioration importante est possible. Ainsi, des hétérostructures avec les mêmes compositions d'aluminium (60% dans le canal et 90% dans la barrière) ont été réalisées au sein du projet ACTION. Ces hétérostructures, présentées sur la Figure 4.22, sont toujours sur un substrat Si (111), mais possèdent des couches tampon et des épaisseurs de canal différentes. Le cap GaN a également été remplacé par un cap SiN *in-situ*. Le Tableau 4.8 résume les propriétés de transport obtenues sur ces structures riches en Al.

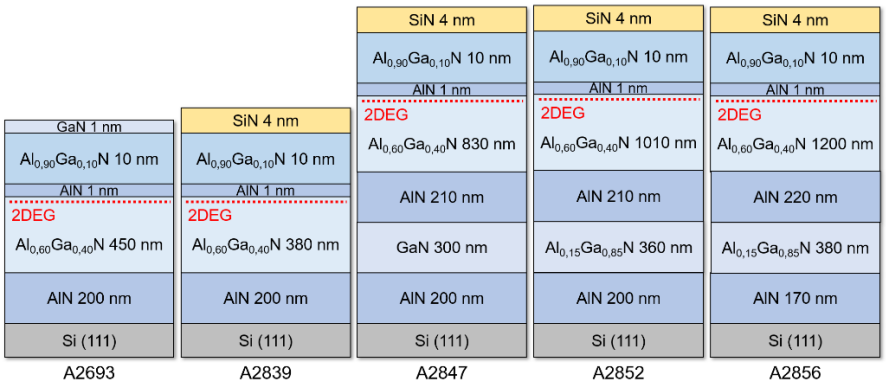


Figure 4.22. *Hétérostructures à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ réalisées sur substrat Si (111) dans le projet ACTION avec différentes couches tampon et différentes épaisseurs de canal.*

Pour rappel, la résistivité du 2DEG, sa densité et la mobilité résultante à 300 K pour la structure A2693 (canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$) étudiée dans cette thèse sont $11{,}1 \times 10^3\ \Omega/\square$, $0{,}57 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$ et $99\ \mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$, respectivement. En épaississant le canal AlGaN ainsi qu'en réduisant les contraintes liées à l'hétéroépitaxie avec l'ajout d'une couche tampon, il est possible d'obtenir de bien meilleures propriétés de transport avec la même fraction d'Al dans le canal. Ainsi, avec les structures à canal épais (1000–1200 nm), une densité du 2DEG environ trois fois supérieure ($1{,}59 \times 10^{13}$–$1{,}72 \times 10^{13}/\mathrm{cm}^2$) et une mobilité électronique doublée (196–$206\ \mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$) ont pu être obtenues. D'après les résultats obtenus dans ce chapitre, la mobilité électronique dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ est majoritairement limitée par le désordre d'alliage. Or, les valeurs atteintes sur les structures présentées en Figure 4.22 laissent à penser que l'effet du désordre d'alliage pourrait être réduit en améliorant la qualité cristalline du canal, via la réduction des contraintes.

Tableau 4.8. *Propriétés de transport obtenues à 300 K pour des hétérostructures $Al_{0,90}Ga_{0,10}N$/AlN/$Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ avec différentes couches tampon et différentes épaisseurs de canal, schématisées en Figure 4.22. Les données de la structure A2693 proviennent des mesures présentées dans cette thèse. Les données des autres structures proviennent des mesures effectuées à l'IEMN par Jash Mehta.*

Structure	ρ (kΩ/□)	n_H ($10^{13}/\mathrm{cm}^2$)	μ_H ($\mathrm{cm}^2/(\mathrm{V.s})$)
A2693	11,1	0,57	99
A2839	5,9	0,75	141
A2847	2,8	1,67	133
A2852	1,9	1,59	206
A2856	1,9	1,72	196

Une mobilité électronique d'environ 200 $cm^2/(V.s)$ pour une fraction d'Al dans le canal de 60%, couplée à une densité du 2DEG de $1{,}6 \times 10^{13}$–$1{,}7 \times 10^{13}/cm^2$ place ces structures (A2852 et A2856) au-dessus de l'état de l'art [120,124]. Ces résultats démontrent donc le potentiel des hétérostructures riches en aluminium, tout en utilisant un substrat silicium. Un travail important reste néanmoins à réaliser pour optimiser la tenue en tension de ces structures sur silicium.

Bilan du chapitre 4

D'après les modèles physiques, le désordre d'alliage (ADO) représente la principale limitation de la mobilité dans les hétérostructures à canal AlGaN. A haute température, les phonons optiques polaires (POP) sont responsables de la dégradation de la mobilité. De plus, il apparait que plus la température considérée augmente, plus la LFOM d'une hétérostructure à canal AlGaN sera importante par rapport à la LFOM d'une hétérostructure à canal GaN

Des hétérostructures à canal AlGaN réalisées sur silicium, avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, ont été caractérisées. L'analyse par XRD des couches épitaxiées a révélé une augmentation de la qualité cristalline du canal lorsque la fraction d'Al augmente, confirmée par une réduction du courant de fuite vertical à travers toute la structure. D'après les mesures AFM, une forte rugosité de surface a été obtenue pour les structures avec 10% et 60% d'Al dans le canal, attribuée respectivement à une forte contrainte et à la fraction élevée d'Al choisie. Pour toutes les compositions, une concentration importante de charges a été observée proche de l'interface entre le canal AlGaN et la couche de nucléation AlN.

L'analyse des propriétés de transport expérimentales par effet Hall a démontré une diminution importante de la mobilité électronique lorsque la fraction d'Al dans le canal augmente, induisant une augmentation significative de la résistivité du 2DEG. A basse température ($T < 325$ K), un effet important de piégeage d'électrons dans le 2DEG a été observé pour la structure avec 60% d'Al dans le canal. A haute température ($T > 400$ K), une importante augmentation de la densité de Hall a été mise en évidence pour les hétérostructures avec 10% et 30% d'Al dans le canal, attribuée à une fuite activée thermiquement.

Les modèles physiques pour décrire les propriétés de transport ont été confrontés avec succès aux résultats expérimentaux. Le désordre d'alliage est la limitation principale dans les structures à canal AlGaN étudiées, malgré un potentiel de désordre d'alliage extrait faible (1,1–1,7 eV). Dans l'hétérostructure avec 10% d'Al dans le canal, la forte rugosité de surface combinée à une densité du 2DEG élevée, induit un effet important de la rugosité d'interface (IFR) sur la mobilité électronique.

Une seconde hétérostructure avec 30% d'Al dans le canal, réalisée sur un substrat silicium et avec une couche tampon, a été étudiée. Une très bonne qualité cristalline des couches a été observée par XRD, AFM et TEM. Une concentration de charges reste toutefois présente proche de l'interface du canal avec la couche tampon. Les propriétés de transport dans cette hétérostructure ont été étudiées avec et sans passivation SiN. A basse température, la mobilité électronique est similaire avec et sans SiN. En revanche, à haute température (T > 300 K), une importante augmentation de la densité de Hall est observée avec une passivation SiN, tandis qu'une densité de Hall presque constante est obtenue sans SiN. Une étude similaire a été effectuée pour une hétérostructure avec 23% d'Al dans le canal, réalisée sur un substrat AlN. Aucune différence significative n'a été observée pour une structure sans SiN et avec SiN. La différence de comportement entre une structure non passivée et passivée a donc été attribuée à la qualité de l'interface entre le SiN et la surface des couches épitaxies, supposée meilleure dans le cas d'une homoépitaxie (substrat AlN) que pour une hétéroépitaxie (substrat Si).

Dans le prochain chapitre, une étude des défauts électriquement actifs dans des structures réalisées sur un substrat silicium sera menée, afin de déterminer quels défauts peuvent être engendrés par une hétéroépitaxie.

Chapitre 5

5 Détection de pièges électriquement actifs dans des structures réalisées sur silicium

Ce chapitre s'intéresse à la détection de pièges électriquement actifs dans des structures réalisées sur un substrat silicium. D'une part, une couche de nucléation en AlN réalisée sur un substrat silicium va être analysée. Puis, nous nous focaliserons sur la détection de pièges dans une hétérostructure à canal AlGaN, riche en aluminium, afin d'expliquer le comportement observé lors de l'étude des propriétés de transport dans cette structure.

5.1 Etude de la couche de nucléation en AlN réalisée sur silicium

Comme nous l'avons évoqué dans le chapitre 1, l'utilisation d'un substrat en silicium pour la croissance de nitrures pose de nombreuses problématiques qu'il faut s'efforcer de résoudre pour obtenir des composants avec d'excellentes performances. La qualité générale des hétérostructures va dépendre en partie de la qualité de la couche de nucléation déposée sur ce substrat silicium. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à la détection de défauts électriquement actifs dans cette couche.

5.1.1 Caractérisation statique de la structure AlN/Si

La couche de nucléation étudiée est composée d'une couche de 155 nm d'AlN déposée par MBE sur un substrat Si orienté (111) et dopé au bore (10^{14}–10^{15}/cm^3). Le composant étudié a été réalisé par Edouardo Ghoussein durant son stage. Un dépôt Au/Ni (200/20 nm) a été effectué par-dessus l'AlN, formant un contact redresseur (Schottky). Le contact central, noté C, possède un diamètre de 100 µm et est espacé du contact extérieur, noté E, de 25 µm, comme indiqué sur la Figure 5.1(a) et la Figure 5.1(b). Dans le cas idéal, il aurait été préférable que le contact central soit redresseur et le contact extérieur ohmique. Toutefois, l'utilisation de deux contacts redresseurs a été choisie car la réalisation de contacts ohmiques sur l'AlN non dopé n'est pas possible, ce en raison de l'affinité électronique importante du matériau [123]. Il est attendu que les deux contacts redresseurs jouent un rôle symétrique dans le fonctionnement du composant. En effet, il s'agit ici de deux diodes Schottky en série et inversées tel que lorsque l'une est en direct l'autre est en inverse. Les mesures électriques ont été réalisées en polarisant le contact central C et en reliant le contact extérieur E à la masse, tandis que le substrat est gardé flottant.

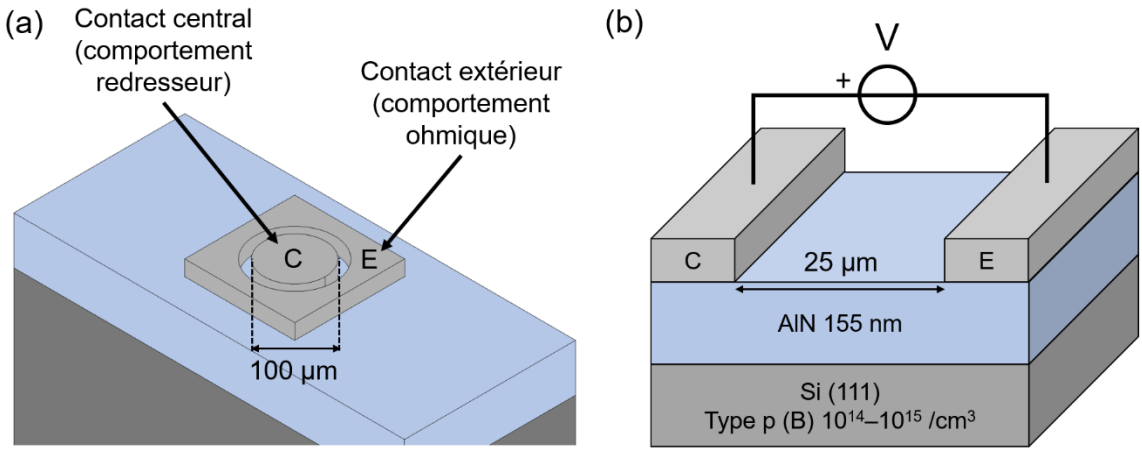


Figure 5.1. *(a) Vue schématique 3D du composant avec le contact central C et le contact extérieur E. (b) Schéma de la coupe transverse du composant basé sur la structure AlN/Si.*

Les Figure 5.2(a) et Figure 5.2(b) présentent respectivement les caractéristiques J(V) et C(V) acquises entre 100 à 400 K. A basse température, un effet redresseur est observé pour les tensions positives. Cela indique un comportement de type n, caractéristique de l'AlN non-intentionnellement dopé [66]. Lorsque la température augmente, la densité de courant augmente également, et le comportement des deux contacts est davantage symétrique. La caractéristique C(V) correspondante montre une différence importante entre les tensions positives et négatives, confirmant l'asymétrie des deux contacts. Cette asymétrie est possiblement due à la différence de surface entre les deux contacts, respectivement de $7{,}9 \times 10^3$ µm^2 pour C et $3{,}1 \times 10^4$ µm^2 pour E. Il est possible que pour des contacts de grande taille, le nombre de défauts sous le contact, proportionnellement à la surface de celui-ci, soit plus importante que pour un contact de petite taille. Cela engendre une hauteur de barrière plus faible et le comportement du contact est davantage ohmique que redresseur. D'après le tracé de $C^{-2}(V)$ aux différentes températures de l'étude, une concentration effective moyenne de donneurs $N_D = (7 \pm 4) \times 10^{16}/\text{cm}^3$ a été estimée dans l'AlN.

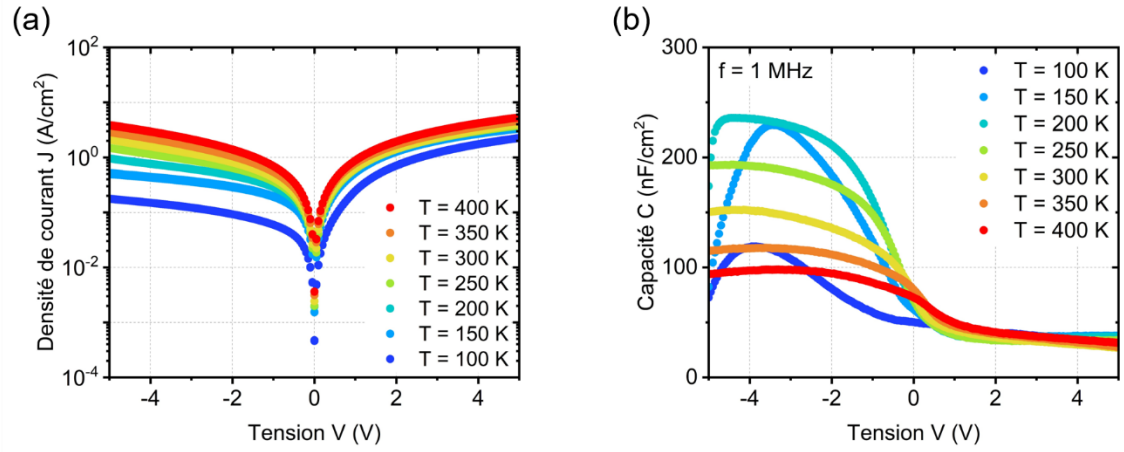


Figure 5.2. *Caractéristiques statiques de 100 à 400 K par pas de 50 K : (a) J(V) et (b) C(V) acquis à une fréquence de 1 MHz.*

5.1.2 Analyse DLTS de la structure AlN/Si

5.1.2.1 Détection de pièges dans la structure AlN/Si

La Figure 5.3(a) présente les spectres C-DLTS obtenus pour une tension V_R variable de -1 à -5 V, avec les paramètres $V_P = 0$ V, $t_P = 1$ ms, $t_0 = 788$ µs (valeur identique dans toute cette étude) et $T_W = 11$ ms. Pour $V_R = -1$ V, nous observons un faible signal DLTS b_1 avec un maximum situé à 175 K (0,055 pF). Lorsque V_R diminue, le maximum du signal se décale vers les hautes températures, indiquant la présence de plusieurs pièges. Pour $V_R = -5$ V, une amplitude maximale de 1,8 pF est obtenue à 325 K. La modification du spectre DLTS avec la tension V_R peut indiquer une détection de pièges dont le niveau d'énergie est situé plus

profondément sous la bande de conduction de l'AlN. La variation de capacité C_R correspondante en fonction de la température est montrée en Figure 5.3(b). Une variation importante de capacité est observée sur toute la gamme de températures, et ce pour toutes les tensions V_R.

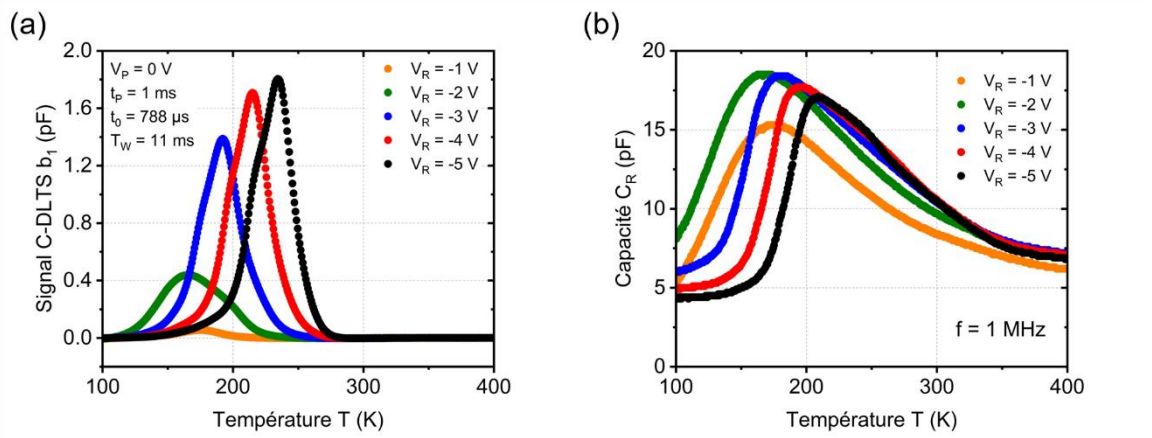


Figure 5.3. *(a) Signal C-DLTS b_1 pour V_R varié de -1 à -5 V avec V_P = 0 V, t_P = 1 ms, t_0 = 788 µs et T_W = 11 ms. (b) Capacité C_R en fonction de la température pour les tensions V_R de -1 à -5 V.*

5.1.2.2 Simulation de la structure de bandes du composant

Afin de comprendre l'évolution du signal DLTS lorsque V_R varie, nous avons effectué une simulation du minimum de la bande de conduction E_C du semi-conducteur AlN 155 nm en contact avec le métal Ni, à 300 K. La concentration de donneurs dans l'AlN a été fixée à $N_D = 7 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ d'après la valeur extraite du tracé de $C^{-2}(V)$, en considérant les porteurs de charges complétement ionisés. La hauteur de barrière du contact Ni/AlN a été fixée à $\phi_B^{Ni/AlN} = 2{,}14$ eV, en accord avec l'expression $\phi_B^{Ni/AlGaN}(x) = 1{,}3x + 0{,}84$ eV, où ici $x = 1$. Un niveau de piège E_T situé à 0,5 eV sous le minimum de la bande de conduction a été pris pour exemple. Une tension $V_P = 0$ V a été appliquée à la structure, ainsi qu'une tension $V_R = -1$ V et $V_R = -5$ V, comme présenté en Figure 5.4(a) et Figure 5.4(b), respectivement.

A $V_P = 0$ V, E_T est sous le niveau de Fermi E_F entre 95 et 155 nm. Les états énergétiques du piège sont donc occupés par des électrons. A $V_R = -1$ V, E_T est au-dessus de E_F pour z compris entre 95 et 138 nm. Les électrons piégés dans cette zone sont donc émis vers la bande de conduction, induisant un transitoire de capacité. La zone sondée est donc entièrement dans l'AlN et les défauts détectés seront localisés uniquement dans ce matériau. Pour cette tension V_R, la différence d'énergie entre le minimum de E_C et E_F est au maximum de 1 eV (à z = 95 nm).

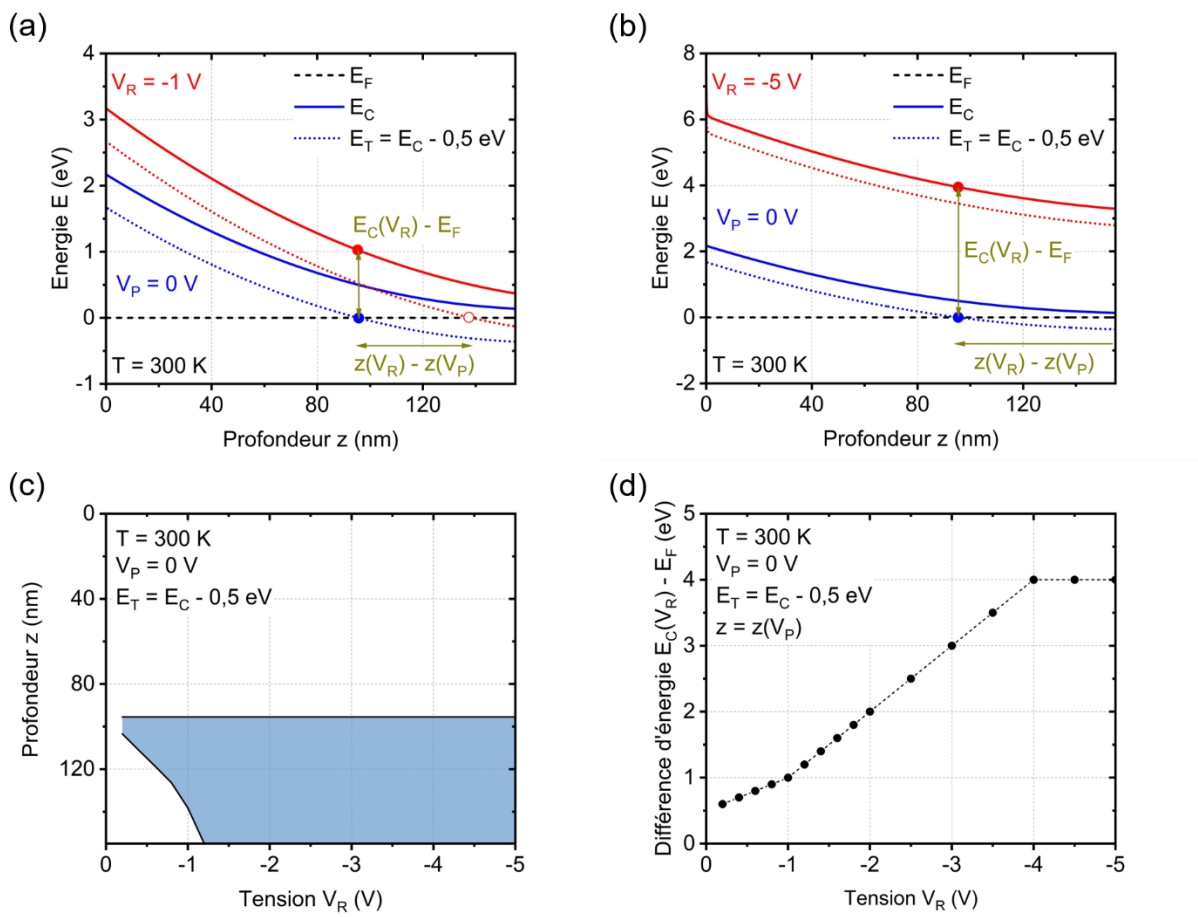


Figure 5.4. *Simulation du minimum de la bande de conduction E_C (lignes pleines) du semi-conducteur AlN 155 nm en contact avec le métal Ni, avec $N_D(AlN) = 7\times10^{16}$ /cm³ à T = 300 K, pour une tension $V_P = 0$ V (bleu) et V_R (rouge), en supposant l'existence d'un niveau de piège E_T (pointillés) situé à 0,5 eV sous le minimum de la bande de conduction : (a) V_R = -1 V et (b) V_R = -5 V. Evolution de (c) la zone sondée dans l'AlN par DLTS et de (d) la différence d'énergie entre le minimum de la bande de conduction et le niveau de Fermi, en fonction de la tension V_R, pour les paramètres choisis précédemment. La hauteur de barrière du contact Ni/AlN a été fixée à 2,17 eV et les porteurs de charges dans l'AlN sont considérés comme complètement ionisés.*

A $V_R = -5$ V, E_T est au-dessus de E_F dans toute la couche d'AlN. Les électrons piégés seront donc émis vers la bande de conduction entre 95 nm sous la surface jusque dans le substrat Si. Les pièges détectés pourront donc provenir soit de l'AlN, soit du Si, soit de l'interface AlN/Si. Pour cette tension V_R, la différence d'énergie entre le minimum de E_C et E_F est au maximum de 4 eV (à $z = 95$ nm). L'évolution de la zone sondée et de la différence d'énergie $E_C - E_F$ en fonction de la tension V_R, pour $z = 95$ nm, est présentée en Figure 5.4(c) et Figure 5.4(d), respectivement, pour une tension V_R variant de $-0{,}2$ à -5 V. La Figure 5.4(c) révèle qu'à partir d'une tension $V_R = -1{,}2$ V, la zone sondée n'est plus uniquement dans l'AlN. De plus, comme observé sur la Figure 5.4(d), à mesure que $|V_R|$ augmente,

la différence d'énergie $E_C - E_F$ augmente, ce qui signifie que des pièges possédant une énergie d'activation plus grande peuvent être détectés. Le rapprochement de la zone sondée vers le substrat Si, ainsi que la possibilité de détecter des pièges avec des niveaux énergétiques plus profonds par rapport au minimum de la bande de conduction, permettent d'expliquer en partie l'évolution du signal C-DLTS de la Figure 5.3(a) lorsque la tension V_R diminue.

5.1.2.3 Effet de la variation de capacité sur la distinction des pics

La forte variation de capacité à la tension V_R, notée C_R, en fonction de la température, influence la distinction des pics sur le spectre DLTS. La Figure 5.5(a) présente les signaux b_1 et b_1/C_R normalisés pour $T_W = 11$ ms et $T_W = 1$ s, avec $V_R = -5$ V, $V_P = 0$ V, et $t_P = 100$ µs. Pour $T_W = 11$ ms, une légère différence est observée entre 100 et 200 K, où le signal b_1/C_R permet de détecter la présence d'un petit pic à 160 K qui apparait, pour Tw = 1 s, sous la forme d'un épaulement à environ 130 K. Pour $T_W = 1$ s, l'épaulement visible à 170 K sur le signal b_1 apparait clairement comme un maximum à la même température pour le signal b_1/C_R. La différence plus importante du signal entre b_1 et b_1/C_R s'explique par le décalage du spectre DLTS vers les basses températures lorsque T_W augmente, tandis que le profil de $C_R(T)$ reste le même quel que soit la valeur de T_W choisie. Ainsi, nous observons sur la Figure 5.3(b) une diminution de la capacité C_R pour $T < 200$ K, zone de températures dans laquelle apparaissent les pics DLTS pour $T_W = 1$ s, conduisant à un rapport b_1/C_R plus important. Il apparait donc que le signal b_1/C_R permet une meilleure distinction des pics par rapport au signal b_1. Prenant en compte la variation de C_R avec la température, la Figure 5.5(b) présente l'évolution du signal DLTS en fonction de T_W, avec $V_R = -5$ V, $V_P = 0$ V, et $t_P = 100$ µs. Nous pouvons observer l'apparition progressive du second pic à mesure que T_W augmente.

