

N° d'ordre : 4354

THESE

Présentée à l'Université Lille 1 Sciences et Technologies

École Doctorale Sciences pour l'Ingénieur

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité : MICROONDES & MICROTECHNOLOGIES

par

Jean-Claude GERBEDOEN

**Conception et réalisation technologique de transistors de la filière HEMTs AlGaIn/GaN
sur substrat silicium pour l'amplification de puissance hyperfréquence**

Soutenue le 17 Mars 2009 devant la commission d'examen

Membres du jury :

Mr. Gilles DAMBRINE

Mr. Frédéric ANIEL

Mr. Abdallah OUGAZZADEN

Mr. Jean-Claude DE JAEGER

Mr. Ali SOLTANI

Mr. Yvon Cordier

Mr. François REPTIN

Président du jury

Rapporteur

Rapporteur

Directeur de thèse

Co-directeur de thèse

Examineur

Examineur

REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse de doctorat a été réalisé dans le cadre d'un contrat européen, intitulé KORRIGAN et a été financé par la DGA. Il a été effectué au sein de l'équipe "Composants et Dispositifs Microondes de Puissance" de l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) de Lille.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements et ma reconnaissance à Monsieur Alain CAPPY, directeur du laboratoire centrale IEMN, pour m'y avoir accueilli.

Je remercie Monsieur Gilles DAMBRINE, professeur à l'Université des Sciences et Technologie de Lille d'avoir accepté de faire partie des membres du jury de soutenance.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur Frédéric ANIEL, Professeur à l'Institut d'Electronique Fondamental et à Monsieur Abdallah OUGAZZADEN, Professeur à l'Université de Metz et Directeur de l'Unité Mixte international à Georgia Tech Lorraine, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter ce travail.

Je remercie également Monsieur Yvon CORDIER, Chargé de Recherche habilité au CRHEA et à Monsieur François REPTIN, responsable scientifique à la Délégation Générale pour l'Armement, pour avoir accepté d'examiner ce travail.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude, ainsi que mes plus vifs remerciements, à Monsieur Jean-Claude DE JAEGER, Professeur à l'Université des Sciences et de Technologie de Lille, pour la confiance qu'il m'a accordé en m'accueillant dans son équipe, pour les nombreuses discussions scientifiques et pour son soutien depuis mon master recherche.

Ce travail a été mené sous la co-direction scientifique de Monsieur Ali SOLTANI, Maître de Conférences à l'Université des Sciences et de Technologie de Lille (IEMN). Je lui exprime toute ma gratitude pour avoir su instaurer entre nous un climat d'amitié ce qui a rendu mes années passées à l'IEMN très agréables et très fructueuses. Je lui suis d'autant plus reconnaissant pour ses qualités et sa rigueur scientifique. Je le remercie pour son investissement, sa disponibilité, son attention, sa patience et ses encouragements sans faille. Il m'a enseigné la précision et la rigueur dans la rédaction des textes scientifiques. Son expérience m'a permis de donner à cette thèse l'homogénéité nécessaire et son immuable gentillesse a été pour moi un réconfort et une aide précieuse.

Je tiens à remercier particulièrement nos "fournisseurs" d'épitaxies sans lesquelles je n'aurai pas pu réaliser une once de ce travail, c'est-à-dire Y. CORDIER et H. LAHRECHE de PICOGIGA.

Ce travail a été réalisé avec l'aide de M. Mattalah pour le traitement des données des mesures par PLS³, A. Telia pour toutes nos discussions scientifiques, B. Abdallah pour les photos et les interprétations HRTEM et A. TAHRINI pour son aide sur l'écriture au masqueur électronique.

Je tiens à remercier particulièrement D. Troadec pour les coupes de transistor et les préparations TEM au FIB ainsi que D. Deresmes pour les mesures C-AFM.

Une attention particulière à M. Moreau pour sa gentillesse et les mesures par photoluminescence, M. Rousseau pour les simulations MC et sans oublier le personnel de la centrale de techno : C. Boyaval, D. Vandermoëre, C. Coinon, A. Fattorini, A. Leroy, J. Lemaître, P. Tilmant, M. François, Y. Deblock, F. Vaurette, M. Muller, C. Legrand, H. Desré, B. Grimbert, S. Godey, L. Fugère.

Je remercie vivement le personnel de la centrale de caractérisation : E. Delos, D. Ducatteau, C. Gaquière, S. Lepilliet pour les mesures à froid et J. Defontaine.