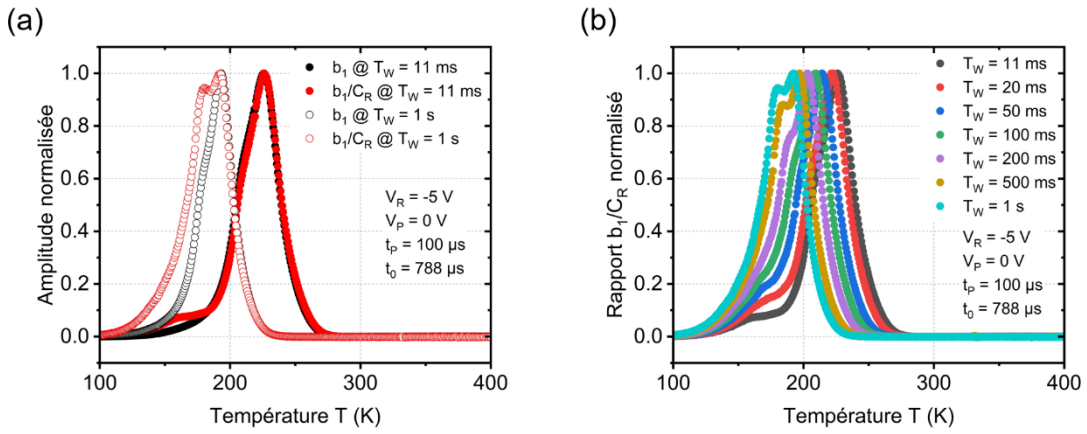


Figure 5.5. *Comparaison de l'amplitude normalisée de b_1 et b_1/C_R pour (a) $T_W = 11$ ms et (b) $T_W = 1$ s, avec $V_R = -5$ V, $V_P = 0$ V, $t_P = 100$ µs et $t_0 = 788$ µs.*

L'évolution du rapport b_1/C_R pour différents temps de remplissage t_P, avec $V_R = -5$ V et $V_P = 0$ V, est présentée sur les Figure 5.6(a) et Figure 5.6(b), pour $T_W = 11$ ms et $T_W = 1$ s, respectivement. Sur la Figure 5.6(a), nous pouvons observer que le maximum du signal DLTS se décale légèrement vers les hautes températures lorsque t_P augmente, indiquant bien que le maximum du signal correspond à la somme de plusieurs pics proches et non à un seul pic. Sur la Figure 5.6(b), l'amplitude des pics situés à 180 K et à 200 K augmente sans que leurs maxima se décalent, indiquant qu'il s'agit de pics isolés.

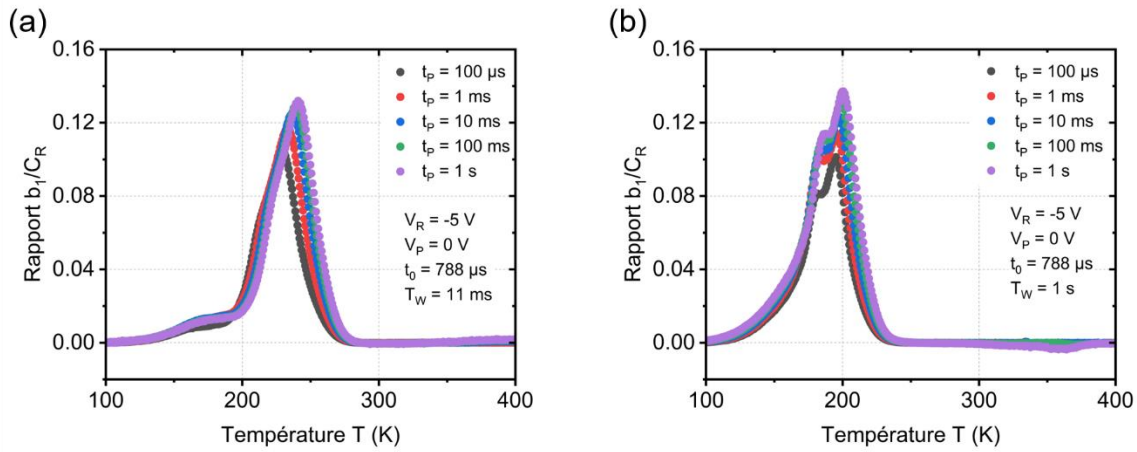


Figure 5.6. *Evolution du rapport b_1/C_R en fonction de t_P pour (a) T_W = 11 ms et (b) T_W = 1 s, avec V_R = -5 V, V_P = 0 V, t_0 = 788 µs.*

Le tracé d'Arrhenius du pic observé à 200 K sur la Figure 5.6(b) est présenté sur la Figure 5.7(a). Une énergie d'activation thermique $E_a = (0{,}424 \pm 0{,}005)$ eV et une section-efficace de capture apparente $\sigma_n = (2{,}0 \pm 1{,}5) \times 10^{-15}$ cm^2 ont été déterminées en prenant une masse effective $m_n^* = 0{,}40\ m_0$ pour l'AlN. De ces valeurs, nous avons calculé le signal théorique de ce piège, comparé sur la Figure 5.7(a) au signal b_1/C_R de la Figure 5.5(a) pour $T_W = 11$ ms et $T_W = 1$ s. Une excellente correspondance peut être observée entre les spectres expérimentaux et calculés proche du maximum, validant les valeurs extraites de E_a et σ_n. Pour une température inférieure au maximum du piège (200 K pour $T_W = 1$ s et 240 K pour $T_W = 11$ ms), la différence entre les signaux expérimentaux et théoriques indique clairement la présence des autres pièges observés sur la Figure 5.3(a). De plus, la légère différence observée sur la partie haute température du pic suppose la présence d'au moins un autre piège d'amplitude plus faible.

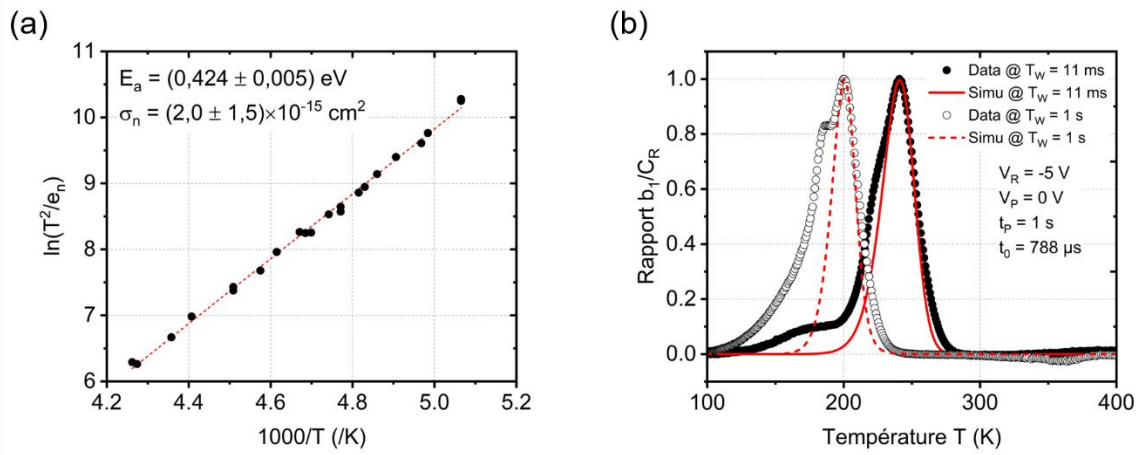


Figure 5.7. *(a) Tracé d'Arrhenius du pic observé à 200 K pour V_R = -5 V, V_P = 0 V et T_W = 1 s, duquel sont extraites l'énergie d'activation thermique et la section-efficace de capture apparente du piège. (b) Signal b_1/C_R pour T_W = 11 ms (symboles pleins) et T_W = 1 s (symboles ouverts), avec V_R = -5 V, V_P = 0 V et t_P = 1 s, comparé au signal calculé pour T_W = 11 ms (ligne pleine) et pour T_W = 1 s (ligne en pointillés) à partir des paramètres E_a et σ_n extraits du tracé d'Arrhenius.*

5.1.2.4 Reconstitution du signal expérimental

L'évolution progressive du signal DLTS avec la variation de T_W permet de distinguer les différents pics. Nous avons tenté de reconstruire par simulation le signal b_1/C_R à partir de l'équation du coefficient de Fourier b_1 (voir chapitre 2). La Figure 5.8(a) montre le spectre obtenu pour $V_R = -5$ V, $V_P = 0$ V, $t_P = 1$ s, et $T_W =$ 11 ms. Le spectre est reconstitué avec six pièges E1 à E6, dont les paramètres sont résumés dans le Tableau 5.1. Le piège E6 correspond à celui présenté sur la tracé d'Arrhenius de la Figure 5.7(a). Pour $T_W = 1$ s (Figure 5.8(b)), le signal DLTS est reconstitué avec les mêmes pièges E1 à E6, renforçant la validité de ces résultats.

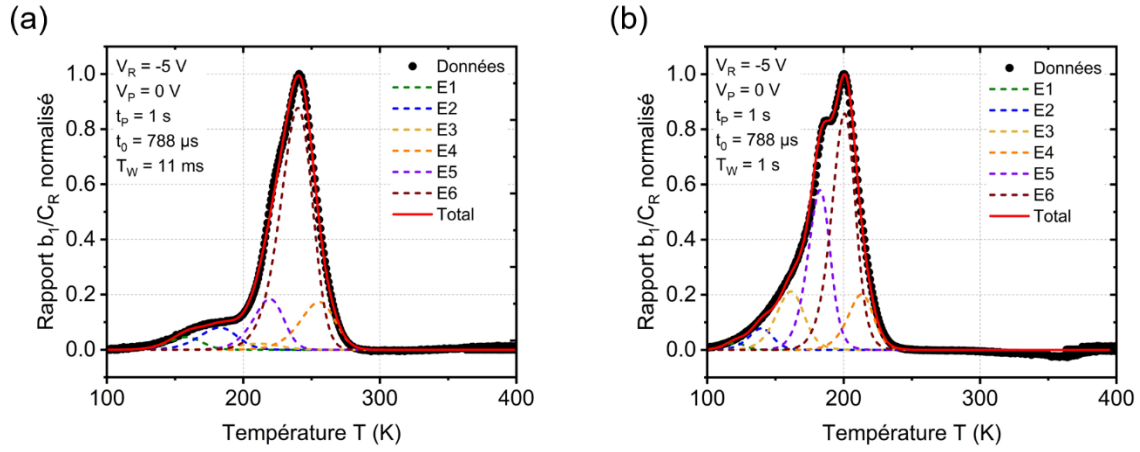


Figure 5.8. *Reconstruction du signal DLTS expérimental à partir des pièges E1 à E6 pour V_R = -5 V, V_P = 0 V, t_P = 1 s, t_0 = 788 µs, et pour (a) T_W = 11 ms et (b) T_W = 1 s.*

D'après la reconstruction des signaux, deux types de pièges semblent se distinguer. Les pièges de E1 à E3 possèdent des énergies d'activation comprises entre 0,165–0,220 eV et une section efficace de capture apparente proche de 10^{-18} cm^2 (piège répulsif). Les pièges de E4 à E6 possèdent des énergies d'activation comprises entre 0,372–0,440 eV et une section efficace de capture apparente proche de 10^{-15} cm^2 (piège neutre). Il semble donc y avoir deux groupes distincts de défauts, neutres et répulsifs. Les pièges E1 à E3, ayant des énergies d'activation plus faibles, sont probablement responsables du signal DLTS pour des tensions V_R faibles (Figure 5.3(a)). Les pièges E4 à E6 se distinguent pour des V_R plus importants.

Tableau 5.1. *Energie d'activation thermique E_a et section-efficace de capture apparente σ_n des pièges E1 à E6 déterminés pour reconstruire le signal expérimental.*

Piège	E_a (eV)	σ_n (cm^2)
E1	0,165	1×10^{-18}
E2	0,195	1×10^{-18}
E3	0,222	6×10^{-19}
E4	0,440	1×10^{-15}
E5	0,372	1×10^{-15}
E6	0,425	2×10^{-15}

Ces résultats représentent une première approche qu'il est nécessaire de poursuivre afin de déterminer de manière plus précise les énergies d'activation et les sections efficaces de capture des différents pièges détectés. De plus, il est primordial de pouvoir distinguer les défauts détectés dans l'AlN et dans le silicium.

5.1.2.5 Analyses complémentaires pour poursuivre l'étude

Les résultats obtenus par C-DLTS ont permis de détecter de multiples pièges à électron dans la structure AlN/Si. Cependant, les résultats de simulation suggèrent que les pièges détectés peuvent être localisés dans l'AlN, dans le Si, ou bien à l'interface AlN/Si. Une manière de mieux distinguer la localisation de ces pièges serait de caractériser la structure par C-DLTS en configuration verticale, c'est-à-dire en effectuant les mesures entre le contact redresseur central et le substrat Si. A partir d'une analyse C-DLTS dans cette configuration verticale, Simoen *et al.* ont montré que la croissance de l'AlN sur un substrat Si (111) créé des défauts électriquement actifs à l'interface AlN/Si, et 50–100 nm dans le Si sous

l'interface [213]. En configuration latérale (Figure 5.9(a)), le volume total qu'il est possible de sonder dans l'AlN est $\mathcal{V}_L = t_{AlN} \times \frac{\pi}{4} \times (d+s)^2 - d^2$, où t_{AlN} est l'épaisseur de l'AlN, d est le diamètre du contact central, et s est l'espace entre le contact central et le contact extérieur. En configuration verticale (Figure 5.9(b)), le volume total vaut $\mathcal{V}_V = t_{AlN} \times \frac{\pi}{4} \times d^2$. Dans notre cas, $d = 100$ µm, $s = 25$ µm et $t_{AlN} = 155$ nm, soit $\mathcal{V}_L = 0{,}7$ µm^3 et $\mathcal{V}_V = 1{,}2$ µm^3. Le volume sondé en configuration verticale sera donc plus important qu'en configuration latérale. Puisque la détection par DLTS permet d'obtenir une densité de défauts, c'est-à-dire un nombre par unité de volume, augmenter le volume de détection ne devrait rien changer. En revanche, une modification de la valeur de la capacité entre les deux configurations pourrait influencer la détection par DLTS. De plus, la configuration verticale permet de sonder davantage l'interface AlN/Si puisque les lignes de champ électrique passent nécessairement par cette zone. Il serait également intéressant d'effectuer une analyse DLTS en polarisant le substrat, ce qui pourrait permettre de distinguer davantage les pièges détectés, en repoussant ou en attirant une partie des charges mobiles. Une autre manière de distinguer les différents pièges est d'analyser la présence de défauts par I-DLTS, dans la configuration latérale et verticale. En effet, l'acquisition de transitoires de courant pourrait être préférable dans cette structure, pour laquelle la zone de déplétion n'est pas parfaitement définie due à la résistivité importante de la couche d'AlN.

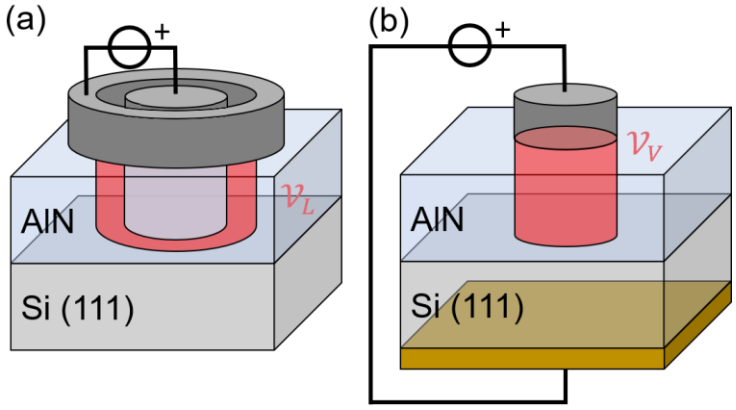


Figure 5.9. *Schéma de la structure AlN/Si pour visualiser le volume total (rouge) qu'il est possible de sonder en DLTS en configuration (a) latérale et (b) verticale.*

Nous avons étudié la présence de pièges dans une couche de nucléation en AlN. Nous allons maintenant procéder à une analyse similaire sur l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal, réalisée sur un substrat silicium avec une couche de nucléation en AlN.

5.2 Effet de piégeage dans une hétérostructure à canal AlGaN

L'étude des propriétés de transport dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ (A2693), réalisée sur un substrat silicium, a révélé une densité du

2DEG bien plus faible qu'attendue par nos simulations. De plus, cette différence de densité s'est réduite lorsque la température augmente, ce que nous avons associé à un effet de piégeage d'électrons dans le 2DEG (Figure 4.12(b)).

5.2.1 Caractérisation statique de l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$

Afin d'étudier les pièges électriquement actifs dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$, nous avons caractérisé un composant circulaire constitué d'un contact de grille circulaire d'un diamètre de 190 µm et espacé de 45 µm d'un contact ohmique circulaire et concentrique. La Figure 5.10(a) présente les caractéristiques $J_G(V_G)$ et $C(V_G)$ du composant circulaire à 77 et 300 K. Les deux caractéristiques à 77 K ont une hystérésis, dont l'intensité diminue à 300 K. Nous attribuons donc cette hystérésis à un effet de piégeage de charges. Cela peut expliquer le décalage en tension de la caractéristique $C(V_G)$ entre 77 et 300 K. De cette caractéristique $C(V_G)$, nous avons extrait le profil de concentration montré sur la Figure 5.10(b). Nous pouvons distinguer le 2DEG dont le pic à $10^{19}/cm^3$ est situé à 5 nm sous l'interface $AlN/Al_{0,60}Ga_{0,40}N$. Une concentration d'impuretés résiduelles $N_B = 3{,}6 \times 10^{15}/cm^3$ a été extraite, ce qui est cohérent avec la valeur déduite du profil de concentration de la Figure 4.9. Nous pouvons également remarquer une concentration de charges importantes à 400 nm de profondeur, proche de l'interface entre le canal (d'épaisseur 450 nm) et la couche de nucléation en AlN.

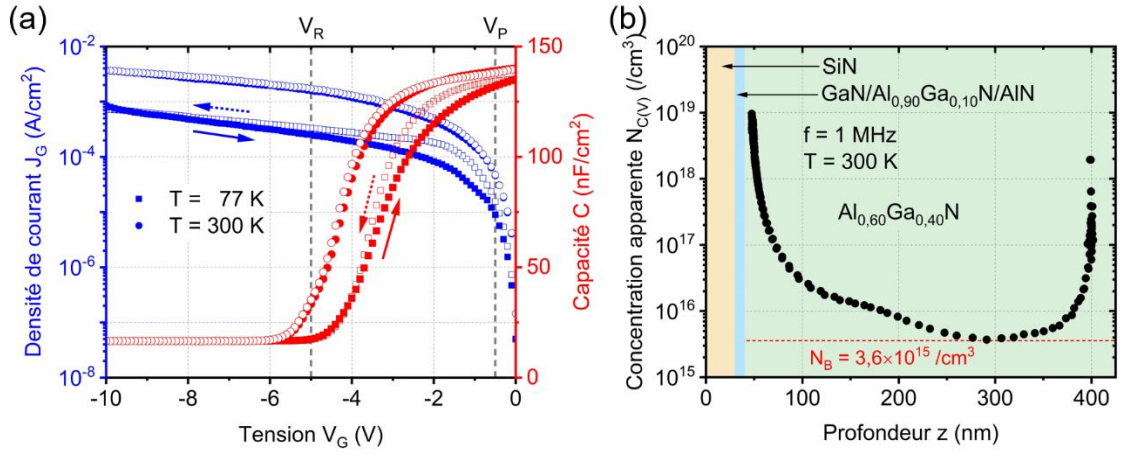


Figure 5.10. *(a) Caractéristiques $J_G(V_G)$ (bleu) et $C(V_G)$ (rouge) du composant circulaire étudié par DLTS, acquises à 77 K (carrés) et à 300 K (cercles). (b) Profil de concentration extrait de la caractéristique $C(V_G)$ à 300 K.*

5.2.2 Analyse DLTS de l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ sur substrat Si

L'analyse des défauts dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ a été réalisée par C-DLTS. La Figure 5.11(a) montre le spectre obtenu de 77 à 325 K en choisissant $V_R = -5{,}0$ V, $V_P = -0{,}5$ V, $t_P = 1$ s, $t_0 = 874$ µs, et $T_W = 10$ ms. Sur le

signal DLTS, nous pouvons distinguer un épaulement à 170 K ainsi qu'un maximum à 255 K, indiquant la présence d'au moins deux niveaux de pièges, notés E_{170} et E_{255}. Pour une température supérieure à 325 K, le signal DLTS devient négatif (non montré). La Figure 5.11(b) présente l'évolution de la densité de courant et de la capacité à $V_R = -5{,}0$ V sur la même gamme de températures. Sur la gamme 77–325 K, la densité de courant suit une évolution logarithmique et passe de 10^{-4} à 10^{-3} A/cm^2. De 77 à 165 K, la valeur de capacité C_R augmente de 16 à 42 nF/cm^2 entre 77 et 165 K, reste constante jusqu'à 250 K, puis diminue et atteint 35 nF/cm^2 à 325 K. L'augmentation de C_R à la tension $V_R = -5{,}0$ V entre 77 et 250 K est due au décalage de la tension de seuil observé sur la Figure 5.10(a). Au-delà de 250 K, la diminution de la capacité pourrait être liée à l'augmentation de la densité de courant, qui impacte alors la mesure. La densité de courant élevée pourrait expliquer la transition vers un signal DLTS négatif au-delà de 325 K [214].

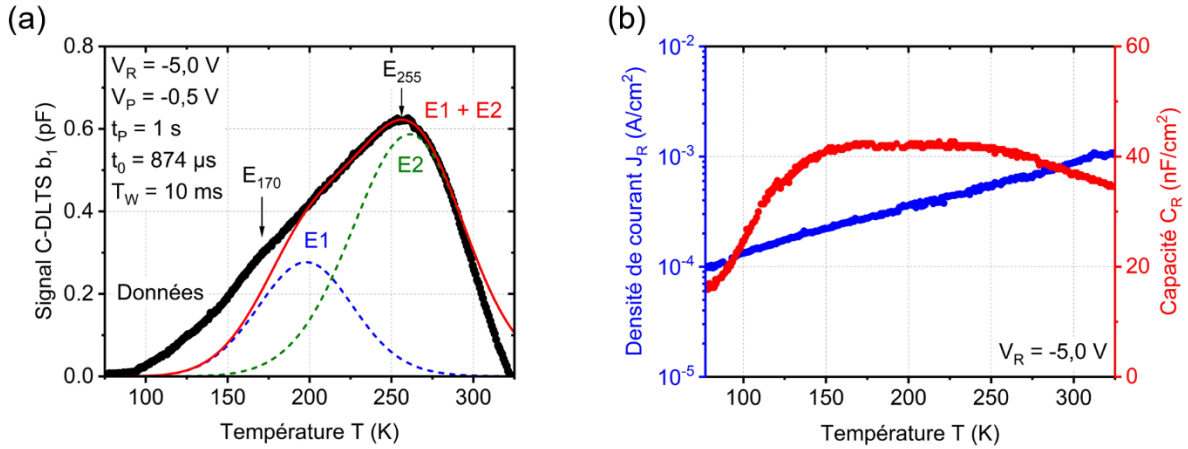


Figure 5.11. *(a) Signal C-DLTS (noir) acquis pour une tension V_R = -5,0 V et signal théorique (rouge) calculé à postériori, constitué de deux maximums E1 (bleu) et E2 (vert). (b) Evolution de la densité de courant J_R (bleu) et de la capacité C_R (rouge) en fonction de la température pour la tension V_R = 5,0 V.*

Le tracé d'Arrhenius des pièges E_{170} et E_{255} est présenté sur la Figure 5.12(a). Pour le piège E_{170}, une énergie d'activation thermique $E_a = (0{,}093 \pm 0{,}002)$ eV et une section-efficace de capture apparente $\sigma_n = 8{,}9 \times 10^{-22}$ cm^2 ont été extraites. Pour le piège E_{255}, nous avons extrait les valeurs $E_a = (0{,}135 \pm 0{,}001)$ eV et $\sigma_n = 1{,}3 \times 10^{-21}$ cm^2. A partir de ces paramètres, nous avons obtenu les niveaux simulés E1 et E2, puis reconstruit le signal DLTS (Figure 5.11(a)). Une excellente correspondance est observée entre le spectre expérimental et le spectre calculé à partir de E1 et de E2 de 200 à 300 K. Un décalage est cependant à noter, d'une part à basse température ($T < 200$ K), suggérant la présence d'au moins un piège supplémentaire dont le signal n'est pas clairement distinguable, et d'autre part à haute température, où le signal DLTS devient négatif ($T > 325$ K), probablement

dû au courant de fuite trop important. E_{170} et E_{255} présentent des sections-efficaces de capture apparentes très similaires ainsi que des énergies d'activation thermique proches. De plus, les valeurs de σ_n extraites indiquent que E_{170} et E_{255} sont des pièges à électrons répulsifs, i.e chargés négativement, possiblement de nature double accepteur $(-/2-)$. La Figure 5.12(b) présente l'évolution de l'amplitude des pics E_{170} et E_{255} en fonction du temps de remplissage t_P. A partir d'un certain temps de remplissage ($t_P = 0{,}5$ s), l'amplitude du pic E_{170} diminue, tandis que celle du pic E_{255} augmente. De plus, il apparait que l'augmentation de l'amplitude de E_{255} correspond à la diminution de l'amplitude de E_{170}.

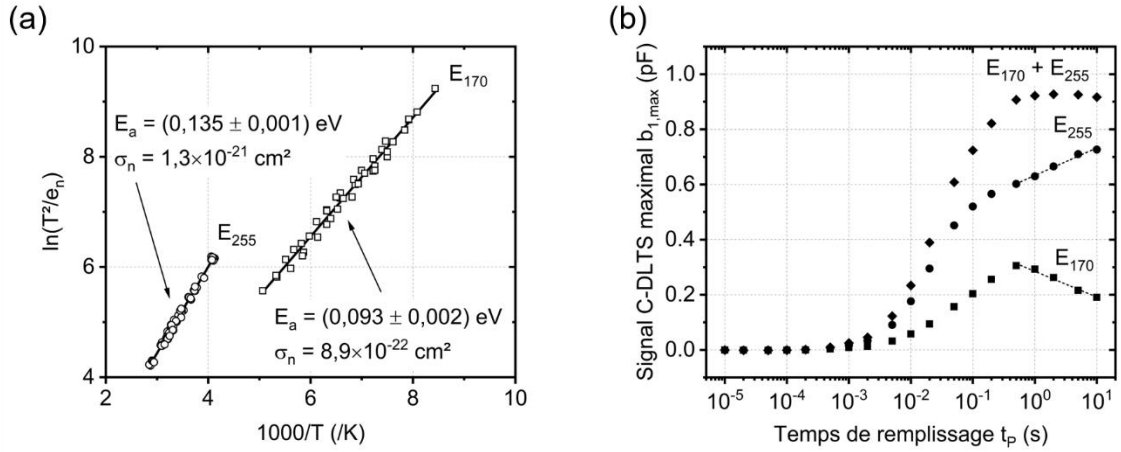


Figure 5.12. *(a) Tracé d'Arrhenius des pièges E_{170} et E_{255}. (b) Evolution de l'amplitude des pics de E_{170}, E_{255}, et E_{170} + E_{255} en fonction du temps de remplissage t_P.*

5.2.3 Hypothèses sur l'identification des pièges détectés

L'amplitude totale du signal $E_{170} + E_{255}$ a été tracée en fonction du temps de remplissage t_P sur la Figure 5.12(b). La correspondance des valeurs de σ_n, la proximité des énergies E_a, ainsi que l'évolution complémentaire de l'amplitude des pics en fonction de t_P laissent supposer que les deux niveaux sont liés à un même défaut. Au-delà de $t_P = 0{,}5$ s, l'amplitude totale de $E_{170} + E_{255}$ sature, ce qui semble indiquer que ce défaut est de type ponctuel. Les deux niveaux pourraient provenir d'un même défaut à deux états de charge dont une configuration aurait deux niveaux (E_{170} et E_{255}) et l'autre un seul niveau (E_{255}). Une étude plus poussée est nécessaire pour vérifier cette hypothèse et déterminer la configuration de ces deux niveaux.

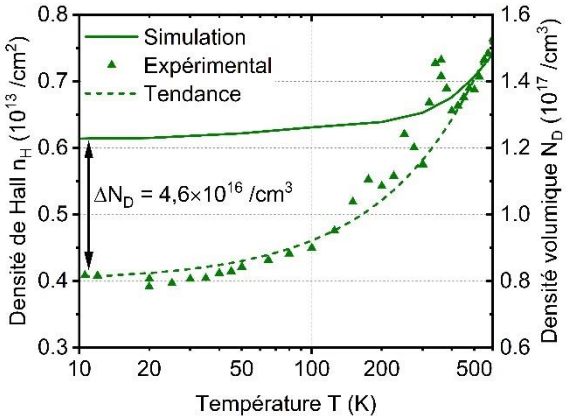


Figure 5.13. *Densité de Hall n_H et densité volumique N_D correspondante pour une épaisseur du canal de 450 nm, en fonction de la température de 10 à 600 K, pour l'hétérostructure avec 60% d'Al dans le canal (A2693).*

La Figure 5.13 montre l'évolution de la densité de Hall de 10 à 600 K ainsi que de la densité du 2DEG déterminée par simulation. La densité de Hall a été convertie en densité volumique d'électrons en divisant n_H par l'épaisseur du canal (450 nm). A 10 K, une différence $\Delta N_D = 4{,}6 \times 10^{16}/\mathrm{cm}^3$ est déterminée entre la densité expérimentale et celle simulée, soit une décade plus élevée que la concentration résiduelle $N_B = 3{,}6 \times 10^{15}/\mathrm{cm}^3$ déterminée sur la Figure 5.10(b). Cette différence est réduite à mesure que la température augmente, si bien que pour une température d'environ 325 K, les valeurs expérimentales et théoriques sont presque identiques, en prenant en compte la dispersion des valeurs expérimentales discutée dans la partie 4.3.1. L'augmentation de la densité de Hall est également en accord avec le décalage négatif de la tension de seuil observé sur la Figure 5.10(a). En effet, plus la densité du 2DEG augmente, plus la tension nécessaire à appliquer pour le dépléter totalement est importante (en valeur absolue). Le défaut à l'origine des niveaux E_{170} et E_{255} doit certainement contribuer à la diminution du nombre d'électrons dans le 2DEG lorsque la température est inférieure à 325 K. Il n'est cependant pas possible d'affirmer qu'il est le seul défaut responsable du piégeage des électrons du 2DEG. Pour $V_R = -5{,}0$ V, la zone de déplétion est toujours dans le canal AlGaN, ce qui signifie que le défaut détecté est dans cette couche.

Bilan du chapitre 5

L'analyse des défauts électriquement actifs dans une couche de nucléation en AlN sur un substrat silicium a montré la présence de multiples pièges. Parmi eux, un niveau d'énergie de 0,424 eV a été extrait. En reconstruisant le signal expérimental, il semble y avoir deux groupes distincts de défauts, probablement situés dans l'AlN massif et à l'interface AlN/Si.

L'identification de ces niveaux de piège reste cependant à réaliser afin d'apporter un retour sur la qualité de la couche d'AlN sur Si. Des mesures complémentaires sont également possibles pour approfondir l'étude.

La détection de pièges dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ sur substrat silicium a révélé la présence d'au moins deux niveaux de piège avec une énergie d'activation thermique de 0,093 et 0,135 eV. D'après l'évolution des spectres DLTS en fonction des paramètres de mesure, les deux pièges ont été attribué à un unique défaut. En revanche, son identification n'a pas été possible dans le canal AlGaN. Toutefois, il apparait que ce piège est en partie responsable du piégeage d'électrons provenant du 2DEG, présenté dans le chapitre 4.

Les chapitres 4 et 5 ont été focalisés sur la caractérisation des hétérostructures d'un point de vue matériaux. Dans le chapitre suivant, nous allons déterminer le potentiel des transistors réalisés à partir de ces hétérostructures.

Chapitre 6

6 Performances et stabilité en température des HEMT à canal AlGaN

Ce chapitre se focalise sur les mécanismes de transport du courant dans les HEMT en fonction de la fraction d'aluminium dans le canal, du substrat, de la passivation, et de la température. Les observations décrites dans le chapitre 4 ont montré que l'augmentation de la fraction d'Al dans le canal AlGaN entraine une réduction significative de la mobilité électronique. De ce fait, une réduction des performances des HEMT à l'état passant à mesure que la fraction d'Al augmente est attendue. Par ailleurs, l'étude de l'évolution des paramètres extraits des caractéristiques électriques en fonction de la température va permettre d'identifier l'impact des différents matériaux utilisés sur les performances générales des transistors.

6.1 Impact de la fraction d'Al sur les performances des HEMT

6.1.1 Evolution des performances des HEMT en fonction de la fraction d'Al

6.1.1.1 Performances à température ambiante

La Figure 6.1(a) présente la caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ à température ambiante et le courant de fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondant, pour les HEMT avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. La caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ est présentée en Figure 6.1(b), Figure 6.1(c) et Figure 6.1(d) pour les HEMT avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, respectivement.

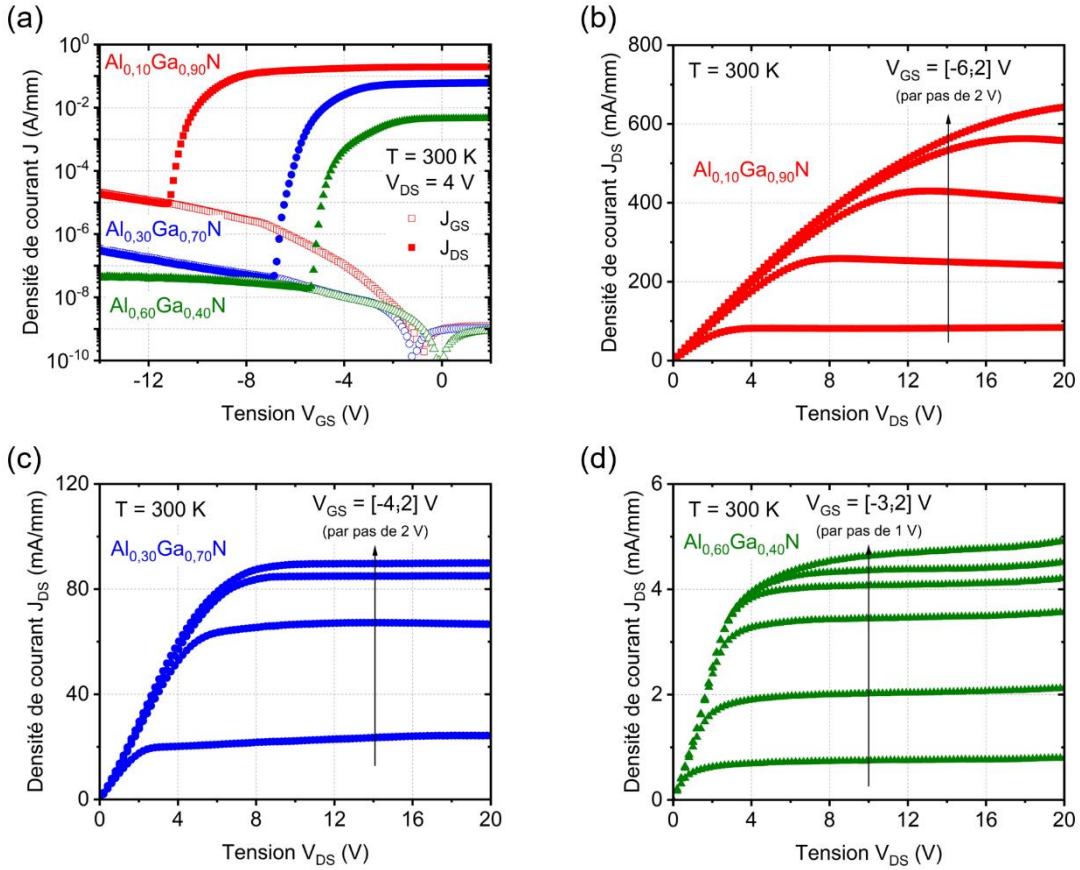


Figure 6.1. *(a) Caractéristiques de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ (symboles pleins) et densité de courant de fuite de grille correspondant $J_{GS}(V_{GS})$ (symboles ouverts) à 300 K des HEMT à canal AlGaN avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. Caractéristiques de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ à 300 K pour une fraction d'Al dans le canal de (b) 10%, (c) 30% et (d) 60%.*

Comme attendu, plus la fraction d'Al dans le canal est élevée, plus la densité de courant à l'état passant est faible. Il est important de se rappeler lors de la comparaison des performances à l'état passant que, dans notre cas, la densité d'électrons du 2DEG diminue avec la fraction d'Al. De plus, l'augmentation de la fraction d'Al entraîne une densité de courant drains-source à l'état bloqué $J_{DS,off}$ plus faible, corrélée à une densité de courant de fuite de grille moins importante.

La tension de seuil à 300 K est de −11,3, −6,9 et −5,4 V pour 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, respectivement. La tension requise pour dépeupler le 2DEG augmente avec la densité de celui-ci, ce qui est cohérent avec les tensions de seuil déterminées.

Tableau 6.1. *Paramètres extraits des caractéristiques de transfert et de sortie à 300 K pour les HEMT avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal : tension de seuil V_{th}, densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, pente sous le seuil SS, densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, et résistance spécifique à l'état passant $R_{on,sp}$.*

Fraction d'Al dans le canal x_C	V_{th} (V)	$J_{DS,off}$ (A/mm)	SS (mV/déc)	$J_{DS,on}$ (mA/mm)	$R_{on,sp}$ (mΩ. cm^2)
10%	-11,3	9,1×10^{-6}	253	640	4
30%	-6,9	3,8×10^{-8}	242	90	13
60%	-5,4	1,8×10^{-8}	151	5	160

Les trois transistors présentent des régimes linéaires et de saturation avec une densité de courant drain-source maximale $J_{DS,max}$ de 640, 90 et 5 mA/mm pour 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, respectivement. À partir des caractéristiques de sortie, nous avons extrait la résistance spécifique à l'état passant $R_{on,sp}$ à partir de la pente dans la région linéaire. Les résistances spécifiques extraites sont 4, 13 et 160 mΩ. cm^2 pour 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal, respectivement. L'augmentation de la résistance due à l'ajout d'aluminium dans le canal est due à la fois à l'augmentation de la résistivité du 2DEG et à l'augmentation de la résistance de contact, comme observé dans la littérature [111]. Les valeurs des paramètres extraites des caractéristiques de transfert et de sortie à 300 K sont résumées dans le Tableau 6.1.

6.1.1.2 Performances des HEMT à haute température

Les caractéristiques de transfert dépendantes de la température sont présentées dans la Figure 6.2(a), la Figure 6.2(c) et la Figure 6.2(e) pour une fraction d'Al dans le canal de 10%, 30% et 60%, respectivement. Le courant de fuite de grille correspondant est présenté dans la Figure 6.2(b), la Figure 6.2(d) et la Figure 6.2(f), respectivement.

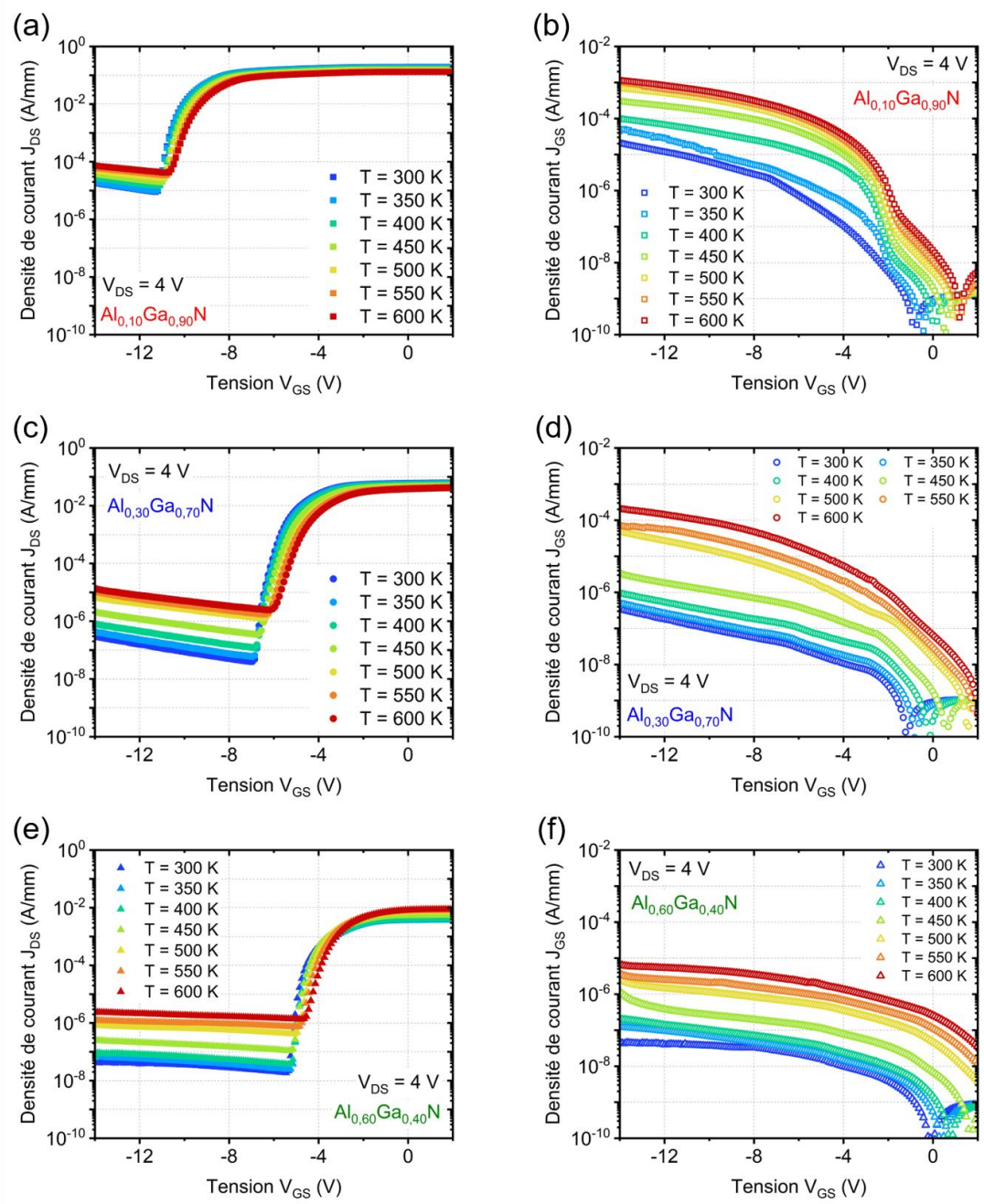


Figure 6.2. *Caractéristiques de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ et densités de courant de fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondant pour une plage de température allant de 300 à 600 K, pour une fraction d'Al dans le canal de (a) et (b) 10%, (c) et (d) 30%, et (e) et (f) 60%.*

À partir des caractéristiques de transfert acquises à $V_{DS} = 4$ V, nous avons extrait la tension de seuil V_{th}, la densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$ à $V_{GS} = 2$ V, la densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$ à la tension $V_{GS} = V_{th}$, et la pente sous le seuil SS également extraite à $V_{GS} = V_{th}$. La dépendance en température des paramètres V_{th}, $J_{DS,off}$, SS et $J_{DS,on}$ est présentée dans la Figure 6.3(a), la Figure 6.3(b), la Figure 6.3(c) et la Figure 6.3(d), respectivement.

Un faible décalage positif de la tension de seuil V_{th}, d'environ 1 V pour les trois transistors, est observé sur toute la plage de température. L'augmentation de V_{th} avec la température est possiblement due à la libération de charges piégées à l'interface SiN/GaN, ou bien directement dans le SiN. De ce fait, aucune dépendance de la fraction d'Al dans le canal ou dans la barrière n'est attendue, ce qui correspond aux observations.

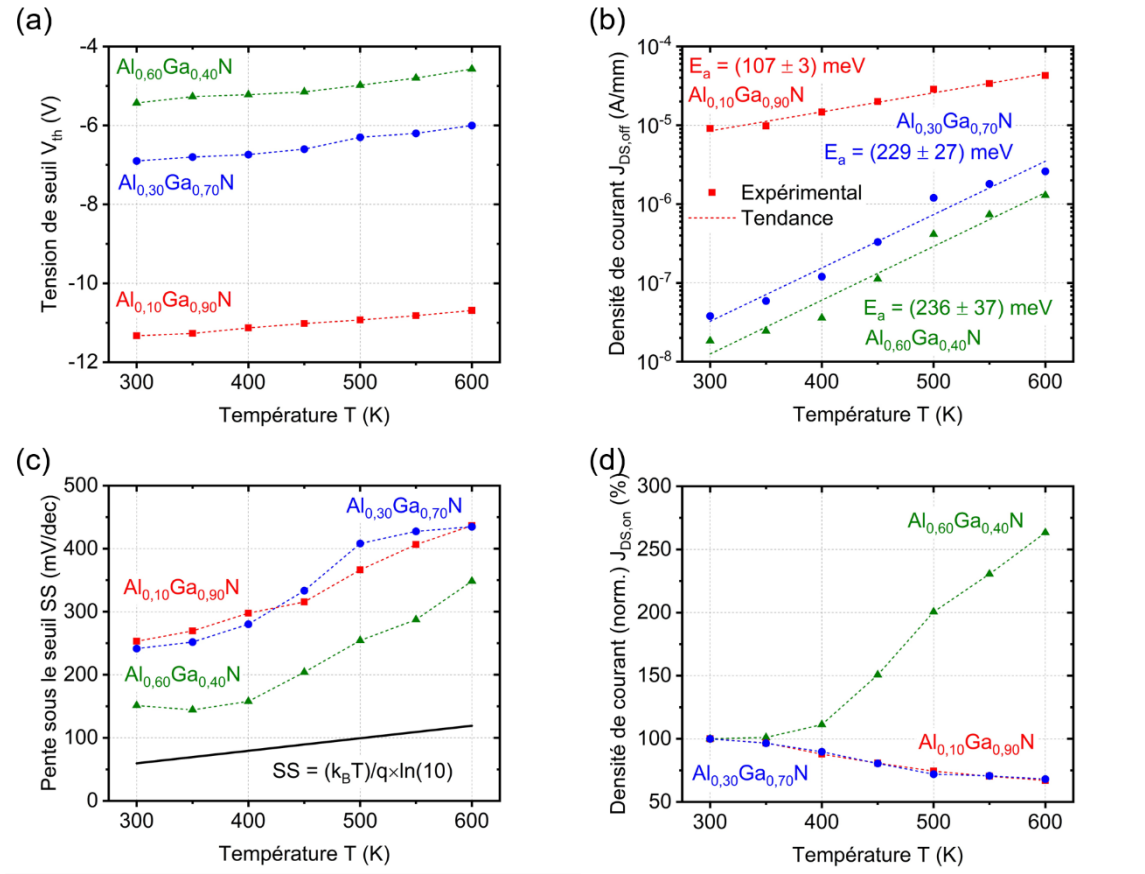


Figure 6.3. *Evolution des performances en température des HEMT à canal AlGaN : (a) tension de seuil, (b) densité de courant à l'état bloqué, (c) pente sous le seuil et (d) densité de courant normalisée à l'état passant.*

La densité de courant à l'état bloqué augmente d'un ordre de grandeur pour le canal avec 10% d'Al et de deux ordres de grandeur pour le canal avec 30% et 60% d'Al, mais reste inférieure pour les canaux avec 30% et 60% d'Al par rapport au canal avec 10% d'Al, sur l'ensemble de la plage de températures. À partir du tracé d'Arrhenius de $\ln(J_{DS,off})$ en fonction de 1/T, une énergie d'activation de 107, 229 et 236 meV a été extraite pour les HEMT avec une fraction d'Al dans le canal de 10%, 30% et 60%, respectivement (Figure 6.3(b)). Un mécanisme de fuite activé thermiquement pourrait être responsable de l'augmentation de la densité de courant à l'état bloqué, tel que l'émission thermoïonique ou l'émission Poole-Frenkel.

Les pentes sous le seuil SS extraites sont proches pour les HEMT avec une fraction d'Al de 10% et 30% (253 et 242 mV/dec, respectivement, à température ambiante), mais est améliorée pour le canal avec 60% d'Al (151 mV/déc), indiquant une vitesse de commutation plus rapide (Figure 6.3(c)). La pente sous le seuil SS peut être reliée à une densité d'états d'interface D_{it}, telle que $SS = (k_B T/q) \times \ln(10) \times (1 + qD_{it}/C_{MIS})$, où C_{MIS} est la capacité de l'empilement isolant semi-conducteur [136]. Pour $D_{it} = 0$, une valeur idéale de 60 mV/déc est attendue à température ambiante. A partir de nos valeur de SS à 300 K, une densité d'états d'interface D_{it} de $0{,}36 \times 10^{13}$, $0{,}34 \times 10^{13}$ et $0{,}17 \times 10^{13}/cm^2$ a été extraite pour les HEMT avec une fraction d'Al de 10%, 30% et 60%, respectivement. En comparaison, Baca *et al.* ont extrait une pente sous le seuil proche de 75 mV/déc à 300 K, pour un HEMT avec un canal $Al_{0,70}Ga_{0,30}N$, ce qui correspond à une densité d'états d'interface de $0{,}01 \times 10^{13}/cm^2$ [117]. Ils ont suggéré que leur faible valeur de SS, i.e. leur faible densité d'états d'interface, pourrait être reliée à un faible désaccord de maille entre le canal et la barrière. Dans notre cas, la valeur de D_{it} diminue bien lorsque la différence de fraction d'Al entre le canal et la barrière est réduite, ce qui va dans le sens de l'hypothèse émise par Baca *et al*. pour leur HEMT à canal AlGaN.

Les HEMT avec une fraction d'Al de 10% et 30% dans le canal présentent une dégradation de la densité de courant à l'état passant de -30% sur la plage de températures étudiées. Hatano *et al.*, ainsi que Tokuda *et al.*, ont rapporté une réduction de la densité de courant à l'état passant de -40% et -15% pour les HEMT à canal $Al_{0,24}Ga_{0,76}N$ et $Al_{0,51}Ga_{0,49}N$, respectivement, sur la gamme 25–300°C [127,132]. Ces valeurs sont en accord avec nos résultats obtenus sur les HEMT avec 10% et 30% d'Al dans la canal. A titre de comparaison, ils ont rapporté une dégradation de la densité de courant à l'état passant entre -70% et -80% sur la même plage de températures pour un HEMT à canal GaN, ce qui illustre bien les limites du GaN pour le fonctionnement à haute température [127,132]. Pour le transistor avec 60% d'Al dans le canal, nous observons une augmentation importante de la densité de courant à l'état passant de plus de 2,5 fois la valeur à 300 K en augmentant la température. Les résistances spécifiques extraites à l'état passant à 600 K sont 7, 19 et 76 $m\Omega.cm^2$ pour les HEMT avec 10%, 30% et 60% d'Al, respectivement. Seul le HEMT avec 60% d'Al dans le canal présente une diminution de $R_{on,sp}$ à haute température, ce qui pourrait expliquer l'augmentation de $J_{DS,on}$. Cette réduction de la résistance spécifique est certainement due à une amélioration des résistances de contact avec l'élévation de température.

6.1.1.3 Tenue en tension à l'état bloqué

La Figure 6.4(a) présente la mesure de tension de claquage latéral (V_{br} telle que $I_{DS} = 1$ mA), réalisée par Jash Mehta à l'IEMN, pour les HEMT à canal AlGaN à l'état bloqué avec 10%, 30% et 60% d'Al dans le canal. L'évolution de la tension de claquage latérale des HEMT en fonction de la distance grille-drain pour les différentes fractions d'Al est montrée en Figure 6.4(b). Des tensions de claquage relativement faibles sont obtenues, ce qui peut s'expliquer par la simplicité de la structure, en particulier l'absence de couche tampon. En revanche, l'augmentation de la fraction d'Al entraine une amélioration de la tension de claquage, ce qui démontre l'intérêt de l'augmentation de la teneur en Al dans le canal.

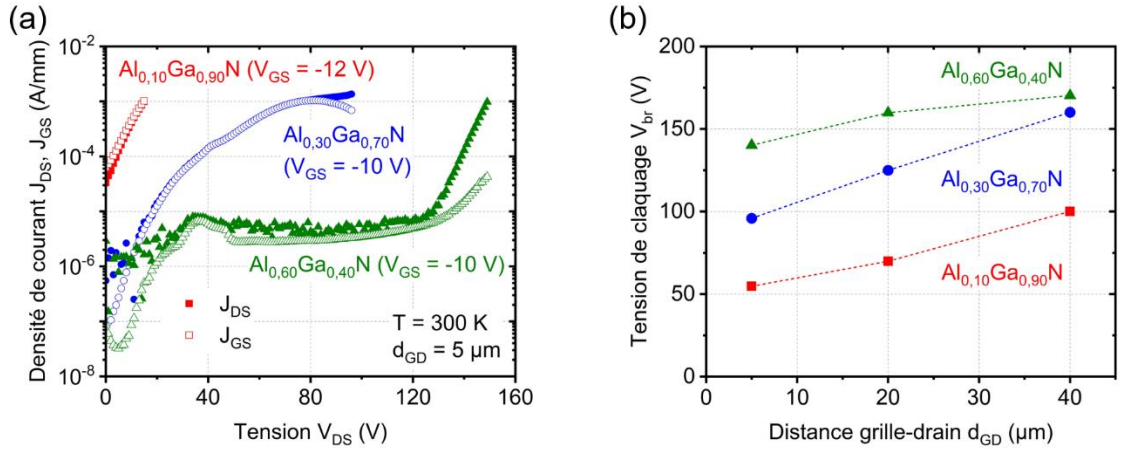


Figure 6.4. *Tenue en tension des HEMT à canal AlGaN sur substrat Si avec 10, 30 et 60% d'Al dans le canal. (a) Mesures de tension de claquage latéral V_{br} à l'état bloqué ($V_{GS} < V_{th}$) pour une distance grille-drain d_{GD} = 5 µm. (b) Evolution de la tension de claquage latéral V_{br} en fonction de la distance grille-drain d_{GD}.*

6.1.2 Evolution des courants de fuite en fonction de la fraction d'Al

6.1.2.1 Détermination des paramètres nécessaires aux modèles de courant de fuite

Comme observé précédemment sur les Figure 6.1(a) et Figure 6.3(b), l'augmentation de la fraction d'Al a pour conséquence la réduction de la densité de courant à l'état bloqué, directement liée à la réduction de la fuite de grille. La densité de courant de grille J_G et la capacitance surfacique C_S en fonction de la tension de grille V_G, mesurées à température ambiante, sont présentées dans les Figure 6.5(a) et Figure 6.5(b), respectivement.