Mes remerciements vont également à mes collègues et amis, Nicolas D., Maghnia, Hassan-Ali, Salim, Sanae, Brahim, Vanessa, Laurianne, Estelle, Nicolas W., Aurélien, Andrey, Arnaud, Cyrille, Sophie V. et toutes celles et ceux que j'ai certainement oublié, pour leurs amitiés et pour tous les bons moments passés en leurs compagnies.

Mes derniers remerciements s'adressent à ma femme Laurence, à ma famille et plus particulièrement à ma mère, mon père, mon frère, et mes grands-parents.

SOMMAIRE

Introduction Générale.....	1
----------------------------	---

CHAPITRE 1 :

PROPRIETES DES MATERIAUX III-N ET DES TRANSISTORS A LARGE BANDE INTERDITE

1. Introduction	7
Partie 1 : Les matériaux III-N	7
2. Principales propriétés des semiconducteurs III-N à large bande interdite	7
2.2 Structure de bandes	9
2.3 Propriétés thermiques.....	11
2.4 Propriétés de transport électronique en régime stationnaire	12
2.5 Propriétés de transport électronique non-stationnaire	13
2.6 Effets des polarisations dans le cristal.....	16
2.6.1 Polarisation spontanée	16
2.6.2 Polarisation piézoélectrique	17
2.7 Dopage du GaN et AlN.....	18
2.8 Origine des défauts dans le GaN	19
3. Techniques de croissance des matériaux nitrures à LBI	20
3.1 Technique EPVOM, HVPE, MOCVD.....	20
3.2 Technique EJM.....	21
4. Les substrats utilisés pour la croissance de GaN	21
4.1 Le Saphir	22
4.2 Le Silicium	22
4.3 Le Carbure de Silicium	23
4.4 Les substrats reportés : SopSiC et SiCopSiC.....	23
4.5 Le substrat diamant.....	24
5. Le ternaire $Al_mGa_{1-m}N$	24
Partie 2 : Propriétés des transistors HEMTs.....	25
6. Présentation des différents transistors de puissance	25
6.1 Transistors à effet de champ	25
6.1.1 Le MESFET	25
6.1.2 Le HEMT	25
6.1.3 Le MISHEMT.....	25
7. L'hétérojonction $Al_mGa_{1-m}N/GaN$.....	25
7.1. Origine physique.....	25
7.2. Etude structurale	26
7.3. Propriétés physiques	27
7.3.1 Polarités dans une hétérostructure	27
7.3.2 Calcul de la densité de charges surfacique	29
A. Exemple d'application à une structure obtenue par EJM	30
7.3.3 Origine des électrons dans le puits 2D.....	32
7.3.4 Calcul de la densité d'électrons n_s dans le canal 2DEG	32
A. Intégration de l'équation de Poisson	33
B. Résolution de l'équation de Schrödinger	34
a. Régime de faible inversion.....	35
b. Régime d'inversion modéré.....	36
c. Régime de forte inversion.....	36
7.3.5 Influence du taux d'aluminium et de la polarisation de grille sur n_s	37
7.3.6 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn dopé sur n_s	37
7.3.7 Influence du dopage de la couche barrière AlGaIn sur n_s	38
7.3.8 Influence de l'épaisseur de la barrière AlGaIn sur la tension seuil V_{TH}	39