En polarisation directe, le composant circulaire avec 60% d'Al dans le canal présente la densité de courant la plus faible, tandis que le composant circulaire avec 30% d'Al possède la valeur la plus élevée. En examinant le profil $C_S(V_G)$, nous avons déterminé des tensions de seuil de $-10{,}5$, $-6{,}5$ et $-4{,}0$ V pour les composants avec 10%, 30% et 60% d'Al, respectivement. Ces valeurs sont

relativement cohérentes avec celles extraites dans la partie précédente, correspondant à la tendance attendue lorsque la fraction d'aluminium augmente. A partir de la valeur expérimentale de tension de seuil V_{th}, et de l'expression $V_{th} = \phi_B^{Ni/SiN} - \Delta E_C^{SiN/GaN} - qn_P/C_{B,S} - qn_{int}/C_{SiN,S}$, présentée dans la partie 2.3.3.1, nous avons calculé la densité d'électrons n_{int} à l'interface SiN/GaN, qui vaut $0{,}9 \times 10^{13}$, $0{,}5 \times 10^{13}$ et $0{,}4 \times 10^{13}/cm^2$ pour les composants avec 10%, 30% et 60% d'Al, respectivement. La diminution de la densité d'électrons à l'interface SiN/GaN avec l'augmentation de la fraction d'aluminium peut être attribuée d'une part à l'augmentation de la qualité cristalline de l'AlGaN et donc de l'interface SiN/GaN, mais aussi à la réduction de la densité du 2DEG lorsque la fraction d'Al dans le canal augmente. La Figure 6.5(c) illustre la densité du 2DEG n_{2D}, obtenue via la mesure de $C(V_G)$. À partir du profil $n_{2D}(V_G)$, nous avons déterminé la tension V_0 pour laquelle la densité du 2DEG est égale à la densité totale d'électrons induits par la polarisation piézoélectrique ($n_{2D} = n_P$), donnant des valeurs de 0,5, 1,3 et 0,5 pour 10%, 30% et 60% d'Al, respectivement. Le Tableau 6.2 résume les valeurs extraites de n_P, V_{th}, V_0 et n_{int} pour 10%, 30% et 60% d'Al, respectivement. En utilisant les paramètres précédemment déterminés, la Figure 6.5(d) présente le champ électrique F_{SiN} calculé dans le SiN en fonction de la tension de grille (partie 2.3.3.1). A l'état bloqué ($V_{GS} < V_{th}$), le champ électrique F_{SiN} est supérieur dans le composant circulaire avec 10% d'Al dans le canal par rapport à ceux avec 30% et 60% d'Al. A l'état passant ($V_{GS} > V_{th}$), le champ électrique F_{SiN} est supérieur dans les composants circulaires avec 10% et 30% d'Al dans le canal par rapport à celui avec 60% d'Al. Une plus faible valeur de champ électrique implique une probabilité plus faible du passage des électrons à travers le SiN, i.e. une réduction du courant de fuite [215]. Cela explique la plus faible densité de courant pour la structure avec 60% d'Al dans le canal, observée à l'état bloqué comme à l'état passant sur la Figure 6.5(a).

Tableau 6.2. *Paramètres extraits des mesures présentées en Figure 6.5 et utilisés dans le calcul du champ électrique dans le SiN et la détermination des mécanismes de fuite de grille : la densité de charges induite par polarisation n_P, la tension de seuil V_{th}, la tension V_0 pour laquelle $n_{2D} = n_P$, et la densité de charges n_{int} à l'interface SiN/GaN.*

Paramètre	$Al_{0,10}Ga_{0,90}N$	$Al_{0,30}Ga_{0,70}N$	$Al_{0,60}Ga_{0,40}N$
n_P $(10^{13}/cm^2)$	1,7	1,4	0,7
V_{th} (V)	-10,5	-6,5	-4,0
V_0 (V)	0,5	1,3	0,5
n_{int} $(10^{13}/cm^2)$	0,9	0,5	0,4

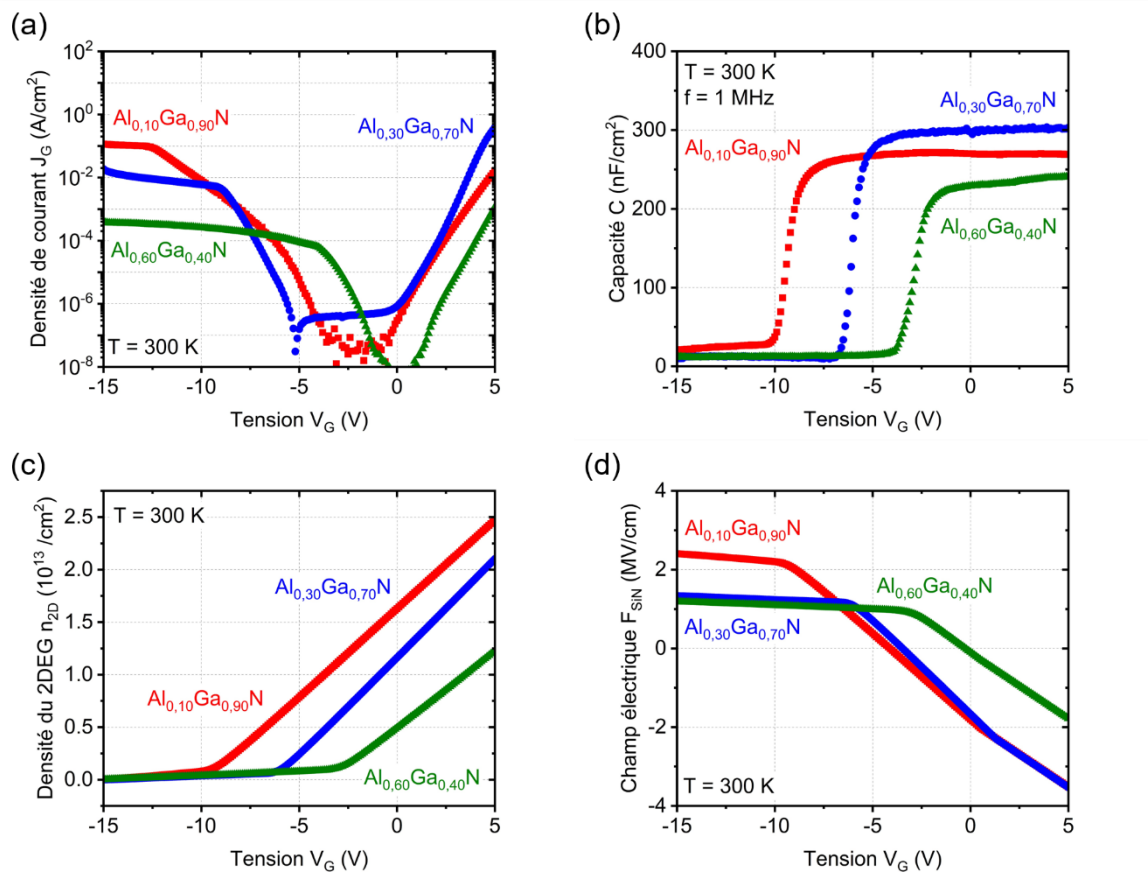


Figure 6.5. *Paramètres à température ambiante en fonction de la tension de grille V_G utilisés pour la détermination des mécanismes de fuite de grille, pour le HEMT à canal $Al_{0,10}Ga_{0,90}N$ (rouge), $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ (bleu) et $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ (vert) : (a) densité de courant de grille J_G, (b) capacité surfacique C, (c) densité du 2DEG $n_{C(V)}$ extraite via la mesure de $C(V_G)$, et (d) champ électrique F_{SiN} calculé dans le SiN.*

6.1.2.2 Confrontation des calculs aux résultats expérimentaux

La Figure 6.6(a) montre le tracé de $\ln(J_G/F_{SiN})$ en fonction de $(F_{SiN})^{1/2}$. Le comportement linéaire observé indique que le mécanisme d'émission Poole-Frenkel est dominant sur la gamme de champ électrique présentée. Pour rappel, la densité de courant liée au mécanisme Poole-Frenkel peut s'exprimer $\ln(J_{PFE}/F) = A_{PFE} + B_{PFE}\sqrt{F}$, avec $A_{PFE}(T) \propto (q\phi_{PFE})/(k_B T)$. Les Figure 6.6(b), Figure 6.6(c) et Figure 6.6(d) présentent la correspondance entre les données expérimentales et le modèle PFE entre 300 et 600 K pour une fraction d'Al de 10%, 30% et 60%, respectivement. Une excellente correspondance peut être observée sur toute la gamme de températures et pour toutes les compositions en utilisant les paramètres extraits pour les calculs (Tableau 6.2).

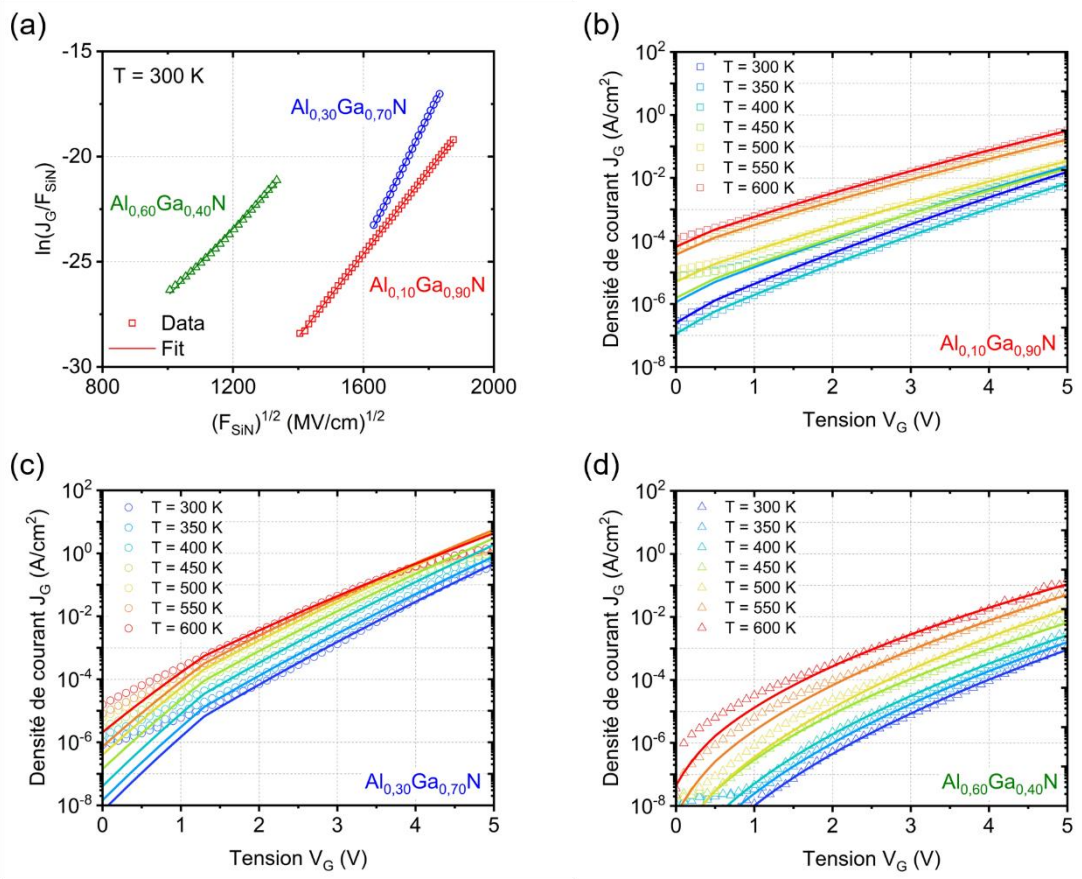


Figure 6.6. *(a) Tracé de ln(J_G/F_{SiN}) en fonction de $(F_{SiN})^{1/2}$ à température ambiante pour les différentes fractions d'Al, indiquant que PFE est le mécanisme dominant sur la gamme de champ électrique présentée indépendamment de la fraction d'Al. Comparaison de la densité de courant de grille expérimentale (symboles) et de la densité de courant PFE calculée (lignes) pour une tension $V_G > 0$ de 300 à 600 K, pour le HEMT à canal (b) $Al_{0,10}Ga_{0,90}N$, (c) $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$, et (d) $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$.*

La courbe de tendance linéaire de $\ln(J_G/F_{SiN})$ en fonction de $(F_{SiN})^{1/2}$ (Figure 6.6(a)) permet d'extraire l'ordonnée à l'origine A_{PFE}. À partir de la pente extraite du tracé de A_{PFE} en fonction de $1/(k_BT)$ montrée en Figure 6.7(a), un niveau d'énergie de piège ϕ_{PFE} de $0{,}71 \pm 0{,}10$, $0{,}66 \pm 0{,}10$ et $0{,}45 \pm 0{,}08$ eV a été déterminé pour une fraction d'Al dans le canal de 10%, 30% et 60%, respectivement. L'évolution de ϕ_{PFE} en fonction de la fraction d'aluminium dans la barrière est présentée en Figure 6.7(b), montrant une diminution du niveau d'énergie du piège dans le SiN lorsque la fraction d'aluminium augmente. La Figure 6.7(c) schématise la structure de la bande de conduction et le mécanisme de fuite proposé et lié à l'émission Poole-Frenkel. Sous une tension directe $V_G > 0$, le minimum de la bande de conduction de l'empilement SiN/GaN/AlGaN/AlN passe sous le niveau de Fermi. Les électrons du 2DEG peuvent alors facilement atteindre

l'interface SiN/GaN. Le passage des électrons de cette interface vers le métal se produit alors par émission Poole-Frenkel. Ce mécanisme a également été proposé par Jauss *et al.* pour expliquer la fuite de grille en polarisation directe dans une hétérostructure SiN/GaN/AlGaN/GaN [216]. Lorsque la fraction d'aluminium dans le canal et dans la barrière augmente, la valeur de ϕ_{PFE} diminue, ce qui signifie qu'il est plus facile pour les électrons de traverser le SiN. Toutefois, la densité du 2DEG n_{2D} diminue également avec l'augmentation de la fraction d'Al, ce qui signifie que moins d'électrons vont traverser le SiN. Cela peut expliquer pourquoi, malgré la valeur de ϕ_{PFE} la plus faible (soit le passage le plus simple des électrons), la structure de grille avec la fraction d'Al la plus élevée démontre la fuite de grille la moins importante. La signification physique de la réduction de l'énergie du niveau de piège ϕ_{PFE} lorsque la fraction d'aluminium augmente reste à déterminer. Cependant, nous pouvons supposer qu'il existe un lien entre la qualité cristalline des couches épitaxiées et la qualité de la couche amorphe de SiN déposée par PECVD.

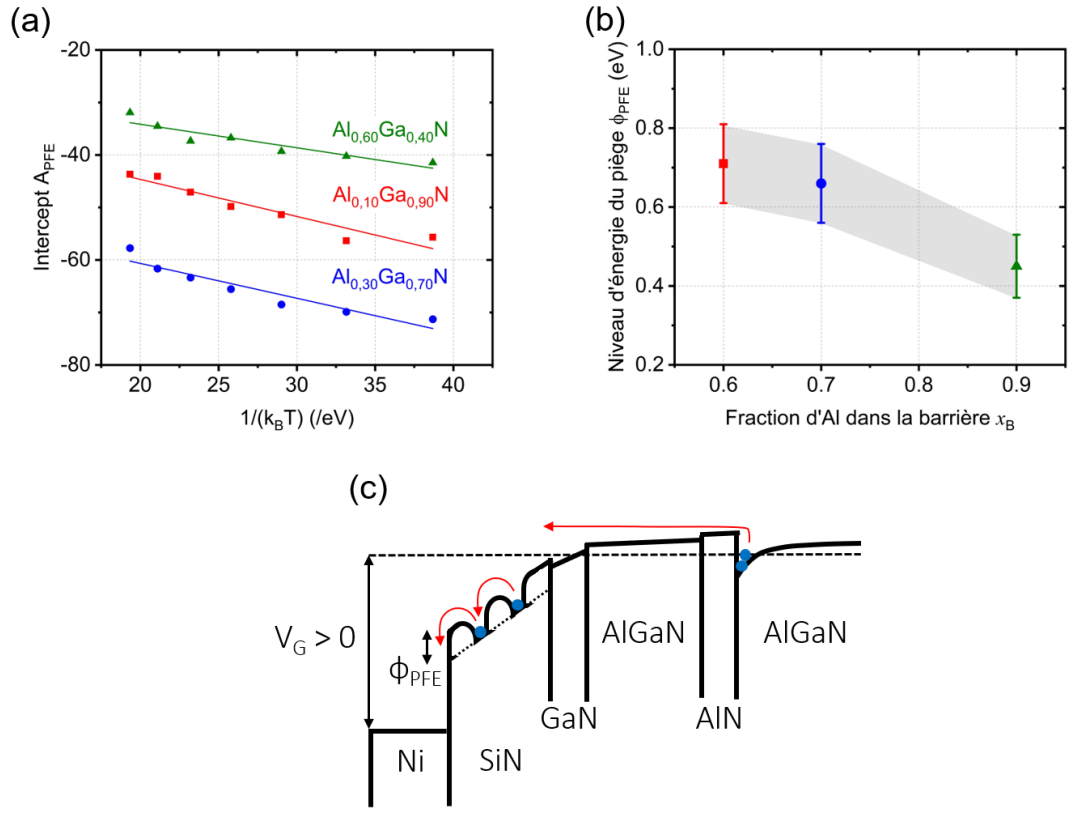


Figure 6.7. *(a) Tracé du coefficient A_{PFE} en fonction de 1/(k_BT), dont la pente donne accès au niveau d'énergie du piège ϕ_{PFE}. (b) Evolution du niveau d'énergie lié au mécanisme Poole-Frenkel ϕ_{PFE} en fonction de la fraction d'Al dans la barrière x_B. (c) Représentation*

schématique de la structure de bande de conduction des HEMT étudiés et de la proposition du mécanisme de fuite par émission Poole-Frenkel en polarisation directe ($V_G > 0$).

L'étude des performances des HEMT en fonction de la fraction d'Al dans le canal a mis en évidence une amélioration de l'état bloqué, au détriment des performances à l'état passant. De plus, une réduction de la fuite de grille a été observée pour les HEMT riches en Al. A l'instar des propriétés de transport dans le chapitre 4, il convient maintenant de déterminer si la passivation SiN modifie les performances des HEMT à haute température.

6.2 Performances des HEMT en fonction de la structure de grille

6.2.1 Etude des performances avec une grille MS et MIS sur substrat Si

6.2.1.1 Performances à température ambiante

Pour déterminer l'influence du diélectrique SiN sur les performances des HEMT à canal AlGaN, la structure SH560 (canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si (111)) a été étudiée avec un empilement de grille métal semi-conducteur (MS-HEMT) et avec un empilement de grille métal isolant semi-conducteur (MIS-HEMT), comme présenté sur la Figure 6.8(a). La distance grille-drain de ces transistors est $d_{GD} = 15$ µm. La caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ et la fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ de ces deux transistors à 300 K sont présentées sur la Figure 6.8(b). Leur caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ à 300 K sont respectivement présentées en Figure 6.8(c) et en Figure 6.8(d). Les paramètres extraits des caractéristiques $J_{DS}(V_{GS})$ pour le MS-HEMT et le MIS-HEMT sont résumés dans le Tableau 6.3.

Tableau 6.3. *Paramètres extraits à 300 K de la caractéristique de transfert des HEMT pour la structure SH560, pour une structure de grille MS et MIS : tension de seuil V_{th}, densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, pente sous le seuil SS, densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$.*

Structure de grille	V_{th} (V)	$J_{DS,off}$ (A/mm)	SS (mV/dec)	$J_{DS,on}$ (mA/mm)
MS	-3,0	$1,6\times10^{-7}$	449	30
MIS	-7,6	$8,9\times10^{-8}$	148	40

A 300 K, le MS-HEMT présente une tension de seuil de $-3,0$ V, tandis que la tension de seuil extraite pour le MIS-HEMT est de $-7,6$ V. Ce décalage négatif de V_{th} est attendu avec l'ajout du diélectrique, qui nécessite une tension plus importante pour dépléter le 2DEG dû à la chute de potentiel à travers le SiN. A l'état bloqué, la densité de courant $J_{DS,off}$ vaut $1,6 \times 10^{-7}$ et $8,9 \times 10^{-8}$ A/mm pour

le MS-HEMT et le MIS-HEMT, respectivement, et est déterminée par la densité de courant J_{GS}, comme nous pouvons le remarquer sur la Figure 6.8(b). Une importante différence de la valeur de pente sous le seuil SS peut être notée, avec 449 mV/dec pour le MS-HEMT contre 148 mV/dec pour le MIS-HEMT ; la valeur théorique étant pour rappel de 60 mV/dec à 300 K. Cela pourrait supposer qu'une densité d'états d'interface D_{it} importante est présente à l'interface entre le contact de grille et la barrière pour le MS-HEMT. Dans le cas du MIS-HEMT, l'ajout du SiN semble améliorer la qualité du contact de grille, bien que la valeur de SS soit toujours supérieure à 60 mV/dec. Enfin, une densité de courant $J_{DS,on}$ de 30 et 40 mA/mm a été extraite pour le MS-HEMT et le MIS-HEMT, respectivement. Dans l'ensemble, le MIS-HEMT présente de meilleures performances que le MS-HEMT, indiquant une meilleure qualité du contact de grille suite à l'ajout du SiN. Cette amélioration se retrouve également sur les caractéristiques de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ des Figure 6.8(c) et Figure 6.8(d). En effet, dans le cas du MS-HEMT, pour $V_{GS} = 6$ V, la densité de courant J_{DS} est négative pour $V_{DS} < 3$ V, due à une importante fuite de grille, ainsi qu'un effet de rebond de la densité de courant pour $V_{DS} \sim 7$ V. Au contraire, la caractéristique de sortie du MIS-HEMT présente un excellent comportement, en lien avec la réduction de la fuite de grille.

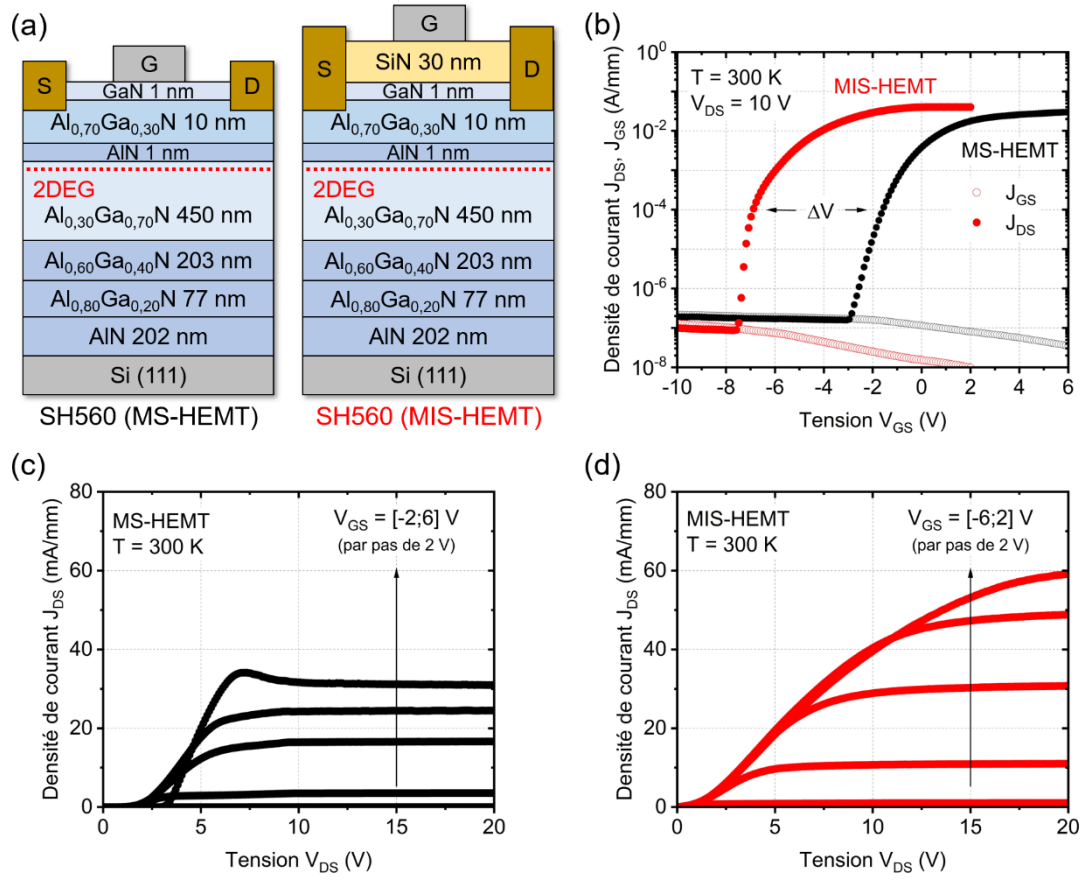


Figure 6.8. *(a) Rappel des composants MS-HEMT et MIS-HEMT réalisés avec la structure SH560 à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$. (b) Caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ (cercles*

pleins) et fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondante (cercles ouverts) pour le MS-HEMT (noir) et pour le MIS-HEMT (rouge) à température ambiante. Caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ pour (c) le MS-HEMT et pour (d) le MIS-HEMT.

6.2.1.2 Ohmicité des contacts en fonction de la température

La Figure 6.9(a) présente les mesures J(V) effectuées entre deux contacts ohmiques séparés de 40 µm pour une gamme de températures de 100–600 K sur une structure sans SiN. A 100 K, les contacts ne présentent pas un comportement ohmique (caractéristique J(V) linéaire pour de faibles tensions V), et un seuil de tension à partir de laquelle la caractéristique J(V) est linéaire peut être extrait, ici défini comme l'intersection entre la partie linéaire de la courbe J(V) et l'axe des abscisses. Une tension de seuil de 2,9 V a ainsi été extraite à 100 K. Nous pouvons noter que la caractéristique J(V) est symétrique pour les tensions positives et négatives, ce qui implique des valeurs identiques de tensions de seuil extraites dans ces deux régions. Lorsque la température augmente, la valeur de la tension de seuil diminue (Figure 6.9(b)) et le comportement ohmique attendu apparait, si bien qu'à 600 K, la caractéristique J(V) est presque totalement linéaire et la valeur de tension de seuil extraite est proche de zéro.

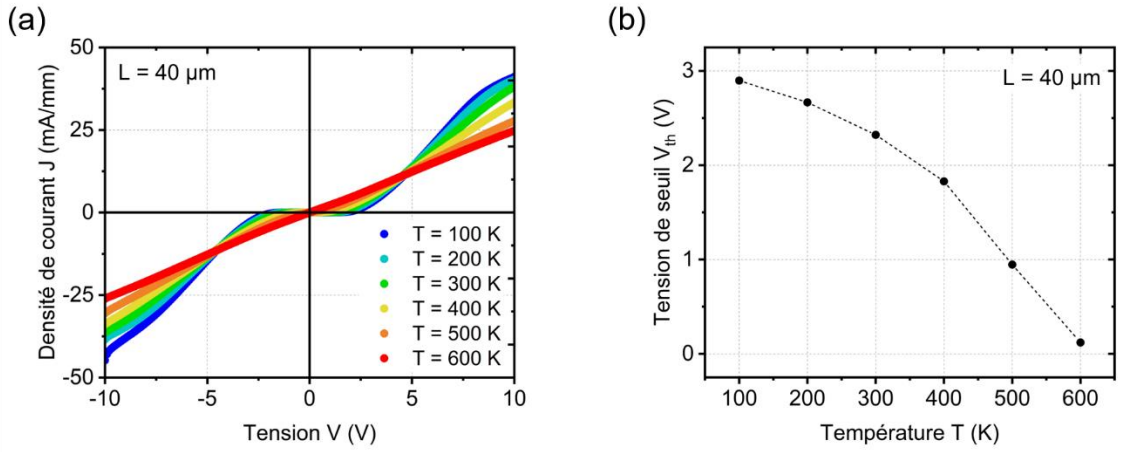


Figure 6.9. *(a) Caractéristiques J(V) entre deux contacts ohmiques espacés de 40 µm acquises de 100 à 600 K. (b) Evolution de la tension de seuil de la caractéristique J(V) en fonction de la température.*

Dans les hétérostructures AlGaN/GaN, le transport des électrons du métal jusqu'au 2DEG se fait majoritairement par émission par champ (FE) ou par émission thermoïonique assistée par champ (TFE) [217–219]. Qiao *et al.* ont étudié l'évolution de la résistance de contact en fonction de la profondeur de gravure de la barrière pour déposer l'empilement métallique [219]. Plus la profondeur gravée est importante, plus la résistance de contact diminue. En effet, plus la distance entre le métal et le 2DEG sera faible, plus il sera facile aux électrons de passer par effet tunnel, i.e. via le mécanisme TFE. Si cette distance est suffisamment faible, les

électrons pourront traverser la barrière par effet tunnel sans avoir besoin d'énergie thermique. Le mécanisme dominant ne sera donc plus TFE mais FE. Une résistance de contact faible sera alors observée.

Une analyse des mécanismes de transport des électrons du métal au 2DEG a été réalisée. Comme pour la détermination des mécanismes de fuite de grille, il est nécessaire de connaître le champ électrique dans la structure. Cependant, il est difficile d'avoir accès au champ électrique entre deux contacts ohmiques. En revanche, nous pouvons supposer que le champ électrique est directement proportionnel à la tension appliquée [220]. Ainsi, pour déterminer les mécanismes dominants, nous utiliserons la tension V et non le champ électrique F.

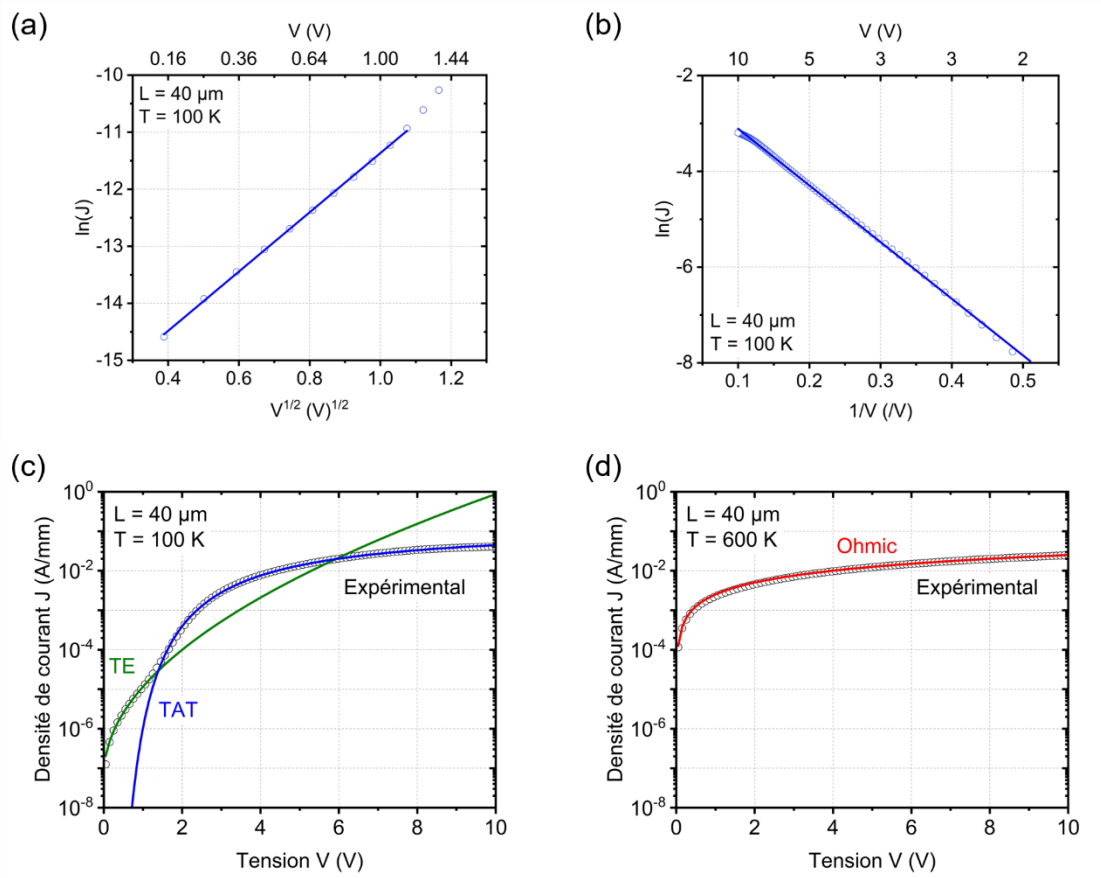


Figure 6.10. *(a) Tracé de ln(J) en fonction de $V^{1/2}$ à 100 K. (b) Tracé de ln(J) en fonction de 1/V à 100 K. (c) Densité de courant expérimentale (symboles) et calculée via les mécanismes TE (vert) et TAT (bleu) à 100 K. (d) Densité de courant expérimentale (symboles) et calculée via le mécanisme ohmique (rouge) à 600 K.*

La Figure 6.10(a) présente le tracé de ln(J) en fonction de $V^{1/2}$ à 100 K, où une dépendance linéaire est observée entre 0 et 1,2 V. Cela indique que l'émission thermoïonique (TE) est le mécanisme dominant à faible champ électrique [160]. La Figure 6.10(b) montre le tracé de ln(J) en fonction de 1/V à 100 K. Une dépendance linéaire est également observée sur une gamme de tension de 2–10 V. L'effet tunnel

assisté par un piège (TAT) est donc le mécanisme dominant. Les données expérimentales sont confrontées aux modèles TE et TAT à 100 K sur la Figure 6.10(c). Une excellente correspondance entre l'expérimental et les calculs est obtenue pour le mécanisme TAT. Le mécanisme TE décrit correctement les données expérimentales à basse tension, mais diverge à plus haute tension, où il dépasse les valeurs expérimentales. Il est probable qu'à partir d'une certaine polarisation, le mécanisme TE ne soit plus valable et que le mécanisme TAT soit davantage favorisé. La simplification remplaçant F par V ne permet cependant pas de remonter aux niveaux d'énergie du piège ϕ_{TAT}. Lorsque la température augmente, la dépendance de J(V) devient linéaire (Figure 6.9(a)), caractéristique d'une conduction ohmique, comme présenté sur la Figure 6.10(d) à 600 K. Le mécanisme dominant le transport des électrons du métal jusqu'au 2DEG est donc dépendant de la plage de température considérée. A basse température, le mécanisme dominant est TAT, alors qu'à haute température, le mécanisme de conduction ohmique est dominant.

Afin d'optimiser la stabilité des performances des HEMT en température, il convient donc d'améliorer l'ohmicité des contacts pour les structures riches en Al. Pour cela, l'utilisation de contacts ohmique n+ représente une excellente solution. Par exemple, dans le projet BREAkuP, Abid *et al.* ont étudié un HEMT $AlN/Al_{0,50}Ga_{0,50}N$, d'une part avec des contacts ohmiques réalisés en gravant la barrières (comme pour les HEMT étudiés ici), et d'autre par en réalisant des contacts GaN n+ par reprise de croissance [123]. Une résistance de contact R_C de $2{,}0 \times 10^{-3}$ et $1{,}8 \times 10^{-2}\ \Omega.\mathrm{cm}^2$ a été obtenue avec des contacts ohmiques par gravure de la barrière et par reprise de croissance de contacts n+, respectivement. Une amélioration de la densité de courant à l'état passant a également été relevée, de 40 mA/mm à 100 mA/mm, avec une gravure de la barrière et par reprise de croissance de contacts n+, respectivement.

6.2.1.3 Performances à haute température

L'évolution de 300 à 600 K des caractéristiques $J_{DS}(V_{GS})$ et $J_{GS}(V_{GS})$ pour le MS-HEMT est montrée en Figure 6.11(a) et Figure 6.11(b), respectivement. L'évolution sur la même plage de températures des caractéristiques $J_{DS}(V_{GS})$ et $J_{GS}(V_{GS})$ pour le MIS-HEMT est présentée en Figure 6.11(c) et Figure 6.11(d), respectivement.

Sur toute la gamme de température, le MIS-HEMT présentent un excellent fonctionnement et une excellente stabilité des caractéristiques $J_{DS}(V_{GS})$ et $J_{GS}(V_{GS})$. Le MS-HEMT présente une modification significative de la pente sous le seuil avec l'augmentation de la température. Nous pouvons remarquer sur la Figure 6.11(b) que la fuite de grille à l'état passant du MS-HEMT devient plus importante à

mesure que la température augmente, caractéristique d'un contact Schottky, si bien qu'une valeur de 1 mA/mm est atteinte pour $V_{GS} = 6$ V à 600 K.

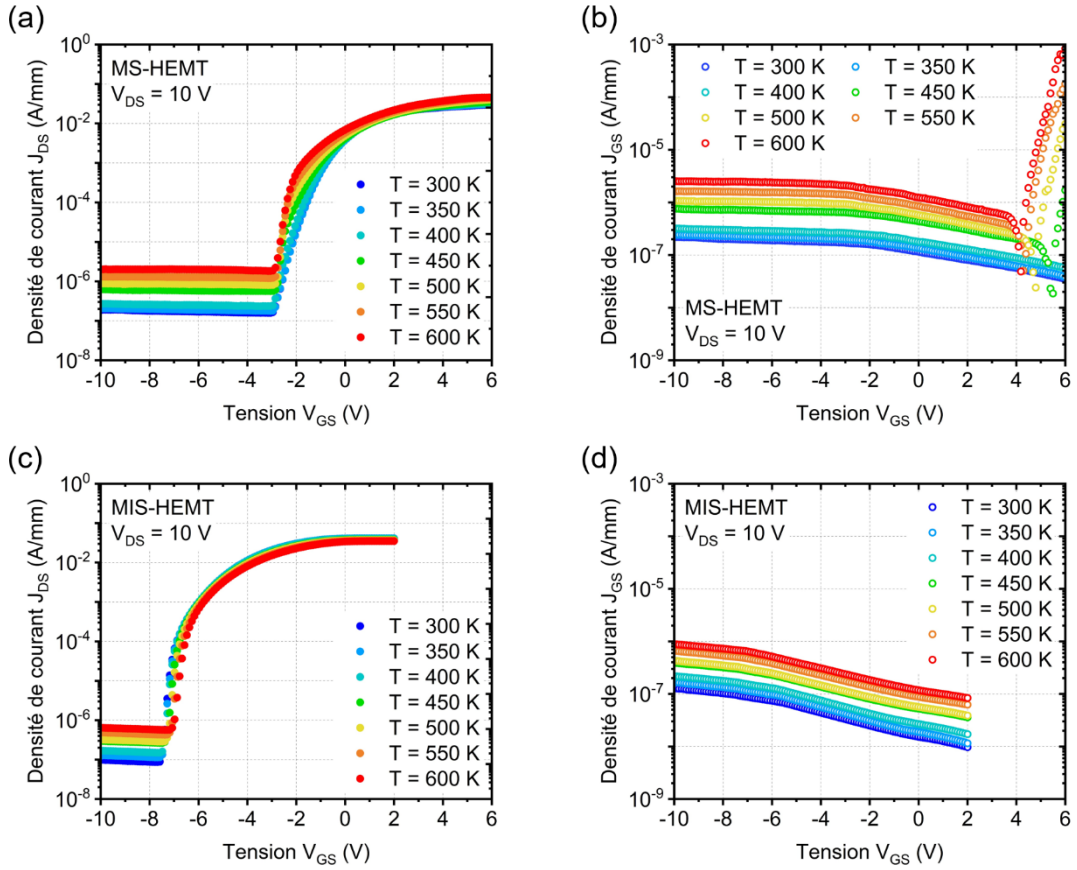


Figure 6.11. *Evolution en fonction de la température des caractéristiques du MS-HEMT avec (a) $J_{DS}(V_{GS})$ et (b) $J_{GS}(V_{GS})$, et des caractéristiques du MIS-HEMT avec (c) $J_{DS}(V_{GS})$ et (d) $J_{GS}(V_{GS})$ pour la structure SH560.*

L'évolution en fonction de la température des paramètres clés indiquant les performances des transistors a été extraite des Figure 6.11(a) et Figure 6.11(c) pour le MS-HEMT et pour le MIS-HEMT, respectivement. La tension de seuil V_{th}, la densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$ à $V_{GS} = V_{th}$, la pente sous le seuil SS à $V_{GS} = V_{th}$, et la densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$ normalisée à la valeur à 300 K, à $V_{GS} = 2$ V pour le MS-HEMT et à $V_{GS} = 6$ V pour le MIS-HEMT, sont présentées sur les Figure 6.12(a), Figure 6.12(b), Figure 6.12(c) et Figure 6.12(d), respectivement.

Le MS-HEMT présente une tension de seuil constante sur toute la gamme de température, tandis que la tension de seuil du MIS-HEMT est légèrement décalée, passant de $-7{,}6$ V à 300 K, à $-7{,}0$ V à 600 K. Ce léger décalage positif peut s'expliquer par la libération de charges piégées à l'interface SiN/GaN ou dans le volume du SiN, comme déjà observé sur la Figure 6.2. L'évolution de $J_{DS,off}$ est assez similaire pour le MS-HEMT et le MIS-HEMT, avec une augmentation d'environ une décade sur la gamme de température. En revanche, l'évolution de

$J_{DS,on}$ est très différente pour les deux composants. Pour le MIS-HEMT, une dégradation de seulement -14% de la valeur de $J_{DS,on}$ a été observée entre 300 et 600 K. Pour le MS-HEMT, une augmentation de la densité de courant de $+53\%$ est observée sur toute la gamme de températures. Cette augmentation anormale de $J_{DS,on}$ est possiblement reliée à la forte diminution de SS pour le MS-HEMT observée sur la Figure 6.12(a). En effet, une diminution importante de la pente sous le seuil peut être observée entre 400 et 450 K, passant de 430 mV/dec ($D_{it} = 1{,}99 \times 10^{13}/cm^2$) à 230 mV/dec ($D_{it} = 0{,}71 \times 10^{13}/cm^2$), respectivement. Un dépiégeage des états d'interface D_{it} pourrait donc expliquer la diminution de SS lorsque la température augmente. Toutefois, l'évolution de SS entre 450 et 600 K ne permet pas d'expliquer l'augmentation importante de $J_{DS,on}$ sur la même plage de températures. Pour le MIS-HEMT, la pente sous le seuil suit l'évolution théorique lorsque la température augmente.

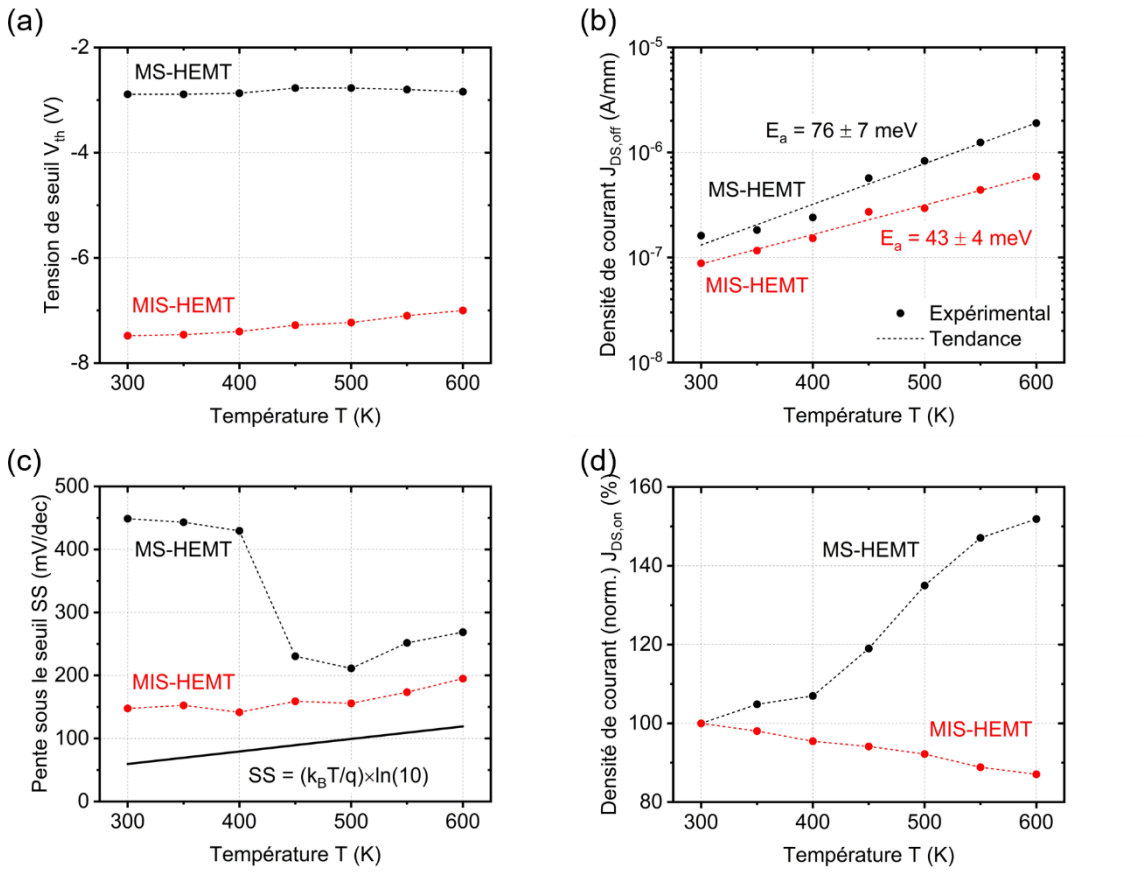


Figure 6.12. *Evolution des performances du MS-HEMT (noir) et du MIS-HEMT (rouge) en fonction de la température pour la structure SH560 : (a) tension de seuil V_{th}, (b) densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$, (c) pente sous le seuil SS, et (d) densité de courant normalisée à l'état passant $J_{DS,on}$.*

6.2.2 Tenue en tension en fonction du substrat

6.2.2.1 Tenue en tension avec un substrat Si

La mesure de tension de claquage à l'état bloqué du MS-HEMT et du MIS-HEMT pour une distance grille-drain $d_{GD} = 2$ µm est montrée sur la Figure 6.13(a). La Figure 6.13(b) résume la tension de claquage obtenue sur les deux structures en fonction de la distance grille-drain d_{GD} de 2 à 40 µm. Une tension V_{GS} de -5 V et de -12 V a été appliquée pour dépléter le 2DEG, pour le MS-HEMT et le MIS-HEMT, respectivement. La tension de claquage été déterminée lorsque $I_{DS} > 1$ mA/mm.

Indépendamment de la distance grille-drain, la tension de claquage des transistors est similaire quelle que soit la structure de grille MS ou MIS. Une légère différence est toutefois observée pour une distance $d_{GD} < 10$ µm, où le MS-HEMT présente une tension de claquage plus élevée que le MIS-HEMT, sans pour autant être significative. Une tension maximale de 250 V semble être supportée par la structure, dès que la distance grille-drain dépasse 10 µm. En se basant sur ces résultats, il semble que le facteur limitant soit le substrat en silicium. En effet, pour une tension importante, les lignes de champ vont se rapprocher de l'interface AlN/Si, voire traverser le substrat Si. De ce fait, la tension de claquage sera en partie limitée par le substrat et ne dépendra plus de la distance grille-drain.

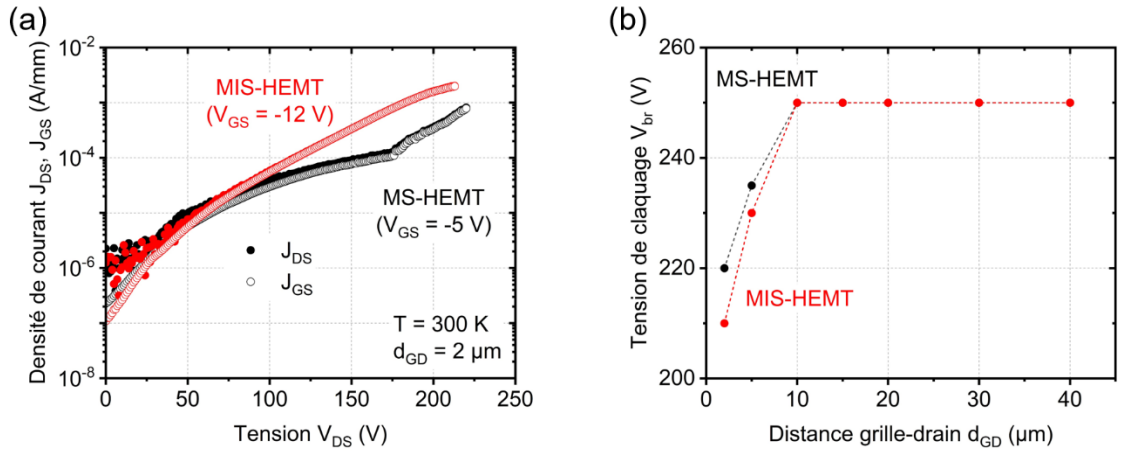


Figure 6.13. *Tenue en tension du HEMT à canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ sur substrat Si, réalisé par Jash Mehta à l'IEMN. (a) Mesure de claquage latéral à l'état bloqué pour une structure de grille MS (noir) et MIS (rouge) et pour une distance grille-drain d_{GD} de 2 µm. (b) Evolution de la tension de claquage latéral pour le MS-HEMT et pour le MIS-HEMT en fonction de la distance grille-drain d_{GD}.*

6.2.2.2 Tenue en tension avec un substrat AlN

De manière analogue à ce qui vient d'être présenté pour un HEMT sur substrat Si, nous allons déterminer la tenue en tension pour un HEMT réalisé sur un substrat AlN, avec et sans SiN. La structure du transistor est rappelée sur la Figure 6.14(a). La caractéristique de transfert à 300 K pour le MS-HEMT et le MIS-

HEMT est présentée en Figure 6.14(b). Les Figure 6.14(c) et Figure 6.14(d) présentent la caractéristique de sortie à 300 K, pour le MS-HEMT et pour le MIS-HEMT, respectivement. L'ajout du SiN comme diélectrique, à l'instar du HEMT sur substrat Si, a pour effet de décaler la tension de seuil V_{th} ($-5{,}2$ et $-12{,}3$ V pour le MS-HEMT et le MIS-HEMT, respectivement), de réduire la densité de courant à l'état bloqué $J_{DS,off}$ de $5{,}6 \times 10^{-7}$ à $1{,}7 \times 10^{-7}$ A/mm pour $V_{GS} = V_{th}$, et d'augmenter la densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, avec un maximum de 50 et 70 mA/mm, respectivement, en régime de saturation (Figure 6.14(c) et Figure 6.14(d)). La réduction de la densité de courant à l'état bloqué s'accompagne également d'une réduction de la fuite de grille (Figure 6.14(a)).

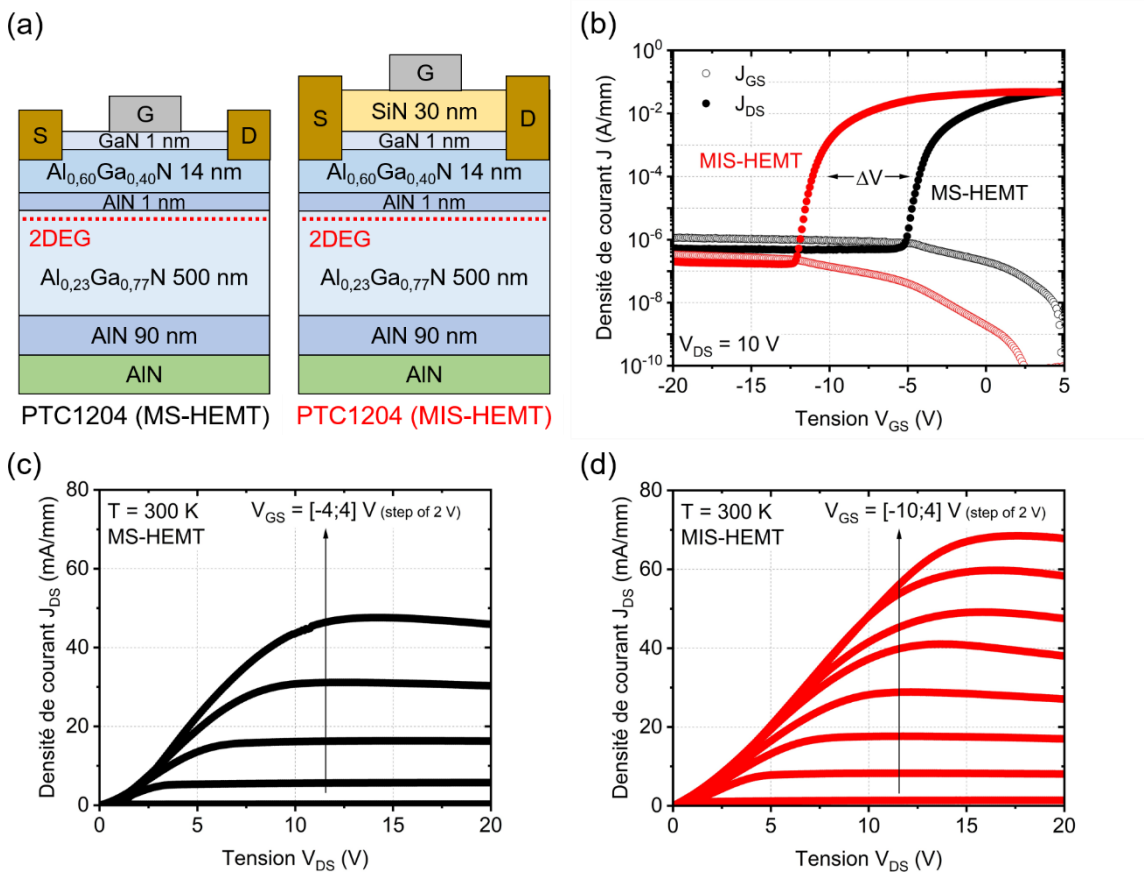


Figure 6.14. *(a) Rappel des composants MS-HEMT et MIS-HEMT réalisés avec la structure PTC1204 à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$. (b) Caractéristique de transfert $J_{DS}(V_{GS})$ (cercles pleins) et fuite de grille $J_{GS}(V_{GS})$ correspondante (cercles ouverts) pour le MS-HEMT (noir) et pour le MIS-HEMT (rouge) à température ambiante. Caractéristique de sortie $J_{DS}(V_{DS})$ pour (c) le MS-HEMT et pour (d) le MIS-HEMT.*

La Figure 6.15 montre l'évolution de la tension de claquage en fonction de la distance grille-drain pour le HEMT à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sur substrat AlN, pour une structure de grille MS et MIS. Contrairement aux résultats présentés en Figure 6.13(b) pour la structure sur substrat silicium, la tension de claquage augmente

avec la distance grille-drain sans qu'une valeur limite apparaisse. Cela suggère que le substrat n'est pas limitant pour la tenue en tension, ce qui est cohérent avec l'utilisation d'un substrat AlN dont la bande interdite ultra large permet une excellente isolation électrique. De plus, une tension de claquage supérieure est observée pour une grille MIS par rapport à une grille MS, ce qui suppose que le claquage se produit au niveau de la grille. L'utilisation d'une couche diélectrique sous le contact de grille aura donc un intérêt plus important pour la tenue en tension dans le cas d'un HEMT sur substrat AlN que pour un HEMT sur substrat Si.