7.3.9 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn sur n_s du 2DEG	39
7.3.10 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn sur la tension de seuil	41
7.3.11 Influence du taux d'aluminium dans la couche barrière AlGaIn sur la tension de seuil.....	42
7.4. Effet de la relaxation du réseau.....	43
7.4.1 Evolution de n_s en fonction de la fraction molaire d'aluminium m	43
7.4.2 Influence de la couche de cap GaN et de l'espaisseur AlN sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN.....	44
8. Modèle électromécanique	48
8.1 Modèle standard et relation entre contraintes et déformations.....	48
8.2 Modèle électromécanique couplée au champ électrique.....	49
8.3. Effet de la relaxation du réseau cristallin	52
8.4. Résultats et interprétations.....	54
8.4.1. Etude de la déformation transversale v_{zz} en fonction de la fraction molaire m	54
8.4.2 Variation du champ électrique en fonction de la fraction molaire m.....	54
8.4.3. Dépendance du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire m	55
8.4.4 Variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaIn	56
8.4.5 Ecart sur la déformation élastique en fonction de la fraction molaire d'aluminium m.....	56
8.4.6 Effet de la polarisation spontanée sur l'écart en déformation Δ en fonction de la fraction molaire m	56
8.5. Effet de la relaxation du réseau.....	57
8.5.1 Effet de relaxation du réseau sur la déformation v_{xx} en fonction du taux d'aluminium m	57
8.5.2 Effet de la relaxation du réseau sur la déformation transversale v_{zz} en fonction de m.....	57
8.5.3 Effet de la relaxation du réseau sur le champ électrique en fonction de m.....	58
8.5.4 Effet de la relaxation du réseau sur le potentiel électrostatique en fonction de m.....	58
8.5.5. Effet de la relaxation du réseau sur la densité des électrons induite par la polarisation piézoélectrique	59
9. Limitations des composants	60
9.1 Contrainte technologique liée à la grille Schottky.....	60
9.2 Ionisation par impact.....	60
9.3 Influence des pièges	60
9.4 Effet de l'auto-échauffement	61
9.5. Mécanismes de diffusion dans les HEMTs AlGaIn/GaN	63
10. Etat de l'art sur HEMTs AlGaIn/GaN.....	63
11. Définition des pièges et techniques utilisées pour les caractériser	64
11.1 Etat des lieux et définition concernant les pièges	64
11.2 Description des processus en photoluminescence	66
11.3 Techniques de caractérisation des pièges	67
11.3.1 La photoluminescence	67
11.3.2 Technique PLS ³	68
12. Conclusion	68
Références bibliographiques	70

CHAPITRE 2 : TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS

Introduction.....	79
Partie 1: Présentation des principales étapes.....	80
1. Les marques d'alignement	80
2. Les contacts ohmiques	80
3. L'isolation des composants.....	80
3.1 Généralités.....	80
3.2. Isolation par implantation He ⁺	81
3.3. Lithographie pour isolation par implantation	82
4. Le fossé de grille	82
5. Technologie de grille	83
6. Passivation	85
6.1 Passivations Si ₃ N ₄ et SiO ₂	85
6.2 Diélectriques high-k	86

6.2.1. Quelques généralités	86
6.2.2. ZnO	87
6.2.3. Oxyde de zirconium.....	88
6.2.4. Nitrure de bore.....	89
A. Analyse XPS.....	90
7. Plots d'épaissements	91
Partie 2 : Gravure du GaN	91
8. Présentation des bâtis de plasmas	91
8.1 Reactive Ion Etching.....	91
8.2 Plasma haute densité	92
8.3 Autres réacteurs plasma	93
9. Gravure sèche.....	94
9.1 Gravure IBE	94
9.2 Gravure ICP	94
10. Gravure humide du GaN.....	97
10.1 Gravure photoélectrochimique	97
10.2 Gravure humide	98
10.3 Digital etching	98
11. Vitesse de Gravure des différentes résines	100
12. Vitesse de gravure des diélectriques utilisés.....	100
Partie 3 : Améliorations apportées à la technologie des HEMTs.....	101
13. Les contacts ohmiques	101
13.1. Optimisation de la résistance de contact.....	102
13.1.1. Optimisation de la procédure de recuit	102
13.1.2. Optimisation de la profondeur de gravure au moyen d'un fossé de contact ohmique.....	104
13.1.3. Effet de l'épaisseur du schéma de métallisation.....	105
13.2. Contact ohmique à base de Ta.....	105
14. Effets de proximité - masqueur électronique.....	106
14.1 Le masqueur électronique	107
14.2 Les résines électroniques.....	108
14.3 Les solvants	108
14.4 Les révélateurs	109
14.5 Paramètres d'exposition	109
14.6. Effet de proximité	110
14.6.1 Définition.....	110
14.6.2 La fonction de proximité	111
14.6.3 Méthodes utilisées pour calculer les paramètres de proximité.....	111
A. Méthode de Doughnuts Shaped.....	111
B. Méthode du lift-off.....	114
14.6.4 Détermination de la vitesse de révélation	115
14.6.5 Comparaison des modèles : Empiriques & Skeleton.....	117
14.6.6 Simulateur du profil de résines	118
15. Réalisation technologique des grilles	120
15.1 Grille en Té	120
A. Grille en Té avec bicouche	120
B. Grille en Té avec tricouche.....	121
15.2 Grille nitrure.....	123
A. Grille nitrure standard	123
B. Grille nitrure à tête décollée	124
15.3. Choix de la métallisation de la grille	125
Partie 4 : Réalisation de FP-HEMT et FP-MISHEMT	126
16. Description de l'étude	126
16.1. Masques utilisés.....	127
16.2. Description du procédé technologique des transistors avec Fieldplate	128
17. Transistors HEMT avec <i>Fieldplate</i> (FP-HEMT).....	129
18. Transistors MISHEMT avec <i>Fieldplate</i> (FP-MISHEMT) avec ZrO_2 et Si_3N_4	130
Conclusion	131
Références bibliographiques	131

CHAPITRE 3 :

FORMATION ET ANALYSE DES CONTACTS OHMIQUES ET SCHOTTKY SUR SEMICONDUCTEURS A BASE DE GAN - INTRODUCTION AUX FP-HEMT ALGAN/GAN -

1. Introduction	137
Partie 1 : Contact ohmique	138
2. Analyse de la formation d'un contact ohmique sur AlGaN	138
2.1 Formation du contact ohmique	138
2.2 Modèle à deux couches	150
2.3 Etude du comportement en température dans le cas où l'interface reste abrupte	151
2.3.1. Cas de l'implantation ionique constituée d'une jonction abrupte	153
2.3.2. Cas du recuit seul	153
2.4 Application aux contacts ohmiques.....	155
2.4.1. Cas du contact ohmique par implantation	155
2.4.2. Cas du contact ohmique après recuit	156
3. Modélisation des contacts ohmiques	158
3.1 Modèle à deux couches : TLM	158
3.2 Description du modèle à trois couches : TLTLM	159
3.3 Structure expérimentale.....	161
3.4 Comparaison des résultats obtenus sur deux HEMTs AlGaN/GaN par les modèles TLM et TLTLM	161
3.5. Application de la méthode TLM et TLTLM aux couches recessées.....	164
4. Conclusion sur le contact ohmique	167
Partie 2 : Contact Schottky	167
5. Introduction	167
5.1 Détermination de la hauteur de barrière Schottky	168
5.2 Effet du taux d'aluminium dans $Al_mGa_{1-m}N$ sur la hauteur de barrière Schottky	171
5.2-a Hauteur de barrière Schottky dans le MESFET	172
5.2-b Hauteur de barrière dans le HEMT	173
5.2-c Hauteur de barrière en présence d'une concentration d'électrons finie dans le canal.....	174
5.3 Effet du décalage du niveau de Fermi sur la hauteur de barrière Schottky	176
5.4 Effet de la polarité sur la hauteur de barrière Schottky	177
5.5 Evaluation de la hauteur de barrière dans le cas d'une hétérostructure AlGaN/GaN avec un cap GaN	178
5.6 Effet de la contrainte en surface sur la hauteur de barrière Schottky	180
5.7 Effet de l'épaisseur du métal sur le comportement de la Schottky	181
5.8 Effet de la passivation sur le comportement de la Schottky	181
5.8.1 Effet de la contrainte	182
5.8.2 Effet des charges de surface	184
6. Conclusion sur le contact Schottky	187
Partie 3 : La technologie Fieldplate	187
7. La technologie Fieldplate (FP-HEMT)	187
7.1 Présentation	187
7.2 Principe de fonctionnement	188
7.3. Simulations	189
7.3.1. Optimisation semi-analytique du FP en grille Gamma	190
7.3.2. Simulation en régime statique	193
7.3.2. Simulation en petit signal	195
7.4. Données bibliographiques	196
7.4.1. Configurations et topologies de <i>Fieldplate</i>	196
8. Conclusion sur l'impact "théorique" de l'électrode de <i>FieldPlate</i>	197
Références bibliographiques.....	198

CHAPITRE 4 :
OPTIMISATION DU CONTACT SCHOTTKY - CARACTERISATION EN PUISSANCE HYPERFREQUENCE
DES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP A BASE DE GAN