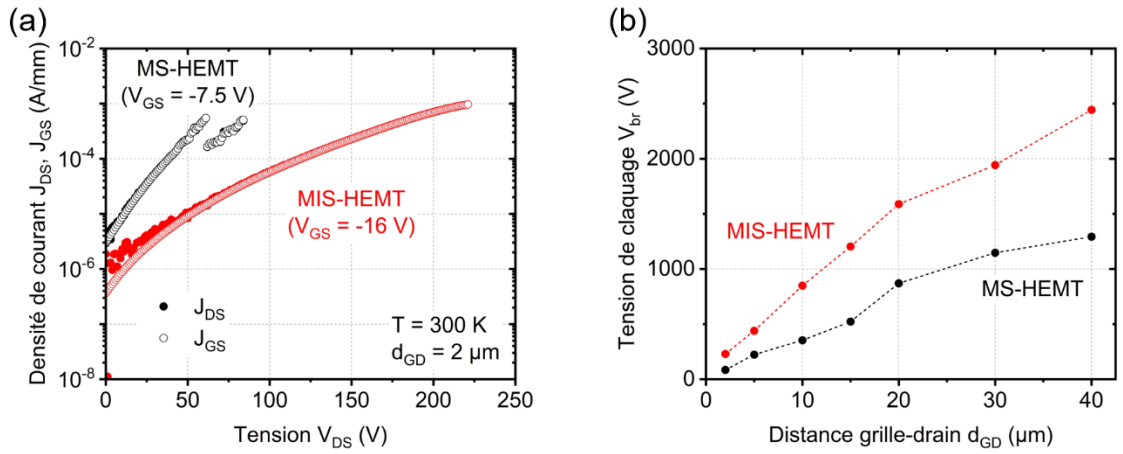


Figure 6.15. *Tenue en tension du HEMT à canal $Al_{0,23}Ga_{0,77}N$ sur substrat AlN à l'état bloqué, réalisé par Jash Mehta à l'IEMN. (a) Mesure de claquage latéral pour une grille MS (noir) et une grille MIS (rouge) et une distance grille-drain de 2 µm. (b) Tension de claquage latérale en fonction de la distance grille-drain pour une grille MS (noir) et une grille MIS (rouge).*

6.3 Performances par rapport à l'état de l'art

A travers ce chapitre, cinq HEMT avec des compositions d'Al différentes ont été caractérisés. Ainsi, nous allons comparer les performances obtenues avec celles reportées dans la littérature et présentées dans le chapitre 1. La résistance de contact R_C, la densité de courant $J_{DS,on}$, le champ de claquage F_{br} et l'évolution du courant $\Delta J_{DS,on}$ en fonction de la fraction d'Al dans le canal sont présentés en Figure 6.16(a), Figure 6.16(b), Figure 6.16(c), et Figure 6.16(d), respectivement. Les valeurs de résistance de contact n'ayant pas pu être extraites pour les structures SH560 et PTC1204, elles ne sont pas présentes sur la Figure 6.16(a). L'augmentation importante de la densité de courant à l'état passant pour le HEMT avec 60% d'Al dans le canal (A2693) n'est pas reporté sur la Figure 6.16(d).

Les résistances de contact obtenues pour les structures étudiées sont relativement élevées. De plus, les structures SH560 et PTC1204 présentent des

contacts non ohmiques à température ambiante. L'utilisation de contacts n+ par reprise de croissance semble donc être un excellent moyen pour améliorer cet aspect, comme discuté dans la partie 6.2.1.2.

La densité de courant à l'état passant est similaire aux valeurs reportées dans la littérature et suit l'évolution attendue, à savoir une diminution de celle-ci lorsque la fraction d'Al dans le canal augmente. La structure A2695 avec 10% d'Al dans le canal présente la densité de courant $J_{DS,on}$ la plus élevée (640 mA/mm) des valeurs reportées dans la littérature, et plus élevée que pour un HEMT avec 6% d'Al dans le canal (550 mA/mm) [114]. La densité de courant $J_{DS,on}$ évaluée pour le HEMT avec 23% d'Al dans le canal (170 mA/mm) est meilleure que pour un HEMT avec 20% d'Al (130 mA/mm), mais moins élevée que pour un avec 25% d'Al (280 mA/mm) [109,113]. Les HEMT avec 30% d'Al dans le canal ont des valeurs de $J_{DS,on}$ similaires (90 et 60 mA/mm pour la structure A2696 et SH560, respectivement) à celles reportées dans la littérature pour la même composition (70 et 100 mA/mm) [129,130]. Enfin, le HEMT avec 60% d'Al dans le canal souffre d'une plus faible densité de courant $J_{DS,on}$ (5 mA/mm) que reporté dans la littérature pour la même composition (38 et 460 mA/mm) [120,128]. L'amélioration de la résistance de contact et de la mobilité électronique devraient permettre d'obtenir des valeurs de densité de courant à l'état passant plus élevées dans le futur.

Les valeurs de champ de claquage latéral obtenues pour les structures A2695, A2696 et A2693 sont relativement faibles (0,11–0,28 MV/cm) par rapport à l'état de l'art, majoritairement entre 0,6 et 1,8 MV/cm (Tableau 1.6). Cela peut facilement s'expliquer par le fait que les structures étudiées sont relativement basiques, et une ingénierie de la couche tampon devrait permettre d'améliorer le champ de claquage pour un substrat silicium. En effet, le simple ajout d'une couche tampon AlGaN en marches d'escalier pour un canal $Al_{0,30}Ga_{0,70}N$ (SH560) a permis d'augmenter significativement le champ de claquage de la structure (1,05 MV/cm), plus que reporté pour un HEMT avec 25% d'Al dans le canal (0,67 MV/cm) [113]. La structure PTC1204 avec 23% d'Al dans le canal a démontré un champ de claquage légèrement supérieur (1,15 MV/cm), ce qui est mieux compte-tenu de sa plus faible teneur en Al.

La dégradation de la densité de courant en fonction de la température est similaire pour les structures A2695, A2696 et PTC1204 ($-0,09$ %/K) que dans la littérature [117,127,131]. En revanche, la structure SH560 avec 30% d'Al dans le canal présente une dégradation $\Delta J_{DS,on}$ de seulement $-0,04$ %/K, ce qui en fait l'état de l'art.

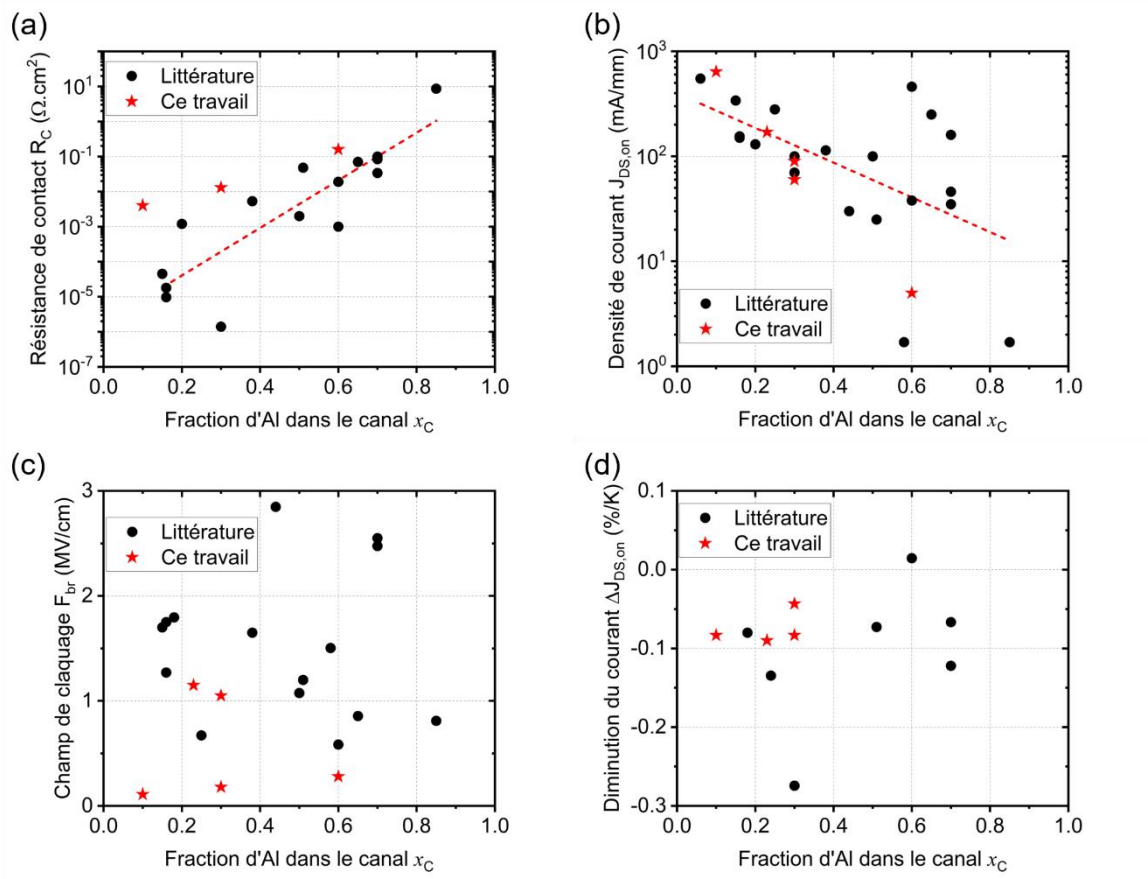


Figure 6.16. *Comparaison des valeurs obtenues dans ce travail (étoiles) et dans la littérature (cercles), d'après les références du Tableau 1.5, du Tableau 1.6 et du Tableau 1.7, pour les paramètres des HEMT en fonction de la fraction d'Al dans le canal : (a) résistance de contact R_C, (b) densité de courant à l'état passant $J_{DS,on}$, (c) champ de claquage F_{br}, et (d) diminution du courant à l'état passant en fonction de la température $\Delta J_{DS,on}$. Les courbes en pointillés servent uniquement de guide pour les yeux.*

Bilan du chapitre 6

De meilleures performances ont été observées à l'état bloqué pour des transistors riches en aluminium, au détriment des performances à l'état passant. Le courant à l'état bloqué est jusqu'à deux décades plus faible pour les HEMT riches en Al (~10 nA/mm à 300 K), avec une vitesse de commutation plus rapide. Une réduction des courants de fuite de grille est aussi remarquée dans les composants riches en aluminium.

L'investigation de la fuite de grille dans ces HEMT a révélé que l'émission Poole-Frenkel était le mécanisme dominant pour une tension de grille $V_G > 0$. Le niveau d'énergie dans le SiN relié à ce mécanisme diminue lorsque la fraction d'Al augmente. Cette tendance pourrait s'expliquer par la meilleure qualité cristalline des hétérostructures lorsque la fraction d'Al augmente, observée dans le chapitre 4. Une interface de meilleure qualité entre le SiN et l'hétérostructure semble donc probable.

L'utilisation du SiN comme diélectrique de grille améliore les performances générales des HEMT sur substrat silicium comme AlN, sans détériorer leur stabilité en température. Une tension de claquage supérieure est cependant notée avec l'utilisation d'un substrat AlN comparé à un substrat Si. Une réduction du courant passant de seulement –14% a été observée sur la gamme 300–600 K avec un substrat silicium.

Les HEMT à canal AlGaN riche en aluminium possèdent donc un potentiel important pour les applications de haute tension et de haute température spécifiques à l'électronique de puissance. Une optimisation des structures sur substrat Si est cependant nécessaire pour pouvoir rivaliser avec des composants sur substrat AlN en termes de tenue en tension. De plus, il est indispensable de réduire les résistances de contact afin d'améliorer les performances des HEMT à l'état passant ainsi que la stabilité de ces performances en fonction de la température.

Conclusion et perspectives

L'état de l'art des HEMT à canal GaN destinés aux applications d'électronique de puissance met en évidence une mobilité électronique pouvant atteindre 2000 $cm^2/(V.s)$, une tension de fonctionnement limitée à 650 V, et une dégradation du courant à l'état passant jusqu'à -80% sur la gamme 25–300°C. Ces limitations sont directement liées aux propriétés du matériau GaN. Pour tenter de dépasser ces limites, plusieurs solutions ont été employées via les projets BREAkuP, ACTION et HBV. Dans un premier temps, une hétérostructure avec un canal GaN fin a été réalisée, dans le but de réduire l'impact du GaN sur la tenue en tension globale de la structure. Puis, en se basant sur les propriétés plus intéressantes de l'AlN, comparées au GaN, plusieurs hétérostructures avec un canal AlGaN ont été fabriquées pour tenter d'obtenir de meilleurs performances à l'état bloqué, sans trop dégrader les performances à l'état passant. Dans une optique de développement industriel, les HEMT à canal AlGaN ont majoritairement été réalisés sur un substrat de silicium pour son faible coût et sa disponibilité de wafers en grande taille. Toutefois, de meilleures performances sont attendues avec l'utilisation d'un matériau plus compatible pour la croissance, comme l'AlN. De ce fait, une hétérostructure avec un canal AlGaN a été réalisée sur un substrat AlN afin de comparer les performances obtenues avec un substrat en silicium.

Les objectifs principaux de cette thèse étaient la quantification des phénomènes limitant les propriétés de transport électronique dans les hétérostructures étudiées, la détection de défauts électriquement actifs en vue de l'optimisation de la qualité des matériaux, et l'analyse des performances des transistors en fonctionnement jusqu'à haute température.

L'analyse des propriétés de transport dans l'hétérostructure à canal GaN fin par des mesures d'effet Hall a mis en évidence une faible mobilité électronique de 130–180 $cm^2/(V.s)$ à température ambiante, bien plus faible que pour un canal GaN épais (2000 $cm^2/(V.s)$). Avec l'aide des modèles de diffusion des électrons et des observations TEM et AFM, la forte rugosité d'interface ($\sim$1,5 nm) a été identifiée comme le principal mécanisme limitant. Pour autant, les transistors basés sur cette structure ont atteint des champs de claquage jusqu'à 5 MV/cm, supérieur à celui du matériau GaN, démontrant le potentiel de l'utilisation d'un canal fin entouré d'AlN ou d'AlGaN riche en Al. Les hétérostructures à canal GaN fin sont poursuivies dans le cadre du projet HBV, et l'optimisation des structures a permis d'améliorer la mobilité électronique, mais celle-ci (450 $cm^2/(V.s)$) reste

toujours inférieure à celle d'un canal GaN épais. De plus, une meilleure tenue en tension a été observée pour un HEMT avec un canal AlGaN épais de 500 nm qu'avec un canal GaN fin de 50 nm, ce qui en fait une alternative prometteuse à étudier.

L'analyse théorique des propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN a mis en évidence des pertes en conduction plus faibles pour les hétérostructures riches en Al dans le canal à haute température. Expérimentalement, l'étude des propriétés de transport dans des hétérostructures avec un canal AlGaN réalisées sur un substrat de Si a permis de quantifier la diminution de la mobilité électronique lorsque la fraction d'Al augmente. Bien que les valeurs de mobilité soient inférieures pour un canal AlGaN que pour un canal GaN, elles sont néanmoins similaires à celles obtenues pour des structures avec un canal AlGaN et réalisées sur d'autres substrat comme le saphir et le SiC.

L'étude théorique a aussi mis en évidence qu'à mesure que la température augmente, les pertes en conduction seraient plus faibles pour un HEMT à canal AlGaN que pour un HEMT à canal GaN. Expérimentalement, les dernières structures étudiées ont démontré une remarquable stabilité de leurs propriétés de transport à haute température, dont la densité du 2DEG qui ne varie que de 10% sur la gamme de températures 10–600 K. Cette stabilité thermique se retrouve également dans les performances des HEMT, qui démontrent une dégradation réduite de leurs performances par rapport aux HEMT à canal GaN, avec une réduction de seulement 14% de la densité de courant à l'état passant pour les meilleurs résultats.

L'utilisation d'un substrat AlN comparé à un substrat Si a présenté un impact majeur sur plusieurs paramètres. Premièrement, la stabilité en température des propriétés de transport dans les hétérostructures passivées par SiN se dégrade dans le cas d'un substrat Si, alors que cette dégradation n'apparait pas avec l'utilisation d'un substrat en AlN. Il est probable que la qualité cristalline des couches réalisées par homoépitaxie (substrat AlN) soit meilleure que celle des structures réalisées par hétéroépitaxie (substrat Si), permettant d'éviter la présence du phénomène parasite responsable de la dégradation des propriétés de transport à haute température. Ensuite, la tenue en tension des HEMT est fortement améliorée avec un substrat AlN, comparée à un substrat Si. Toutefois, une optimisation de la structure des composants réalisés sur Si, via l'épaississement des couches et la réduction des contraintes mécaniques, pourrait permettre de se rapprocher des résultats obtenus sur AlN.

La détection de pièges électriquement actifs dans une couche de nucléation en AlN sur un substrat silicium a montré la présence de multiples pièges à

électrons. Cette étude exploratoire mérite d'être poursuivie afin de déterminer si les pièges détectés sont induits par l'épitaxie de l'AlN sur un substrat en Si. L'investigation des défauts dans l'hétérostructure à canal $Al_{0,60}Ga_{0,40}N$ sur silicium a montré la présence d'au moins deux niveaux d'énergie pouvant expliquer la faible densité du 2DEG observée par effet Hall à basse température pour cette hétérostructure.

Ce travail ouvre de nombreuses perspectives de recherche pour les HEMT à canal AlGaN. Une attention particulière au désordre d'alliage serait nécessaire pour déterminer si ce phénomène est totalement aléatoire ou s'il peut être contrôlé en vue de réduire son impact sur la mobilité électronique, et ainsi d'améliorer les performances des HEMT à canal AlGaN à l'état passant. L'utilisation de contacts ohmique GaN ou AlGaN dopé n+ devrait permettre d'améliorer significativement l'ohmicité des contacts, et donc davantage les performances des HEMT à l'état passant. L'optimisation de la couche tampon devrait également permettre d'obtenir des tensions de claquage supérieures pour dépasser celles des HEMT à canal GaN commercialisés. Les performances qu'ont démontré les HEMT à canal AlGaN suggèrent qu'ils seraient adaptés à des applications nécessitant des hautes tensions et des haute températures de fonctionnement. Cependant, ils n'ont pas vocation à remplacer les HEMT à canal GaN, dont les performances à l'état passant sont bien meilleures grâce à l'utilisation du GaN comme canal.

Bibliographie

[1] *International Energy Outlook Consumption - 2021 - U.S. Energy Information Administration (EIA)*, https://www.eia.gov/outlooks/ieo/narrative/consumption/sub-topic-01.php.

[2] P. M. Mohamed, D. R. Hammoud, P. A. Rachid, D. R. Lazhar, and D. H. Mabrouk, *Contribution à l'Etude d'un Aérogénérateur Asynchrone en Cascade*, (n.d.).

[3] *GaN Systems 800V 11kW OBC Reference Design - Key Insights*, https://gansystems.com/newsroom/gan-systems-800v-11kw-obc-reference-design/.

[4] Y. Qin, B. Albano, J. Spencer, J. S. Lundh, B. Wang, C. Buttay, M. Tadjer, C. DiMarino, and Y. Zhang, *Thermal Management and Packaging of Wide and Ultra-Wide Bandgap Power Devices: A Review and Perspective*, J. Phys. D: Appl. Phys. **56**, 093001 (2023).

[5] R. Riva, Solution d'interconnexions pour la haute température, phdthesis, INSA de Lyon, 2014.

[6] *Technology Roadmap – PowerAmerica*, https://poweramericainstitute.org/about-poweramerica/technology-roadmap/.

[7] *Comparison of Silicon, SiC and GaN Power Transistor Technologies with Breakdown Voltage Rating from 1.2 kV to 15 kV*, https://cpes.vt.edu/research/showcase/528.

[8] *Yole Group - Follow the Latest Trend News in the Semiconductor Industry*, https://yolegroup.com/articles/.

[9] D. A. Browne, M. N. Fireman, B. Mazumder, L. Y. Kuritzky, Y.-R. Wu, and J. S. Speck, *Vertical Transport through AlGaN Barriers in Heterostructures Grown by Ammonia Molecular Beam Epitaxy and Metalorganic Chemical Vapor Deposition*, Semicond. Sci. Technol. **32**, 025010 (2017).

[10] M. Higashiwaki, R. Kaplar, J. Pernot, and H. Zhao, *Ultrawide Bandgap Semiconductors*, Applied Physics Letters **118**, 200401 (2021).

[11] S. R. Lee, A. F. Wright, M. H. Crawford, G. A. Petersen, J. Han, and R. M. Biefeld, *The Band-Gap Bowing of AlGaN Alloys*, Appl. Phys. Lett. **74**, 3344 (1999).

[12] O. Katz, B. Meyler, U. Tisch, and J. Salzman, *Determination of Band-Gap Bowing for AlxGa1–xN Alloys*, Physica Status Solidi (a) **188**, 789 (2001).

[13] D. Fritsch, H. Schmidt, and M. Grundmann, *Band-Structure Pseudopotential Calculation of Zinc-Blende and Wurtzite AlN, GaN, and InN*, Phys. Rev. B **67**, 235205 (2003).

[14] J. L. Hudgins, G. S. Simin, E. Santi, and M. A. Khan, *An Assessment of Wide Bandgap Semiconductors for Power Devices*, IEEE Transactions on Power Electronics **18**, 907 (2003).

[15] R. Quay, *Gallium Nitride Electronics* (Springer Berlin Heidelberg, 2009).

[16] *Progress in Semiconductor β-Ga2O3*, in *Ultra-Wide Bandgap Semiconductor Materials* (Elsevier, 2019), pp. 263–345.

[17] M. Meneghini, G. Meneghesso, and E. Zanoni, editors , *Power GaN Devices: Materials, Applications and Reliability* (Springer International Publishing, Cham, 2017).

[18] M. Farahmand, C. Garetto, E. Bellotti, K. F. Brennan, M. Goano, E. Ghillino, G. Ghione, J. D. Albrecht, and P. P. Ruden, *Monte Carlo Simulation of Electron Transport in the III-Nitride Wurtzite Phase Materials System: Binaries and Ternaries*, IEEE Trans. Electron Devices **48**, 535 (2001).

[19] D. Q. Tran, R. D. Carrascon, M. Iwaya, B. Monemar, V. Darakchieva, and P. P. Paskov, *Thermal Conductivity of Al x Ga 1 − x N (0 ≤ x ≤ 1) Epitaxial Layers*, Phys. Rev. Materials **6**, 104602 (2022).

[20] B. J. Baliga, *Semiconductors for High-voltage, Vertical Channel Field-effect Transistors*, Journal of Applied Physics **53**, 1759 (1982).

[21] E. O. Johnson, *Physical Limitations on Frequency and Power Parameters of Transistors*, in *Semiconductor Devices: Pioneering Papers* (WORLD SCIENTIFIC, 1991), pp. 295–302.

[22] R. W. Keyes, *Figure of Merit for Semiconductors for High-Speed Switches*, Proceedings of the IEEE **60**, 225 (1972).

[23] M. Meneghini et al., *GaN-Based Power Devices: Physics, Reliability, and Perspectives*, Journal of Applied Physics **130**, 181101 (2021).

[24] Y. Nakano, *Deep-Level Defects in Homoepitaxial* p *-Type GaN*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films **36**, 023001 (2018).

[25] I. Boturchuk, L. Scheffler, A. N. Larsen, and B. Julsgaard, *Evolution of Electrically Active Defects in N-GaN During Heat Treatment Typical for Ohmic Contact Formation*, Phys. Status Solidi A **215**, 1700516 (2018).

[26] Y. Tokuda, *DLTS Studies of Defects in N-GaN*, ECS Transactions **75**, 39 (2016).

[27] U. Honda, Y. Yamada, Y. Tokuda, and K. Shiojima, *Deep Levels in N-GaN Doped with Carbon Studied by Deep Level and Minority Carrier Transient Spectroscopies*, Jpn. J. Appl. Phys. **51**, 04DF04 (2012).

[28] S. Chen, U. Honda, T. Shibata, T. Matsumura, Y. Tokuda, K. Ishikawa, M. Hori, H. Ueda, T. Uesugi, and T. Kachi, *As-Grown Deep-Level Defects in n-GaN Grown by Metal–Organic Chemical Vapor Deposition on Freestanding GaN*, Journal of Applied Physics **112**, 053513 (2012).

[29] L. Stuchlikova et al., *Investigation of Deep Energy Levels in Heterostructures Based on GaN by DLTS*, in *The Eighth International Conference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems* (IEEE, Smolenice, Slovakia, 2010), pp. 135–138.

[30] D. Kindl, P. Hubík, J. Krištofik, J. J. Mareš, Z. Výborný, M. R. Leys, and S. Boeykens, *Deep Defects in GaN/AlGaN/SiC Heterostructures*, Journal of Applied Physics **105**, 093706 (2009).

[31] G. A. Umana-Membreno, G. Parish, N. Fichtenbaum, S. Keller, U. K. Mishra, and B. D. Nener, *Electrically Active Defects in GaN Layers Grown With and Without Fe-Doped Buffers by Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*, Journal of Elec Materi **37**, 569 (2008).

[32] H. K. Cho, C. S. Kim, and C.-H. Hong, *Electron Capture Behaviors of Deep Level Traps in Unintentionally Doped and Intentionally Doped* n *-Type GaN*, Journal of Applied Physics **94**, 1485 (2003).

[33] H. K. Cho, K. S. Kim, C.-H. Hong, and H. J. Lee, *Electron Traps and Growth Rate of Buffer Layers in Unintentionally Doped GaN*, Journal of Crystal Growth **223**, 38 (2001).

[34] H. M. Chung, W. C. Chuang, Y. C. Pan, C. C. Tsai, M. C. Lee, W. H. Chen, W. K. Chen, C. I. Chiang, C. H. Lin, and H. Chang, *Electrical Characterization of Isoelectronic In-Doping Effects in GaN Films Grown by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy*, Applied Physics Letters **76**, 897 (2000).

[35] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki, K. Tadatomo, and K. Miyake, *Analysis of Deep Levels in* n *-type GaN by Transient Capacitance Methods*, Journal of Applied Physics **76**, 304 (1994).

[36] D. C. Look, Z.-Q. Fang, and B. Claflin, *Identification of Donors, Acceptors, and Traps in Bulk-like HVPE GaN*, Journal of Crystal Growth **281**, 143 (2005).

[37] D. K. Johnstonea, M. Ahoujjab, Y. K. Yeoc, R. L. Hengeholdc, and L. Guidod, *Deep Centers and Their Capture Barriers in MOCVD-Grown GaN*, MRS Proc. **692**, H2.7.1 (2001).

[38] M. Asghar, P. Muret, B. Beaumont, and P. Gibart, *Field Dependent Transformation of Electron Traps in GaN p–n Diodes Grown by Metal–Organic Chemical Vapour Deposition*, Materials Science and Engineering B **113**, 248 (2004).

[39] Z.-Q. Fang, L. Polenta, J. W. Hemsky, and D. C. Look, *Deep Centers in As-Grown and Electron-Irradiated n-GaN*, in *2000 International Semiconducting and Insulating Materials Conference. SIMC-XI (Cat. No.00CH37046)* (IEEE, Canberra, ACT, Australia, 2000), pp. 35–42.

[40] S. Belahsene, N. Al Saqri, D. Jameel, A. Mesli, A. Martinez, J. De Sanoit, A. Ougazzaden, J. Salvestrini, A. Ramdane, and M. Henini, *Analysis of Deep Level Defects in GaN P-i-n Diodes after Beta Particle Irradiation*, Electronics **4**, 1090 (2015).

[41] M. Lee, C. W. Ahn, T. K. O. Vu, H. U. Lee, E. K. Kim, and S. Park, *First Observation of Electronic Trap Levels in Freestanding GaN Crystals Extracted from Si Substrates by Hydride Vapour Phase Epitaxy*, Sci Rep **9**, 7128 (2019).

[42] A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, A. V. Turutin, I. S. Shemerov, F. Ren, S. J. Pearton, and J. W. Johnson, *Deep Traps and Instabilities in AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors on Si Substrates*, Journal of Vacuum Science &

Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena **34**, 041216 (2016).

[43] Z. Zhang, A. R. Arehart, E. C. H. Kyle, J. Chen, E. X. Zhang, D. M. Fleetwood, R. D. Schrimpf, J. S. Speck, and S. A. Ringel, *Proton Irradiation Effects on Deep Level States in Mg-Doped p-Type GaN Grown by Ammonia-Based Molecular Beam Epitaxy*, Applied Physics Letters **106**, 022104 (2015).

[44] H. K. Cho, F. A. Khan, I. Adesida, Z.-Q. Fang, and D. C. Look, *Deep Level Characteristics in N-GaN with Inductively Coupled Plasma Damage*, J. Phys. D: Appl. Phys. **41**, 155314 (2008).