Introduction.....	205
Partie 1. Optimisation et analyse du contact Schottky sur AlGaIn/GaN	206
1.1 Effet du recuit et du prétraitement sur le comportement de la Schottky sur substrat Si par évaporation.	206
1.2. Analyse TEM de la grille Schottky (Mo/Au).....	208
1.3. Caractérisation matériau TiN	209
1.4. Etude du contact Schottky TiN sur AlGaIn/GaN	211
1.4.1. Optimisation du contact TiN sur AlGaIn/GaN	212
A. Effet de l'épaisseur de la couche de TiN.....	212
B. Effet de la température de recuit et de la passivation.....	213
C. Effet du prétraitement de surface.....	214
D. Effet de la longueur de grille.....	215
E. Effet de la contrainte.....	216
1.5. Analyse du contact Schottky TiN/Au sur AlGaIn/GaN (L446)	217
1.5.1 Mesures électriques $C(V,\omega)$ et $I(V,T)$	217
1.5.2. Propriétés de transport du contact Schottky TiN sur AlGaIn/GaN (L446)	217
1.5.3 Mesures HRTEM et DRX	220
1.5.4 Analyse XPS	221
A. Décomposition du pic de Ti_{2p}	222
B. Décomposition du pic de Al_{2p}	225
C. Décomposition du pic de Ga_{3d}	226
D. Décomposition du pic de $Ga_{2p_{3/2}}$	228
E. Décomposition du pic de N_{1s}	229
F. Décomposition du pic de O_{1s}	229
G. Conclusion sur l'analyse XPS.....	231
H. Mécanisme de formation du contact Schottky.....	231
1.5.5 Application de la PLS ³ au contact Schottky TiN/Au (couche L446)	232
2. Grilles nitrures sur Si (111)	234
2.1. Mesures statiques.....	234
2.2. Mesures hyperfréquences	235
2.3. Mesures pulsées	235
Partie 2 : Etude des différentes topologies de HEMTs avec FieldPlate (FP-HEMT)	236
3.1. Mesures statiques relatives au masque FieldPlate.....	236
3.1.1. Topologie 1.....	236
3.1.2. Topologie 2.....	238
3.1.3. Topologie 3.....	238
3.1.4. Topologie 4.....	239
3.1.5. Topologie 5.....	239
3.2. Caractéristiques hyperfréquence dans le cas de la topologie 1	239
3.3. Tension de claquage en présence d'un FP	240
3.4. Mesure en DC pulsé	241
4. Spectroscopie PLS ³	242
4.1. Photoluminescence.....	242
A. Exemple de composants étudiés par PLS ³	242
B. Caractérisation des défauts par PLS ³	244
4.2. Application de la PLS³ à la structure MIS SiN/n-GaN.....	249
Partie 3 : MISHEMT sur Si (111) (couche PTC139)	251
5. MISHEMT avec diélectrique Si_3N_4	251
5.1. Mesures statiques et hyperfréquences	251
6. MOSHEMT avec diélectrique ZrO_2	253

SOMMAIRE

6.1. Effet du recuit sur le diélectrique de grille.....	253
6.2. Mesures statiques et hyperfréquences	255
7. MISHEMT avec diélectrique hBN.....	255
7.1. Mesures Statiques.....	256
7.2. Caractérisation des pièges de surface avec la passivation hBN.....	258
A. Etude par spectroscopie PLS ³	258
Partie 4 : Grilles nitrures décollées sur Si (001).....	259
8.1. Mesures statiques.....	260
8.2. Mesures hyperfréquences	261
8.3. Mesures pulsées	261
8.4. Mesures en puissance hyperfréquence	262
9. Conclusion	263
Référence bibliographique	265
Conclusion Générale.....	267
Perspectives.....	271
Annexes.....	273

LISTE DES SYMBOLES ET ABREVIATIONS

A^*	Constante de Richardson
a_{AlGaN}	Paramètre de maille de AlGaN
AG	Algorithme Génétique
a_{GaN}	Paramètre de maille de GaN
AlN	Nitruure d'aluminium
AlGaN	Alliage nitruure gallium aluminium
Al_2O_3	Saphir
A_1	Mode optique longitudinal (LO)
BC	Bande de conduction
BI	Bande interdite
BN	Composé nitruure de bore
B_{rad}	Coefficient de recombinaison radiative
BTS	Bias-Thermal-Stress
BV	Bande de valence
c	Vitesse de la lumière
cBN	Nitruure de bore cubique
cC	Carbone cubique ou diamant
CCD	Charge Coupled Detector
C_i	Capacité de l'isolant
C_n	Coefficient de capture des électrons
C_p	Coefficient de capture des trous
C_{SC}	Capacité du semi-conducteur
$C(V)$	Caractéristique capacité-tension
C_0	Capacité en régime de déplétion
C_{13}, C_{33}	Constantes élastiques
d	Diamètre du spot laser
d_{cap}	Epaisseur du cap
ddp	Différence de potentiel
DETR	Diode à effet tunnel résonant
d_i	Epaisseur de l'isolant
DIGS	Disorder Induced Gap State
D_{it}	Densité d'états d'interface
D_{it0}	Densité d'états d'interface minimale
DLTS	Deep Level Transient Spectroscopy
D_p	Coefficient de diffusion des trous
DOS	Density of states
DRX	X-ray diffraction
DUV	Deep UltraViolet
E	Energie
EDS	Energy Dispersive Spectroscopy
E_a	Energie d'activation
E_{0a}	Niveau énergétique du centre accepteur
E_c	Energie du niveau le plus bas de la BC loin de l'interface

E_{CNL}	Energie du niveau de neutralité de charge
E_{d}	Niveau énergétique du niveau donneur profond
E_{0d}	Niveau énergétique du centre donneur
E_{F}	Energie du niveau de Fermi dans le semi-conducteur
E_{Fn}	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les électrons
E_{Fp}	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les trous
E_{Fs}	Energie du niveau de Fermi à la surface du semi-conducteur
E_{g}	Energie de la bande interdite
E_{i}	Niveau d'énergie intrinsèque loin de l'interface
E_{int}	Champ électrique interne
E_{it}	Niveau énergétique d'un état de surface dans la bande interdite
e_{n}	Taux d'émission des pièges
EPVOM	Epitaxie en phase vapeur d'organo-métalliques
E_{s}	Champ électrique en surface
EUV	Extreme UltraViolet
E_{V}	Energie du niveau le plus haut de la BV loin de l'interface
E_{0}	Première sous-bande de conduction dans le gaz 2D
E_{2}	Mode optique transversal (TO)
e_{31}, e_{33}	Coefficients piézoélectriques
f	Facteur de division de courant
F	Quasi-niveau moyen de Fermi
FE	Effet tunnel assisté par effet de champ
FEF	Fitting Error Function
FF	Function d'adaptation
FIB	Focused Ion Beam
FP	FieldPlate
f_{ss}	Fonction d'occupation des états de surface
G	Taux de génération des paires électrons-trous
GaAs	Arséniure de gallium
GaN	Nitride de gallium
h	Constante de Planck
hBN	Nitride de bore hexagonal
HEMT	Transistor à haute mobilité électronique
HF	Haute fréquence
HPHT	Haute pression haute température
I_{DS}	Courant drain-source
$I_{\text{G,leak}}$	Courant de fuite
I_{gr}	Courant de génération ou de recombinaison
I_{gr0}	Courant génération ou recombinaison de saturation
I_{n}	Densité de courant des électrons
InP	Composé Phosphore d'indium
I_{p}	Densité de courant des trous
I_{ph}	Photocourant
I_{pL}	Intensité de photoluminescence
IR	InfraRouge
I_{RP}	Courant de fuite de la diode
IS	Interface Isolant/Semi-conducteur
I_{te}	Courant de l'effet thermoionique
I_{te0}	Courant thermoionique de saturation
I_{tu}	Courant de l'effet tunnel
I_{tu0}	Courant tunnel de saturation
$I(V)$	Caractéristique courant-tension