[45] A. Hierro, A. R. Arehart, B. Heying, M. Hansen, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and S. A. Ringel, *Impact of Ga/N Flux Ratio on Trap States in n-GaN Grown by Plasma-Assisted Molecular-Beam Epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **80**, 805 (2002).

[46] C. B. Soh, S. J. Chua, H. F. Lim, D. Z. Chi, W. Liu, and S. Tripathy, *Identification of Deep Levels in GaN Associated with Dislocations*, J. Phys.: Condens. Matter **16**, 6305 (2004).

[47] X. S. Nguyen, H. W. Hou, P. De Mierry, P. Vennéguès, F. Tendille, A. R. Arehart, S. A. Ringel, E. A. Fitzgerald, and S. J. Chua, *Deep Level Traps in Semi-Polar n-GaN Grown on Patterned Sapphire Substrate by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy: Deep Level Traps in Semi-Polar n-GaN Grown on Patterned Sapphire*, Phys. Status Solidi B **253**, 2225 (2016).

[48] Z.-Q. Fang, D. C. Look, D. H. Kim, and I. Adesida, *Traps in AlGaN/GaN/SiC Heterostructures Studied by Deep Level Transient Spectroscopy*, Appl. Phys. Lett. **87**, 182115 (2005).

[49] K. Galiano et al., *Spatial Correlation of the EC-0.57 eV Trap State with Edge Dislocations in Epitaxial n-Type Gallium Nitride*, Journal of Applied Physics **123**, 224504 (2018).

[50] A. R. Arehart, T. Homan, M. H. Wong, C. Poblenz, J. S. Speck, and S. A. Ringel, *Impact of N- and Ga-Face Polarity on the Incorporation of Deep Levels in n-Type GaN Grown by Molecular Beam Epitaxy*, Applied Physics Letters **96**, 242112 (2010).

[51] C. D. Wang, L. S. Yu, S. S. Lau, E. T. Yu, W. Kim, A. E. Botchkarev, and H. Morkoç, *Deep Level Defects in N-Type GaN Grown by Molecular Beam Epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **72**, 1211 (1998).

[52] W. I. Lee, T. C. Huang, J. D. Guo, and M. S. Feng, *Effects of Column III Alkyl Sources on Deep Levels in GaN Grown by Organometallic Vapor Phase Epitaxy*, Applied Physics Letters **67**, 1721 (1995).

[53] A. R. Arehart, A. Corrion, C. Poblenz, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. P. DenBaars, and S. A. Ringel, *Comparison of Deep Level Incorporation in Ammonia and Rf-plasma Assisted Molecular Beam Epitaxy n-GaN Films*, Phys. Status Solidi (c) **5**, 1750 (2008).

[54] A. Hierro, S. A. Ringel, M. Hansen, J. S. Speck, U. K. Mishra, and S. P. DenBaars, *Hydrogen Passivation of Deep Levels in n–GaN*, Appl. Phys. Lett. **77**, 1499 (2000).

[55] A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, A. V. Govorkov, A. A. Shlensky, and S. J. Pearton, *Influence of High-Temperature Annealing on the Properties of Fe Doped Semi-Insulating GaN Structures*, Journal of Applied Physics **95**, 5591 (2004).

[56] D. W. Cardwell, A. Sasikumar, A. R. Arehart, S. W. Kaun, J. Lu, S. Keller, J. S. Speck, U. K. Mishra, S. A. Ringel, and J. P. Pelz, *Spatially-Resolved Spectroscopic Measurements of* Ec − *0.57 eV Traps in AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors*, Applied Physics Letters **102**, 193509 (2013).

[57] M. Silvestri, M. J. Uren, and M. Kuball, *Iron-Induced Deep-Level Acceptor Center in GaN/AlGaN High Electron Mobility Transistors: Energy Level and Cross Section*, Applied Physics Letters **102**, 073501 (2013).

[58] G. A. Umana-Membreno, J. M. Dell, T. P. Hessler, B. D. Nener, G. Parish, L. Faraone, and U. K. Mishra, *60Co Gamma-Irradiation-Induced Defects in n-GaN*, Applied Physics Letters **80**, 4354 (2002).

[59] O. Gelhausen, M. R. Phillips, E. M. Goldys, T. Paskova, B. Monemar, M. Strassburg, and A. Hoffmann, *Dissociation of H-Related Defect Complexes in Mg-Doped GaN*, Phys. Rev. B **69**, 125210 (2004).

[60] A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, A. V. Govorkov, A. V. Markov, Q. Sun, Y. Zhang, C. D. Yerino, T.-S. Ko, I.-H. Lee, and J. Han, *Electrical Properties and Deep Traps Spectra of A-Plane GaN Films Grown on r-Plane Sapphire*, Materials Science and Engineering: B **166**, 220 (2010).

[61] Q. Deng et al., *Comparison of As-Grown and Annealed GaN/InGaN : Mg Samples*, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 345101 (2011).

[62] M. Caesar, M. Dammann, V. Polyakov, P. Waltereit, W. Bronner, M. Baeumler, R. Quay, M. Mikulla, and O. Ambacher, *Generation of Traps in AlGaN/GaN HEMTs during RF-and DC-Stress Test*, in *2012 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)* (IEEE, Anaheim, CA, USA, 2012), p. CD.6.1-CD.6.5.

[63] X. D. Chen, Y. Huang, S. Fung, C. D. Beling, C. C. Ling, J. K. Sheu, M. L. Lee, G. C. Chi, and S. J. Chang, *Deep Level Defect in Si-Implanted GaN N+-p Junction*, Applied Physics Letters **82**, 3671 (2003).

[64] P. Boguslawski, E. Briggs, T. A. White, M. G. Wensell, and J. Bernholc, *Native Defects in Wurtzite GaN and AlN*, 6 (1994).

[65] I. Gorczyca, A. Svane, and N. E. Christensen, *Calculated Defect Levels in GaN and AlN and Their Pressure Coefficients*, Solid State Communications **101**, 747 (1997).

[66] C. Stampfl and C. G. Van de Walle, *Theoretical Investigation of Native Defects, Impurities, and Complexes in Aluminum Nitride*, Phys. Rev. B **65**, 155212 (2002).

[67] I. Gorczyca, A. Svane, and N. E. Christensen, *Theory of Point Defects in GaN, AlN, and BN: Relaxation and Pressure Effects*, Phys. Rev. B **60**, 8147 (1999).

[68] K. Laaksonen, M. G. Ganchenkova, and R. M. Nieminen, *Vacancies in Wurtzite GaN and AlN*, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 015803 (2009).

[69] Y. Zhang, W. Liu, and H. Niu, *Native Defect Properties and P-Type Doping Efficiency in Group-IIA Doped Wurtzite AlN*, Phys. Rev. B **77**, 035201 (2008).

[70] R. Zeisel, M. W. Bayerl, S. T. B. Goennenwein, R. Dimitrov, O. Ambacher, M. S. Brandt, and M. Stutzmann, *DX-Behavior of Si in AlN*, Phys. Rev. B **61**, R16283 (2000).

[71] C. H. Park and D. J. Chadi, *Stability of Deep Donor and Acceptor Centers in GaN, AlN, and BN*, Phys. Rev. B **55**, 12995 (1997).

[72] P. Bogusławski and J. Bernholc, *Doping Properties of C, Si, and Ge Impurities in GaN and AlN*, Phys. Rev. B **56**, 9496 (1997).

[73] L. E. Ramos and J. R. Leite, *Ab Initio Theory of Native Defects in Alloys: Application to Charged N Vacancies in AlxGa1−xN*, 14 (2002).

[74] T. Mattila and R. M. Nieminen, *Ab Initio Study of Oxygen Point Defects in GaAs, GaN, and AlN*, Phys. Rev. B **54**, 16676 (1996).

[75] Y. Chen, L. Wu, D. Liang, P. Lu, J. Wang, J. Chen, H. Cao, and L. Han, *Investigation of Native Defects and Impurities in X-N (X = Al, Ga, In)*, Computational Materials Science **188**, 110169 (2021).

[76] M. D. McCLUSKEY, C. G. VAN de WALLE, N. M. Johnson, D. P. Bour, and M. Kneissl, *DX CENTERS IN AlGaN*, Int. J. Mod. Phys. B **13**, 1363 (1999).

[77] C. G. V. de Walle, C. Stampfl, J. Neugebauer, M. D. McCluskey, and N. M. Johnson, *Doping of AlGaN Alloys*, MRS Proc. **537**, G10.4 (1998).

[78] C. G. Van de Walle, *DX-Center Formation in Wurtzite and Zinc-Blende AlGaN*, Phys. Rev. B **57**, R2033 (1998).

[79] M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, *High Electron Mobility Transistor Based on a GaN-Al $_x$ Ga $_{1-x}$ N Heterojunction*, Appl. Phys. Lett. **63**, 1214 (1993).

[80] P. M. Asbeck, E. T. Yu, S. S. Lau, G. J. Sullivan, J. Van Hove, and J. Redwing, *Piezoelectric Charge Densities in AlGaN/GaN HFETs*, Electron. Lett. **33**, 1230 (1997).

[81] N. Goyal, B. Iñiguez, and T. A. Fjeldly, *Analytical Modeling of Bare Surface Barrier Height and Charge Density in AlGaN/GaN Heterostructures*, Applied Physics Letters **101**, 103505 (2012).

[82] L. S. Yu, D. J. Qiao, Q. J. Xing, S. S. Lau, K. S. Boutros, and J. M. Redwing, *Ni and Ti Schottky Barriers on N-AlGaN Grown on SiC Substrates*, Appl. Phys. Lett. **73**, 238 (1998).

[83] P. Reddy, I. Bryan, Z. Bryan, J. Tweedie, S. Washiyama, R. Kirste, S. Mita, R. Collazo, and Z. Sitar, *Charge Neutrality Levels, Barrier Heights, and Band Offsets at Polar AlGaN*, Appl. Phys. Lett. **107**, 091603 (2015).

[84] *Crystal IS and Asahi Kasei Announce First 4-Inch Aluminum Nitride Substrate | Cisuvc.Com*, https://klaran.com/crystal-is-and-asahi-kasei-announce-first-4-inch-aluminum-nitride-substrate.

[85] Y. Zhang, A. Dadgar, and T. Palacios, *Gallium Nitride Vertical Power Devices on Foreign Substrates: A Review and Outlook*, J. Phys. D: Appl. Phys. **51**, 273001 (2018).

[86] R. Liu, F. A. Ponce, A. Dadgar, and A. Krost, *Atomic Arrangement at the AlN/Si (111) Interface*, Appl. Phys. Lett. **83**, 860 (2003).

[87] Y. Cordier, *Al(Ga)N/GaN High Electron Mobility Transistors on Silicon*, Physica Status Solidi (a) **212**, 1049 (2015).

[88] S. Ghosh, A. M. Hinz, M. Frentrup, S. Alam, D. J. Wallis, and R. A. Oliver, *Design of Step-Graded AlGaN Buffers for GaN-on-Si Heterostructures Grown by MOCVD*, Semicond. Sci. Technol. **38**, 044001 (2023).

[89] M. Z. Peng, L. W. Guo, J. Zhang, X. L. Zhu, N. S. Yu, J. F. Yan, H. H. Liu, H. Q. Jia, H. Chen, and J. M. Zhou, *Reducing Dislocations of Al-Rich AlGaN by Combining AlN Buffer and AlN/Al0.8Ga0.2N Superlattices*, Journal of Crystal Growth **310**, 1088 (2008).

[90] X. Yu, J. Ni, Z. Li, J. Zhou, and C. Kong, *Reduction in Leakage Current in AlGaN/GaN HEMT with Three Al-Containing Step-Graded AlGaN Buffer Layers on Silicon*, Jpn. J. Appl. Phys. **53**, 051001 (2014).

[91] B. Leung, J. Han, and Q. Sun, *Strain Relaxation and Dislocation Reduction in AlGaN Step-graded Buffer for Crack-free GaN on Si (111)*, Phys. Status Solidi C **11**, 437 (2014).

[92] M. Haeberlen, D. Zhu, C. McAleese, M. J. Kappers, and C. J. Humphreys, *Dislocation Reduction in MOVPE Grown GaN Layers on (111)Si Using SiN_x and AlGaN Layers*, J. Phys.: Conf. Ser. **209**, 012017 (2010).

[93] H.-M. Wang, J.-P. Zhang, C.-Q. Chen, Q. Fareed, J.-W. Yang, and M. A. Khan, *AlN/AlGaN Superlattices as Dislocation Filter for Low-Threading-Dislocation Thick AlGaN Layers on Sapphire*, Appl. Phys. Lett. **81**, 604 (2002).

[94] I. B. Rowena, S. L. Selvaraj, and T. Egawa, *Buffer Thickness Contribution to Suppress Vertical Leakage Current With High Breakdown Field (2.3 MV/Cm) for GaN on Si*, IEEE Electron Device Lett. **32**, 1534 (2011).

[95] *STPOWER GaN Transistors - Products*, https://www.st.com/en/power-transistors/stpower-gan-transistors/products.html.

[96] *STPOWER SiC MOSFETs - Products*, https://www.st.com/en/power-transistors/stpower-sic-mosfets/products.html.

[97] *650 V E-Mode GaN FETs*, https://www.nexperia.com/products/gan-fets/650-v-e-mode-gan-fets/.

[98] L. Hwy, *GaNPower International Inc.*, (n.d.).

[99] *GaN Power Transistor Products*, https://gansystems.com/gan-transistors/.

[100] I. T. AG, *GaN HEMT – Gallium Nitride Transistor - Infineon Technologies*, https://www.infineon.com/cms/en/product/power/gan-hemt-gallium-nitride-transistor/.

[101] L. Han, X. Tang, Z. Wang, W. Gong, R. Zhai, Z. Jia, and W. Zhang, *Research Progress and Development Prospects of Enhanced GaN HEMTs*, Crystals **13**, 911 (2023).

[102] L. Yang et al., *High-Performance Enhancement-Mode AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors Combined with TiN-Based Source Contact Ledge and Two-Step Fluorine Treatment*, IEEE Electron Device Lett. 1 (2018).

[103] X. Wei et al., *A Novel Normally-off Laterally Coupled p-GaN Gate HEMT*, in *2021 5th IEEE Electron Devices Technology & Manufacturing Conference (EDTM)* (IEEE, Chengdu, China, 2021), pp. 1–3.

[104] N. Wu, L. Luo, Z. Xing, S. Li, F. Zeng, B. Cao, C. Wu, and G. Li, *Enhanced Performance of Low-Leakage-Current Normally off p-GaN Gate HEMTs Using NH _\text3 Plasma Pretreatment*, IEEE Transactions on Electron Devices 1 (2023).

[105] S. Zhao et al., *1.7 kV Normally-off p-GaN Gate High-Electron-Mobility Transistors on a Semi-Insulating SiC Substrate*, Sci. China Inf. Sci. **66**, 122407 (2023).

[106] J. T. Asubar, S. Kawabata, H. Tokuda, A. Yamamoto, and M. Kuzuhara, *Enhancement-Mode AlGaN/GaN MIS-HEMTs With High VTH and High IDmax Using Recessed-Structure With Regrown AlGaN Barrier*, IEEE Electron Device Letters **41**, 693 (2020).

[107] P.-C. Han, Z.-Z. Yan, C.-H. Wu, E. Y. Chang, and Y.-H. Ho, *Recess-Free Normally-off GaN MIS-HEMT Fabricated on Ultra-Thin-Barrier AlGaN/GaN Heterostructure*, in *2019 31st International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)* (IEEE, Shanghai, China, 2019), pp. 427–430.

[108] C.-T. Ma and Z.-H. Gu, *Review of GaN HEMT Applications in Power Converters over 500 W*, Electronics **8**, 1401 (2019).

[109] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, Y. Abe, T. Oishi, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, *First Operation of AlGaN Channel High Electron Mobility Transistors*, Appl. Phys. Express **1**, 011101 (2008).

[110] W. (Wayne) B. Shen Haochung (Henry) Kuo, Peicheng Ku, Bo, editor , *Handbook of GaN Semiconductor Materials and Devices* (CRC Press, Boca Raton, 2017).

[111] A. G. Baca, A. M. Armstrong, B. A. Klein, A. A. Allerman, E. A. Douglas, and R. J. Kaplar, *Al-Rich AlGaN Based Transistors*, Journal of Vacuum Science & Technology A **38**, 020803 (2020).

[112] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, M. P. King, M. E. Coltrin, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, *An AlN/Al0.85Ga0.15N High Electron Mobility Transistor*, Appl. Phys. Lett. **109**, 033509 (2016).

[113] J. Singhal, E. Kim, A. Hickman, R. Chaudhuri, Y. Cho, H. G. Xing, and D. Jena, *AlN/AlGaN/AlN Quantum Well Channel HEMTs*, Applied Physics Letters **122**, 222106 (2023).

[114] A. Raman, S. Dasgupta, S. Rajan, J. S. Speck, and U. K. Mishra, *AlGaN Channel High Electron Mobility Transistors: Device Performance and Power-Switching Figure of Merit*, Jpn. J. Appl. Phys. **47**, 3359 (2008).

[115] T. Nanjo, M. Takeuchi, A. Imai, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, E. Yagyu, T. Kurata, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, *AlGaN Channel HEMTs on AlN Buffer Layer*

with Sufficiently Low Off-State Drain Leakage Current, Electron. Lett. **45**, 1346 (2009).

[116] T. Nanjo, A. Imai, Y. Suzuki, Y. Abe, T. Oishi, M. Suita, E. Yagyu, and Y. Tokuda, *AlGaN Channel HEMT With Extremely High Breakdown Voltage*, IEEE Trans. Electron Devices **60**, 1046 (2013).

[117] A. G. Baca, B. A. Klein, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, E. A. Douglas, C. A. Stephenson, T. R. Fortune, and R. J. Kaplar, *$Al_{0.85}Ga_{0.15}N/Al_{0.70}Ga_{0.30}N$ High Electron Mobility Transistors with Schottky Gates and Large On/Off Current Ratio over Temperature*, ECS J. Solid State Sci. Technol. **6**, Q161 (2017).

[118] S. Muhtadi, S. M. Hwang, A. Coleman, F. Asif, G. Simin, M. Chandrashekhar, and A. Khan, *High Electron Mobility Transistors With $Al_{0.65}Ga_{0.35}N$ Channel Layers on Thick AlN/Sapphire Templates*, IEEE Electron Device Lett. **38**, 914 (2017).

[119] A. G. Baca, B. A. Klein, J. R. Wendt, S. M. Lepkowski, C. D. Nordquist, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, E. A. Douglas, and R. J. Kaplar, *RF Performance of Al0.85Ga0.15N/Al0.70Ga0.30N High Electron Mobility Transistors With 80-Nm Gates*, IEEE Electron Device Letters **40**, 17 (2019).

[120] H. Xue, C. H. Lee, K. Hussian, T. Razzak, M. Abdullah, Z. Xia, S. H. Sohel, A. Khan, S. Rajan, and W. Lu, *$Al_{0.75}Ga_{0.25}N/Al_{0.6}Ga_{0.4}N$ Heterojunction Field Effect Transistor with f_T of 40 GHz*, Appl. Phys. Express **12**, 066502 (2019).

[121] B. A. Klein, E. A. Douglas, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, V. M. Abate, T. R. Fortune, and A. G. Baca, *Enhancement-Mode $Al_{0.85}Ga_{0.15}N/Al_{0.7}Ga_{0.3}N$ High Electron Mobility Transistor with Fluorine Treatment*, Appl. Phys. Lett. **114**, 112104 (2019).

[122] W. Zhang, X. Liu, L. Fu, J. Zhang, S. Zhao, and Y. Hao, *Investigation of Threshold Voltage Shift and Gate Leakage Mechanisms in Normally off AlN/Al0.05Ga0.95N HEMTs on Si Substrate*, AIP Advances **10**, 115015 (2020).

[123] I. Abid, J. Mehta, Y. Cordier, J. Derluyn, S. Degroote, H. Miyake, and F. Medjdoub, *AlGaN Channel High Electron Mobility Transistors with Regrown Ohmic Contacts*, Electronics **10**, 635 (2021).

[124] B. A. Klein et al., *AlGaN High Electron Mobility Transistor for High-Temperature Logic*, Journal of Microelectronics and Electronic Packaging **20**, 1 (2023).

[125] S. P. Grabowski, M. Schneider, H. Nienhaus, W. Mönch, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, *Electron Affinity of AlGaN (0001) Surfaces*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2503 (2001).

[126] T. Nanjo, M. Takeuchi, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, Y. Tokuda, and Y. Aoyagi, *Remarkable Breakdown Voltage Enhancement in AlGaN Channel High Electron Mobility Transistors*, Appl. Phys. Lett. **92**, 263502 (2008).

[127] H. Tokuda, M. Hatano, N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, and M. Kuzuhara, *High Al Composition AlGaN-Channel High-Electron-Mobility Transistor on AlN Substrate*, Appl. Phys. Express **3**, 121003 (2010).

[128] N. Yafune, S. Hashimoto, K. Akita, Y. Yamamoto, H. Tokuda, and M. Kuzuhara, *AlN/AlGaN HEMTs on AlN Substrate for Stable High-temperature Operation*, Electron. Lett. **50**, 211 (2014).

[129] A. G. Baca, A. M. Armstrong, A. A. Allerman, B. A. Klein, E. A. Douglas, C. A. Sanchez, and T. R. Fortune, *High Temperature Operation of $Al_{0.45}Ga_{0.55}N/Al_{0.30}Ga_{0.70}N$ High Electron Mobility Transistors*, ECS J. Solid State Sci. Technol. **6**, S3010 (2017).

[130] E. A. Douglas, B. Klein, A. A. Allerman, A. G. Baca, T. Fortune, and A. M. Armstrong, *Enhancement-Mode AlGaN Channel High Electron Mobility Transistor Enabled by p-AlGaN Gate*, Journal of Vacuum Science & Technology B **37**, 021208 (2019).

[131] X. Li, W. Zhang, M. Fu, J. Zhang, H. Jiang, Z. Guo, Y. Zou, R. Jiang, Z. Shi, and Y. Hao, *AlGaN Channel MIS-HEMTs with a Very High Breakdown Electric Field and Excellent High-Temperature Performance*, IEICE Electron. Express **12**, 20150694 (2015).

[132] M. Hatano et al., *Comparative High-Temperature DC Characterization of HEMTs with GaN and AlGaN Channel Layers*, CS MANTECH Conference 101 (2010).

[133] P. H. Carey, S. J. Pearton, F. Ren, A. G. Baca, B. A. Klein, A. A. Allerman, A. M. Armstrong, E. A. Douglas, R. J. Kaplar, and P. G. Kotula, *Operation Up to 500 °C of $Al_{0.85}Ga_{0.15}N/Al_{0.7}Ga_{0.3}N$ High Electron Mobility Transistors*, IEEE J. Electron Devices Soc. **7**, 444 (2019).

[134] P. Ferrandis, M. Charles, C. Gillot, R. Escoffier, E. Morvan, A. Torres, and G. Reimbold, *Effects of Negative Bias Stress on Trapping Properties of AlGaN/GaN Schottky Barrier Diodes*, Microelectronic Engineering **178**, 158 (2017).

[135] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization* (John Wiley & Sons, 2015).

[136] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3. ed (Wiley-Interscience, Hoboken, NJ, 2007).

[137] M. Shur, B. Gelmont, and M. Asif Khan, *Electron Mobility in Two-Dimensional Electron Gas in AIGaN/GaN Heterostructures and in Bulk GaN*, J. Electron. Mater. **25**, 777 (1996).

[138] J. H. Davies, *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors: An Introduction*, Transferred to digital print (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2009).

[139] P. Blood and J. W. Orton, *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron States* (Acad. Pr, London, 1992).

[140] S. Weiss and R. Kassing, *Deep Level Transient Fourier Spectroscopy (DLTFS)—A Technique for the Analysis of Deep Level Properties*, Solid-State Electronics **31**, 1733 (1988).

[141] S. Birner, *Modeling of Semiconductor Nanostructures and Semiconductor-Electrolyte Interfaces*, 1. Aufl (Verein zur Förderung des Walter Schottky Instituts der Technischen Universität München, Garching b. München, 2011).

[142] M. J. Wang, B. Shen, F. J. Xu, Y. Wang, J. Xu, S. Huang, Z. J. Yang, K. Xu, and G. Y. Zhang, *High Temperature Dependence of the Density of Two-Dimensional Electron Gas in Al0.18Ga0.82N/GaN Heterostructures*, Appl. Phys. A **88**, 715 (2007).

[143] R. S. Smith, *Electrical Characterization of GaAs Materials and Devices. By D. C. Look, Wiley, Chichester 1989, 280 Pp., ISBN 0-471-93573-5*, Vol. 5 (1993).

[144] B. K. Ridley, B. E. Foutz, and L. F. Eastman, *Mobility of Electrons in Bulk GaN and AlxGa1ÀxNÕGaN Heterostructures*, 8 (n.d.).

[145] D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B. K. Ridley, and W. J. Schaff, *The Effect of Interface-Roughness and Dislocation Scattering on Low Temperature Mobility of 2D Electron Gas in GaN/AlGaN*, Semicond. Sci. Technol. **19**, 427 (2004).

[146] S. Gökden, R. Baran, N. Balkan, and S. Mazzucato, *The Effect of Interface Roughness Scattering on Low Field Mobility of 2D Electron Gas in GaN/AlGaN Heterostructure*, Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures **24**, 249 (2004).

[147] M. N. Gurusinghe, S. K. Davidsson, and T. G. Andersson, *Two-Dimensional Electron Mobility Limitation Mechanisms in Al x Ga 1 − x N / GaN Heterostructures*, Phys. Rev. B **72**, 045316 (2005).

[148] M. Miyoshi, T. Egawa, and H. Ishikawa, *Study on Mobility Enhancement in MOVPE-Grown AlGaN/AlN/GaN HEMT Structures Using a Thin AlN Interfacial Layer*, Solid-State Electronics **50**, 1515 (2006).

[149] J. Zhang, Y. Hao, J. Zhang, and J. Ni, *The Mobility of Two-Dimensional Electron Gas in AlGaN/GaN Heterostructures with Varied Al Content*, Sci. China Ser. F-Inf. Sci. **51**, 780 (2008).

[150] B. K. Ridley, B. E. Foutz, and L. F. Eastman, *Mobility of Electrons in Bulk GaN and AlGaN/GaN Heterostructures*, Phys. Rev. B **61**, 16862 (2000).

[151] D. K. Ferry, S. M. Goodnick, and J. Bird, *Transport in Nanostructures* (n.d.).

[152] D. Jena, A. C. Gossard, and U. K. Mishra, *Dislocation Scattering in a Two-Dimensional Electron Gas*, Appl. Phys. Lett. **76**, 1707 (2000).

[153] G. Bastard, *Energy Levels and Alloy Scattering in InP-In (Ga)As Heterojunctions*, Appl. Phys. Lett. **43**, 591 (1983).

[154] B. L. Gelmont, M. Shur, and M. Stroscio, *Polar Optical-phonon Scattering in Three- and Two-dimensional Electron Gases*, Journal of Applied Physics **77**, 657 (1995).

[155] G. Dutta, N. DasGupta, and A. DasGupta, *Gate Leakage Mechanisms in AlInN/GaN and AlGaN/GaN MIS-HEMTs and Its Modeling*, IEEE Trans. Electron Devices **64**, 3609 (2017).

[156] G. Dutta, S. Turuvekere, N. Karumuri, N. DasGupta, and A. DasGupta, *Positive Shift in Threshold Voltage for Reactive-Ion- Sputtered Al_2O_3 /AlInN/GaN MIS-HEMT*, IEEE Electron Device Lett. **35**, 1085 (2014).