L_{DS}	Distance drain-source
LEDs	Light Emitting Diodes
L_{FP}	Longueur du field plate
L_G	Longueur de grille
L_{GD}	Distance grille-drain
L_t	Longueur de transfert
MBE	Epitaxie par jets moléculaires
MESFET	Transistor Métal/Semi-conducteur à effet de champ
MIGS	Metal Induced Gap State
MIS	Métal/Isolant/Semi-conducteur
MISFET	Transistor Métal/Isolant/Semi-conducteur à effet de champ
MISHEMT	Transistor Métal/Isolant/Semi-conducteur à haute mobilité électronique
m_n^*	Masse effective de l'électron
MOCVD	Dépôt chimique en phase vapeur d'organométalliques
MOSFET	Transistor Métal/Oxide/Semi-conducteur à effet de champ
m_p^*	Masse effective du trou
MS	Interface Métal/Semi-conducteur
MSM	Métal/Semi-conducteur/Métal
m_0	Masse de l'électron dans le vide
n	Concentration d'électrons libres dans le semi-conducteur
N_2	Diazote
N^*	Dopage résiduel
N_A	Densité des accepteurs
N_A^-	Densité des accepteurs ionisés
N_C	Densité d'états effective dans la bande de conduction
ND	NanoDiamant
N_D	Densité des donneurs
N_D^+	Densité des donneurs ionisés
N_d	Dopage de la couche ternaire AlGaN
n_i	Concentration intrinsèque d'électrons dans le semi-conducteur
nid	Non intentionnellement dopé
N_{it}	Concentration des états d'interface
n_s	Concentration d'électrons à l'interface
$N_{surface}$	Densité surfacique
n_T	Densité de piège occupé par un électron
N_T	Concentration des centres de recombinaison loin de l'interface
N_{Ts}	Concentration des centres de recombinaison à l'interface
N_T^+	Concentration des défauts profonds ionisés
N_V	Densité d'états effective dans la bande de valence
n_0	Concentration d'électrons libres dans le substrat loin de l'interface
N_0	Surdopage à la surface
n_1	Concentration d'électrons dans le cas où $E_F = E_T$
O_N	Impureté Oxygène en site azote
p	Concentration des trous libres dans le semi-conducteur
PACVD	Plasma Assisted Chemical Vapor Deposition
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
p_i	Concentration intrinsèque de trous dans le semi-conducteur
PL	Photoluminescence
PLS ³	Photoluminescence Surface State Spectroscopy
P_{opt}	Puissance de la lumière optique
P_{pz}	Polarisation piézoélectrique
p_s	Concentration de trous à l'interface
P_{sp}	Polarisation spontanée

p_T	Densité de piège occupé par un trou
p_0	Concentration des trous libres dans le substrat loin de l'interface
p_1	Concentration de trous dans le cas où $E_F=E_T$
q	Charge élémentaire de l'électron
Q_{FC}	Charge fixe en surface
Q_{SC}	Charge en surface du semi-conducteur
Q_{SS}	Charge des états de surface
Q_{it}	Charge piégée par les états d'interface
L_p	Longueur de diffusion des trous
k_B	Constante de Boltzmann
LBI	Large Bande Interdite
L_D	Longueur de Debye
R	Photoréponse
R_C	Résistance de contact
R_e	Résistance à l'extrémité du contact
RF	Radio fréquence
R_f	Résistance carrée à la limite du contact
R_G	Résistance de grille
R_{GS}	Résistance grille-source
R_p	Résistance parallèle à la diode
R_s	Coefficient de réflexion
R_{sa}	Résistance carrée de la couche active
R_{Sdiode}	Résistance série de la diode
R_{sh}	Résistance <i>sheet</i> du SC en dehors du contact
R_{sk}	Résistance carrée de l'interface métal/SC
R_{su}	Résistance carrée de la couche non réactive
R_T	Résistance totale
RTA	Rapid Thermal Annealing
RX	Rayons X
$r(x)$	Degré de relaxation en fonction du taux d'aluminium x
r^2	Coefficient de corrélation
S	Surface
SC	Semi-conducteur
S_{eff}	Vitesse de recombinaison effective en surface en $x=W$
SEM	Scanning Electron Microscopy
Si	Silicium
SiC	Carbure de silicium
Si_{Ga}	Impureté silicium en site gallium
SiN	Nitride de silicium
SiO_2	Oxide du silicium
SMR	Spectromètre MicroRaman
SRH	Shockley-Read-Hall
SRV	Surface Recombination Velocity
t	Epaisseur totale de la structure
T	Température
TE	Effet thermoionique
TEGFET	Transistor à effet de champ à gaz d'électrons bidimensionnel
TFE	Effet tunnel assisté thermiquement par effet de champ
TRM	Thru-Reflect-Match
σ_{sp}	Polarisation spontanée
σ_{xx}	Contrainte biaxiale de la couche dans le plan parallèle au substrat
σ_{2DEG}	Densité du gaz 2D