[157] R. M. Wallace and G. D. Wilk, *High-κ Dielectric Materials for Microelectronics*, Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences **28**, 231 (2003).

[158] M. Hua, C. Liu, S. Yang, S. Liu, K. Fu, Z. Dong, Y. Cai, B. Zhang, and K. J. Chen, *Characterization of Leakage and Reliability of SiN_x Gate Dielectric by Low-Pressure Chemical Vapor Deposition for GaN-Based MIS-HEMTs*, IEEE Trans. Electron Devices **62**, 3215 (2015).

[159] J. Robertson and B. Falabretti, *Band Offsets of High K Gate Oxides on III-V Semiconductors*, J. Appl. Phys. (2014).

[160] F.-C. Chiu, *A Review on Conduction Mechanisms in Dielectric Films*, Advances in Materials Science and Engineering **2014**, 1 (2014).

[161] I. Abid, R. Kabouche, C. Bougerol, J. Pernot, C. Masante, R. Comyn, Y. Cordier, and F. Medjdoub, *High Lateral Breakdown Voltage in Thin Channel AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors on AlN/Sapphire Templates*, Micromachines **10**, 690 (2019).

[162] L. Polenta, Z.-Q. Fang, and D. C. Look, *On the Main Irradiation-Induced Defect in GaN*, Appl. Phys. Lett. **76**, 2086 (2000).

[163] Z.-Q. Fang, D. C. Look, J. Jasinski, M. Benamara, Z. Liliental-Weber, and R. J. Molnar, *Evolution of Deep Centers in GaN Grown by Hydride Vapor Phase Epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **78**, 332 (2001).

[164] Z. Fang, G. Farlow, B. Claflin, and D. Look, *Deep Centers in Conductive and Semi-Insulating GaN*, in *13th International Conference on Semiconducting and Insulating Materials, 2004. SIMC-XIII-2004.* (2004), pp. 29–36.

[165] P. Ferrandis, M. El-Khatib, M.-A. Jaud, E. Morvan, M. Charles, G. Guillot, and G. Bremond, *Gate Length Effect on Trapping Properties in AlGaN/GaN High-Electron-Mobility Transistors*, Semicond. Sci. Technol. **34**, 045011 (2019).

[166] Z.-Q. Fang, D. C. Look, W. Kim, Z. Fan, A. Botchkarev, and H. Morkoç, *Deep Centers in N-GaN Grown by Reactive Molecular Beam Epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **72**, 2277 (1998).

[167] Z.-Q. Fang, D. C. Look, P. Visconti, D.-F. Wang, C.-Z. Lu, F. Yun, H. Morkoç, S. S. Park, and K. Y. Lee, *Deep Centers in a Free-Standing GaN Layer*, Appl. Phys. Lett. **78**, 2178 (2001).

[168] D. Haase, M. Schmid, W. Kürner, A. Dörnen, V. Härle, F. Scholz, M. Burkard, and H. Schweizer, *Deep-level Defects and N-type-carrier Concentration in Nitrogen Implanted GaN*, Appl. Phys. Lett. **69**, 2525 (1996).

[169] Z.-Q. Fang, D. C. Look, and L. Polenta, *Dislocation-Related Electron Capture Behaviour of Traps in n-Type GaN*, J. Phys.: Condens. Matter **14**, 13061 (2002).

[170] G. A. Umana-Membreno, T. B. Fehlberg, S. Kolluri, D. F. Brown, G. Parish, B. D. Nener, S. Keller, U. K. Mishra, and L. Faraone, *Mobility Spectrum Analysis of Anisotropic Electron Transport in N-Polar GaN/AlGaN Heterostructures on Vicinal Sapphire Substrates*, Microelectronic Engineering **88**, 1079 (2011).

[171] G. A. Umana-Membreno, T. B. Fehlberg, S. Kolluri, D. F. Brown, S. Keller, U. K. Mishra, B. D. Nener, L. Faraone, and G. Parish, *Two-Dimensional Electron Gas Transport Anisotropy in N-Polar GaN/AlGaN Heterostructures*, Applied Physics Letters **98**, 222103 (2011).

[172] A. Konar, T. Fang, N. Sun, and D. Jena, *Anisotropic Charge Transport in Nonpolar GaN Quantum Wells: Polarization Induced Line Charge and Interface Roughness Scattering*, Phys. Rev. B **82**, 193301 (2010).

[173] S. Kolluri, S. Keller, D. Brown, G. Gupta, S. Rajan, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, *Influence of AlN Interlayer on the Anisotropic Electron Mobility and the Device Characteristics of N-Polar AlGaN/GaN Metal-Insulator-Semiconductor-High Electron Mobility Transistors Grown on Vicinal Substrates*, Journal of Applied Physics **108**, 074502 (2010).

[174] N. Nakamura, K. Furuta, X. Q. Shen, T. Kitamura, K. Nakamura, and H. Okumura, *Electrical Properties of MBE-Grown AlGaN/GaN HEMT Structures by Using 4H-SiC (0001) Vicinal Substrates*, Journal of Crystal Growth **301–302**, 452 (2007).

[175] F. Peiró, J. C. Ferrer, A. Cornet, J. R. Morante, M. Beck, and M. A. Py, *Correlation of Electrical Anisotropies of HEMT Devices with Defect Distribution and InGaAs Well Roughness*, Materials Science and Engineering: B **44**, 325 (1997).

[176] M. Beck and M. Ilegems, *Influence of Growth Conditions on Mobility and Anisotropy of In/Sub y/Ga/Sub 1-y/As/In/Sub 0.52/Al/Sub 0.48/As/InP HEMTs with Y=0.53 to 0.80*, in *Proceedings of 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials* (1996), pp. 97–100.

[177] T. Schweizer, K. Köhler, W. Rothemund, and P. Ganser, *Highly Anisotropic Electron Mobilities of GaAs/In0.2Ga0.8As/Al0.3Ga0.7As Inverted High Electron Mobility Transistor Structures*, Applied Physics Letters **59**, 2736 (1991).

[178] T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, E. Yagyu, K. Yoshiara, and Y. Tokuda, *Comparison of Characteristics of AlGaN Channel HEMTs Formed on SiC and Sapphire Substrates*, Electron. Lett. **45**, 424 (2009).

[179] S. Hashimoto, K. Akita, T. Tanabe, H. Nakahata, K. Takeda, and H. Amano, *Study of Two-Dimensional Electron Gas in AlGaN Channel HEMTs with High Crystalline Quality*, Phys. Status Solidi (c) **7**, 1938 (2010).

[180] R. Elwaradi, J. Mehta, T. H. Ngo, M. Nemoz, C. Bougerol, F. Medjdoub, and Y. Cordier, *Effects of GaN Channel Downscaling in AlGaN–GaN High Electron Mobility Transistor Structures Grown on AlN Bulk Substrate*, Journal of Applied Physics **133**, 145705 (2023).

[181] A. Nishikawa, K. Kumakura, T. Akasaka, and T. Makimoto, *Critical Electric Fields of AlGaN in AlGaN-Based Vertical Conducting Diodes on -SiC Substrates*, Superlattices and Microstructures **40**, 332 (2006).

[182] S. Bajaj, T.-H. Hung, F. Akyol, D. Nath, and S. Rajan, *Modeling of High Composition AlGaN Channel High Electron Mobility Transistors with Large Threshold Voltage*, Appl. Phys. Lett. **105**, 263503 (2014).

[183] M. E. Coltrin, A. G. Baca, and R. J. Kaplar, *Analysis of 2D Transport and Performance Characteristics for Lateral Power Devices Based on AlGaN Alloys*, ECS J. Solid State Sci. Technol. **6**, S3114 (2017).

[184] P. Reddy et al., *High Gain, Large Area, and Solar Blind Avalanche Photodiodes Based on Al-Rich AlGaN Grown on AlN Substrates*, Applied Physics Letters **116**, 081101 (2020).

[185] S. W. Kaun, P. G. Burke, M. Hoi Wong, E. C. H. Kyle, U. K. Mishra, and J. S. Speck, *Effect of Dislocations on Electron Mobility in AlGaN/GaN and AlGaN/AlN/GaN Heterostructures*, Applied Physics Letters **101**, 262102 (2012).

[186] M. Hatano, N. Yafune, H. Tokuda, Y. Yamamoto, S. Hashimoto, K. Akita, and M. Kuzuhara, *Superior DC and RF Performance of AlGaN-Channel HEMT at High Temperatures*, IEICE Trans. Electron. **E95.C**, 1332 (2012).

[187] M. Miyoshi, S. Fujita, and T. Egawa, *Numerical and Experimental Analyses of Two-Dimensional Electron Mobility in Al(In,Ga)N/AlGaN Heterostructures*, Appl. Phys. Express **8**, 051003 (2015).

[188] X. Weng, S. Raghavan, J. D. Acord, A. Jain, E. C. Dickey, and J. M. Redwing, *Evolution of Threading Dislocations in MOCVD-Grown GaN Films on (111) Si Substrates*, Journal of Crystal Growth **300**, 217 (2007).

[189] J. Xiong, J. Tang, T. Liang, Y. Wang, C. Xue, W. Shi, and W. Zhang, *Characterization of Crystal Lattice Constant and Dislocation Density of Crack-Free GaN Films Grown on Si(111)*, Applied Surface Science **257**, 1161 (2010).

[190] J. M. Mánuel, F. M. Morales, R. García, R. Aidam, L. Kirste, and O. Ambacher, *Threading Dislocation Propagation in AlGaN/GaN Based HEMT Structures Grown on Si (111) by Plasma Assisted Molecular Beam Epitaxy*, Journal of Crystal Growth **357**, 35 (2012).

[191] K. Leung, A. F. Wright, and E. B. Stechel, *Charge Accumulation at a Threading Edge Dislocation in Gallium Nitride*, Appl. Phys. Lett. **74**, 2495 (1999).

[192] T. Ando, A. B. Fowler, and F. Stern, *Electronic Properties of Two-Dimensional Systems*, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982).

[193] M. E. Coltrin and R. J. Kaplar, *Transport and Breakdown Analysis for Improved Figure-of-Merit for AlGaN Power Devices*, Journal of Applied Physics **121**, 055706 (2017).

[194] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *Band Parameters for III–V Compound Semiconductors and Their Alloys*, Journal of Applied Physics **89**, 5815 (2001).

[195] D. Jena, S. Heikman, J. S. Speck, A. Gossard, U. K. Mishra, A. Link, and O. Ambacher, *Magnetotransport Properties of a Polarization-Doped Three-Dimensional Electron Slab in Graded AlGaN*, Phys. Rev. B **67**, 153306 (2003).

[196] E. Bellotti, F. Bertazzi, and M. Goano, *Alloy Scattering in AlGaN and InGaN: A Numerical Study*, Journal of Applied Physics **101**, 123706 (2007).

[197] M. V. Fischetti and S. E. Laux, *Band Structure, Deformation Potentials, and Carrier Mobility in Strained Si, Ge, and SiGe Alloys*, Journal of Applied Physics **80**, 2234 (1996).

[198] S. Rajan, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, H. Xing, and D. Jena, *Electron Mobility in Graded AlGaN Alloys*, Appl. Phys. Lett. **88**, 042103 (2006).

[199] J. Singhal, R. Chaudhuri, A. Hickman, V. Protasenko, H. G. Xing, and D. Jena, *Toward AlGaN Channel HEMTs on AlN: Polarization-Induced 2DEGs in AlN/AlGaN/AlN Heterostructures*, APL Materials **10**, 111120 (2022).

[200] S. K. O'Leary, B. E. Foutz, M. S. Shur, U. V. Bhapkar, and L. F. Eastman, *Monte Carlo Simulation of Electron Transport in Wurtzite Aluminum Nitride*, Solid State Communications **105**, 621 (1998).

[201] M. D. McCluskey, N. M. Johnson, C. G. Van de Walle, D. P. Bour, M. Kneissl, and W. Walukiewicz, *Metastability of Oxygen Donors in AlGaN*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4008 (1998).

[202] S. B. Lisesivdin, S. Acar, M. Kasap, S. Ozcelik, S. Gokden, and E. Ozbay, *Scattering Analysis of 2DEG Carrier Extracted by QMSA in Undoped Al $_{0.25}$ Ga $_{0.75}$ N/GaN Heterostructures*, Semicond. Sci. Technol. **22**, 543 (2007).

[203] S. B. Lisesivdin, A. Yildiz, N. Balkan, M. Kasap, S. Ozcelik, and E. Ozbay, *Scattering Analysis of Two-Dimensional Electrons in AlGaN/GaN with Bulk Related Parameters Extracted by Simple Parallel Conduction Extraction Method*, Journal of Applied Physics **108**, 013712 (2010).

[204] D. Jena, S. Heikman, J. S. Speck, U. K. Mishra, A. Link, and O. Ambacher, *Magnetotransport Measurement of Effective Mass, Quantum Scattering Time, and Alloy Scattering Potential of Polarization-doped 3D Electron Slabs in graded-AlGaN*, Phys. Stat. Sol. (c) 2339 (2003).

[205] L. Rigutti, L. Mancini, D. Hernández-Maldonado, W. Lefebvre, E. Giraud, R. Butté, J. F. Carlin, N. Grandjean, D. Blavette, and F. Vurpillot, *Statistical Correction of Atom Probe Tomography Data of Semiconductor Alloys Combined with Optical Spectroscopy: The Case of Al0.25Ga0.75N*, Journal of Applied Physics **119**, 105704 (2016).

[206] L. Rigutti, B. Bonef, J. Speck, F. Tang, and R. A. Oliver, *Atom Probe Tomography of Nitride Semiconductors*, Scripta Materialia **148**, 75 (2018).

[207] L. Rigutti et al., *Statistical Nanoscale Study of Localised Radiative Transitions in GaN/AlGaN Quantum Wells and AlGaN Epitaxial Layers*, Semicond. Sci. Technol. **31**, 095009 (2016).

[208] B. Bonef, M. Laurent, S. Keller, and U. K. Mishra, *Atom Probe Tomography Quantification of Alloy Fluctuations in (Al,In,Ga)N*, Microsc Microanal **23**, 716 (2017).

[209] T.-J. Yang, R. Shivaraman, J. S. Speck, and Y.-R. Wu, *The Influence of Random Indium Alloy Fluctuations in Indium Gallium Nitride Quantum Wells on the Device Behavior*, Journal of Applied Physics **116**, 113104 (2014).

[210] E. Kuokstis, W. H. Sun, M. Shatalov, J. W. Yang, and M. Asif Khan, *Role of Alloy Fluctuations in Photoluminescence Dynamics of AlGaN Epilayers*, Applied Physics Letters **88**, 261905 (2006).

[211] D. N. Nath, Z. C. Yang, C.-Y. Lee, P. S. Park, Y.-R. Wu, and S. Rajan, *Unipolar Vertical Transport in GaN/AlGaN/GaN Heterostructures*, Applied Physics Letters **103**, 022102 (2013).

[212] M. A. Laurent, G. Gupta, D. J. Suntrup, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, *Barrier Height Inhomogeneity and Its Impact on (Al,In,Ga)N Schottky Diodes*, Journal of Applied Physics **119**, 064501 (2016).

[213] E. Simoen, D. Visalli, M. Van Hove, M. Leys, and G. Borghs, *A Deep-Level Analysis of Ni–Au/AlN/(1 1 1) p^+-Si Metal–Insulator–Semiconductor Capacitors*, J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 475104 (2011).

[214] A. Broniatowski, A. Blosse, P. C. Srivastava, and J. C. Bourgoin, *Transient Capacitance Measurements on Resistive Samples*, Journal of Applied Physics **54**, 2907 (1983).

[215] S. Ganguly, A. Konar, Z. Hu, H. Xing, and D. Jena, *Polarization Effects on Gate Leakage in InAlN/AlN/GaN High-Electron-Mobility Transistors*, Applied Physics Letters **101**, 253519 (2012).

[216] S. A. Jauss, K. Hallaceli, S. Mansfeld, S. Schwaiger, W. Daves, and O. Ambacher, *Reliability Analysis of LPCVD SiN Gate Dielectric for AlGaN/GaN MIS-HEMTs*, IEEE Trans. Electron Devices **64**, 2298 (2017).

[217] A. Fontserè, A. Pérez-Tomás, M. Placidi, P. Fernández-Martínez, N. Baron, S. Chenot, Y. Cordier, J. C. Moreno, P. M. Gammon, and M. R. Jennings, *Temperature Dependence of Al/Ti-Based Ohmic Contact to GaN Devices: HEMT and MOSFET*, Microelectronic Engineering **88**, 3140 (2011).

[218] Z. H. Liu, S. Arulkumaran, and G. I. Ng, *Temperature Dependence of Ohmic Contact Characteristics in AlGaN/GaN High Electron Mobility Transistors from −50 to 200 °C*, Applied Physics Letters **94**, 142105 (2009).

[219] D. Qiao, L. S. Yu, L. Jia, P. M. Asbeck, S. S. Lau, and T. E. Haynes, *Transport Properties of the Advancing Interface Ohmic Contact to AlGaN/GaN Heterostructures*, Applied Physics Letters **80**, 992 (2002).

[220] S. J. Duffy, B. Benbakhti, K. Kalna, M. Boucherta, W. D. Zhang, N. E. Bourzgui, and A. Soltani, *Strain-Reduction Induced Rise in Channel Temperature at Ohmic Contacts of GaN HEMTs*, IEEE Access **6**, 42721 (2018).

Liste des publications et conférences

Liste des publications

J. Mehta, I. Abid, **J. Bassaler**, J. Pernot, P. Ferrandis, M. Nemoz, Y. Cordier, S. Rennesson, S. Tamariz, F. Semond, and F. Medjdoub, « High Al-content AlGaN channel high electron mobility transistors on silicon substrate », e-Prime - Advances in Electrical Engineering, Electronics and Energy, 3 (2023), 100114; https://doi.org/10.1016/j.prime.2023.100114

J. Bassaler, R. Comyn, C. Bougerol, Y. Cordier, F. Medjdoub, and P. Ferrandis, « Transport properties of a thin GaN channel formed in an $Al_{0.9}Ga_{0.1}N$/GaN heterostructure grown on AlN/sapphire template », Journal of Applied Physics 131, 124501 (2022); https://doi.org/10.1063/5.0077107

E. Bedel Pereira, **J. Bassaler**, H. Laval, J. Holec, R. Monflier, F. Mesnilgrente, L. Salvagnac, E. Daran, B. Duployer, C. Tenailleau, A. Gourdon, A. Jancarik, and I. Séguy, « Benzohexacene guide in accurate determination of field effect carrier mobilities in long acenes », RSC Adv., 2022, 12, 671 ; https://doi.org/10.1039/D1RA07808A

Liste des conférences

Présentations orales

J. Bassaler, J. Mehta, L. Konczewicz, S. Juillaguet, S. Contreras, M. Nemoz, S. Tamariz, S. Rennesson, F. Semond, Y. Cordier, J. Pernot, F. Medjdoub, and P. Ferrandis, « High temperature stability of electron mobility in AlGaN channel heterostructures with different Al fractions », International Conference on Nitride Semiconductors (ICNS), Fukuoka, 2023

J. Bassaler, J. Mehta, I. Abid, L. Konczewicz, S. Juillaguet, S. Contreras, M. Nemoz, S. Tamariz, S. Rennesson, F. Semond, Y. Cordier, J. Pernot, F. Medjdoub, and P. Ferrandis, « Exploring gate leakage mechanisms in AlGaN channel high electron mobility transistors as a function of Al composition, gate stack configuration, and temperature », E-MRS Fall, Varsovie, 2023 / Young Researcher Award

J. Bassaler, J. Mehta, I. Abid, L. Konczewicz, S. Juillaguet, S. Contreras, M. Nemoz, S. Tamariz, S. Rennesson, F. Semond, Y. Cordier, J. Pernot, F. Medjdoub, and P. Ferrandis, « Investigation of electron mobility in AlGaN channel heterostructures with different Al content », E-MRS Spring, Strasbourg, 2023 / Young Researcher Award

J. Bassaler, R. Comyn, C. Bougerol, Y. Cordier, F. Medjdoub, and P. Ferrandis, « Anisotropic mobility in $Al_{0.9}Ga_{0.1}N$/GaN heterostructure with thin GaN on AlN/sapphire template », WOCSDICE-EXMATEC (WE), Ponta Delgada, 2022

Présentation de posters

J. Bassaler, J. Mehta, I. Abid, L. Konczewicz, S. Juillaguet, S. Contreras, S. Rennesson, S. Tamariz, M. Nemoz, F. Semond, J. Pernot, F. Medjdoub, Y. Cordier, and P. Ferrandis, « Impact of defects in an $Al_{0.60}Ga_{0.40}N$ channel high electron mobility transistor grown on a Si (111) substrate », E-MRS Fall, Varsovie, 2023

J. Bassaler, J. Mehta, I. Abid, L. Konczewicz, S. Juillaguet, S. Contreras, S. Rennesson, S. Tamariz, M. Nemoz, F. Semond, J. Pernot, F. Medjdoub, Y. Cordier, and P. Ferrandis, « Temperature dependence of transport properties in AlGaN channel heterostructures », International Workshop on Nitride Semiconductors (IWN), Berlin, 2022

J. Bassaler, R. Comyn, C. Bougerol, Y. Cordier, F. Medjdoub, and P. Ferrandis, « Defect analysis of a thin channel AlGaN/GaN transistor », Material Research Society (MRS) Fall, Boston, 2021

Résumé de thèse

La demande croissante en énergie exige la création de nouvelles infrastructures, et le développement de l'électronique de puissance joue un rôle clé dans cette quête. L'utilisation de semi-conducteurs à large bande interdite s'avère être la voie la plus prometteuse pour concevoir des composants plus performants. Bien que les transistors à haute mobilité électronique (HEMT) à base de GaN sur silicium soient déjà commercialisés, ils montrent une nette dégradation de leurs performances à des températures élevées. Les HEMT à canal AlGaN sur silicium offrent la possibilité de repousser ces limites tout en proposant des coûts de fabrication moindres par rapport aux composants SiC.

Dans un premier temps, une hétérostructure AlGaN/GaN/AlN avec un canal très mince a été étudiée. L'analyse des propriétés de transport dans cette hétérostructure par effet Hall a révélé une mobilité électronique relativement faible, associée à une anisotropie en fonction de l'orientation cristalline. Cette constatation a été appuyée par une analyse structurelle de l'empilement de couches, ainsi que par la détection de défauts électriquement actifs, renforçant ainsi les conclusions obtenues par effet Hall. De plus, les modèles de diffusion des porteurs de charge ont montré que la rugosité d'interface constituait le principal mécanisme limitant la mobilité électronique.

Par la suite, une analyse des propriétés de transport électronique dans les hétérostructures à canal AlGaN a été effectuée. Sur la base de modèles physiques, les compositions optimales en Al pour les couches d'AlGaN ont été déterminées. L'impact de la fraction d'Al dans le canal AlGaN sur la mobilité électronique a été étudié expérimentalement par effet Hall. Ces résultats expérimentaux ont été comparés aux modèles physiques pour identifier les facteurs limitants de la mobilité. Le désordre d'alliage est le principal mécanisme limitant dans ces structures, mais son impact est moins prononcé que ce qui est attendu. Les observations indiquent également une dégradation des propriétés de transport moins sévère par rapport aux hétérostructures à canal GaN. Toutefois, la passivation des structure sur substrat Si avec une couche de SiN semble limiter la stabilité des propriétés de transport à haute température.

Une étude des défauts électriquement actifs par spectroscopie de transitoire de niveaux profonds (DLTS) dans une couche d'AlN épitaxiée sur un substrat Si (111) a été réalisée pour évaluer la qualité de cette couche qui influence la qualité globale de l'hétérostructure. Deux groupes distincts de pièges ont été détectés et laissent supposer qu'ils correspondent à des zones différentes dans la structure AlN/Si. Une analyse des défauts a également été conduite sur une hétérostructure à canal AlGaN réalisée sur un substrat silicium. Deux niveaux d'énergie attribués

à un seul piège ont été détectés et sont responsables de la diminution de la densité d'électrons dans le 2DEG à basse température.

Enfin, la dégradation des performances des transistors en fonction de la température a été évaluée selon la fraction d'Al du canal AlGaN ainsi qu'en fonction du substrat (Si et AlN) et de la structure de grille. Si l'augmentation de la fraction d'Al dans le canal induit une réduction du courant à l'état passant, cela permet aussi de réduire le courant à l'état bloqué et d'obtenir une meilleure stabilité en température des performances. Les mécanismes responsables des courants de fuite de grille ont été identifiés en comparant les modèles aux résultats expérimentaux. Il apparait que l'augmentation de la fraction d'Al permet en effet de réduire l'intensité de ces mécanismes.

En conclusion, les HEMT à canal AlGaN sur substrat Si (111) présentent une stabilité thermique des performances à l'état passant supérieure ainsi qu'une amélioration significative de l'état bloqué. Ces composants possèdent donc un excellent potentiel pour les applications à haute tension et haute température.

Thesis summary

The increasing demand for energy requires the development of new and suitable infrastructure, and the advancement of power electronics plays a pivotal role in addressing this need. Utilizing wide-bandgap semiconductors, due to their superior physical properties compared to silicon, emerges as the most promising avenue for designing high-performance components. While high electron mobility transistors (HEMT) based on GaN on silicon are already commercialized, they exhibit substantial performance degradation at elevated temperatures. HEMTs with AlGaN channels on silicon offer the potential to overcome these limitations while also offering lower production costs compared to SiC devices.

Initially, an AlGaN/GaN/AlN heterostructure with an ultrathin channel was investigated. The objective was to enhance the breakdown voltage of the structure by minimizing the impact of the GaN channel. An analysis of the transport properties in this heterostructure using Hall effect measurements revealed relatively low electron mobility, coupled with anisotropy depending on the crystal orientation. This finding was substantiated by a structural analysis of the layer stack and the detection of electrically active defects, further supporting the conclusions drawn from the Hall effect measurements. Furthermore, charge carrier diffusion models indicated that interface roughness constituted the primary limiting mechanism for electron mobility.

Subsequently, an analysis of the electronic transport properties in AlGaN channel heterostructures was performed. Based on physical models, the optimal Al compositions for the AlGaN layers were determined. The impact of the aluminum fraction in the AlGaN channel on electronic mobility was experimentally studied through Hall effect measurements. These experimental results were compared to physical models to identify the limiting factors of mobility. Alloy disorder is the primary limiting mechanism in these structures, but its impact is less pronounced than expected. Observations also indicate a milder degradation of transport properties compared to GaN channel heterostructures, thus demonstrating superior thermal stability. However, passivating structures on Si substrates with a SiN layer appear to limit the stability of transport properties at high temperatures.

A study of electrically active defects through deep level transient spectroscopy (DLTS) in an epitaxial AlN layer on a Si (111) substrate was conducted to assess the quality of this layer, which influences the overall quality of the heterostructure. Two distinct groups of traps were detected, suggesting they correspond to different regions in the AlN/Si structure. Defect analysis was also conducted on an Al-rich AlGaN channel heterostructure grown on a silicon

substrate. Two energy levels attributed to a single trap were detected and are responsible for the reduction in electron density in the 2DEG at low temperatures.

Finally, the degradation of transistor performance with temperature was assessed based on the aluminum fraction in the AlGaN channel, substrate choice (Si and AlN), and gate structure. Increasing the aluminum fraction in the channel not only led to a reduction in on-state current but also reduced off-state leakage current, resulting in improved thermal stability of performance. The mechanisms responsible for gate leakage currents were identified by comparing models with experimental results, revealing that increasing the aluminum fraction effectively reduces the intensity of these mechanisms.

In conclusion, AlGaN channel HEMTs on Si (111) substrates exhibit superior thermal stability of on-state performance and a significant enhancement of off-state blocking characteristics. These devices thus hold excellent potential for high-voltage and high-temperature applications.