TiN	Nitride de titane
TLM	Transmission Line Model
TLTLM	Tri-Layer Transmission Line Model
U	Taux de recombinaison des porteurs
U_{Aug}	Taux de recombinaison Auger
U_{cn}	Taux de capture d'un électron sur le centre de recombinaison d'énergie E_T
U_{cp}	Taux de capture d'un trou sur le centre de recombinaison d'énergie E_T
UDM	Unified Defect Model
U_{en}	Taux d'émission de l'électron capturé dans la bande de conduction
U_{ep}	Taux d'émission du trou capturé dans la bande de valence
U_n	Taux de recombinaison des électrons
U_p	Taux de recombinaison des trous
U_s	Taux de recombinaison des porteurs en surface
U_{SRH}	Taux de recombinaison Shockley-Read-Hall
UV	UltraViolet
V	Potentiel électrique
V_{BD}	Tension de claquage
V_{bi}	Potentiel intrinsèque
V_{BP}	Tension de bande plate pour laquelle $V_s=0$ à la source
V_{DS}	Tension drain-source
V_g	Tension de grille
V_m	Impulsion de polarisation en direct
V_n	Vitesse thermique des électrons
V_N	Lacune d'azote
V_p	Vitesse thermique des trous
V_R	Polarisation inverse
V_s	Potentiel de surface du semi-conducteur
VS	Interface Vide/Semi-conducteur
v_{th}	Vitesse thermique moyenne
V_{th}	Tension de seuil
VUV	Visible UltraViolet
W	Largeur de la zone de déplétion
w-AlN	Nitride d'aluminium wurtzite
w-GaN	Nitride de gallium wurtzite
XPS	Spectroscopie de photoélectrons induits par rayons X
Y_{PL}	Efficacité de photoluminescence
ZCE	Zone de charge d'espace
ZrO ₂	Oxyde de zirconium
α	Coefficient d'absorption
β	Coefficient d'auto-absorption
ΔE_C	Discontinuité de la bande de conduction
Δn	Concentration des électrons en excès
Δp	Concentration des trous en excès
ϵ_i	Constante diélectrique de l'isolant
ϵ_{SC}	Constante diélectrique du semi-conducteur
ϵ_0	Permittivité du vide
ϕ	Densité de flux de photons
ϕ_B	Hauteur de barrière Schottky sous illumination
$\phi_{B,eff}$	Hauteur de barrière effective : hauteur de barrière vue par les électrons du métal
ϕ_{BO}	Hauteur de barrière Schottky à l'obscurité
$\Delta\phi_B$	Chute ou abaissement de la hauteur de barrière
ϕ_0	Densité de flux de photons incidents
ϕ_{Fn}	Différence entre le niveau de Fermi du SC et le niveau de Fermi intrinsèque

ϕ_m	Travail de sortie du métal
ϕ_{mS}	Différence entre le travail de sortie du métal et du SC
λ	Longueur d'onde du laser
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
ν	Fréquence de l'onde
η	Efficacité quantique
ρ	Concentration de charge d'espace
ρ_c	Résistance spécifique de contact
ρ_{Ca}	Résistance spécifique de la couche active
ρ_{Cu}	Résistance spécifique de la couche non réactive
σ	Section efficace de capture moyenne
σ_n	Section efficace de capture des électrons
σ_{ns}	Section efficace de capture des états de surface pour les électrons
σ_p	Section efficace de capture des trous
σ_{ps}	Section efficace de capture des états de surface pour les trous
σ_{pz}	Polarisation piézoélectrique
τ_{rp}	Durée de vie radiative des trous
τ_m	Temps de relaxation du moment
τ_n	Durée de vie des électrons
τ_p	Durée de vie des trous
τ_w	Temps de relaxation de l'énergie
χ_{sc}	Affinité électronique du semi-conducteur

Résines :

PMMA :	Polyméthylméthacrylate (LS : résine moins sensible)
PMGEA :	Propylene glycol monomethyl ether acetate
COPO ou	Polyméthyl(éthacrylate-acéthylate) (HS :résine plus sensible)
P(MMA-MAA) :	
PMGI :	Poly(dimethylglutarimide)
PBS :	Polybutene-1-sulphone
ZEP :	copolymère de chlorométhacrylate et méthyle styrène

Développeurs :

MIBK :	Méthyl isobutyl cétone
EGMEA/ETOH :	ethylene glycol methyl ether acetate/ethyl alcohol
IPA :	Isopropyl alcohol

INTRODUCTION GENERALE

Dès les années 1960, il a été reconnu que l'utilisation de semiconducteurs à large bande interdite pouvait apporter un gain considérable au niveau des performances globales des transistors pour les applications en amplification de puissance hyperfréquence. Il a fallu près de quarante ans pour que ces semiconducteurs, depuis la cristalllogénèse et la synthèse en films minces, jusqu'à celle des procédés technologiques (dopages, gravures et métallisations), atteignent un niveau de maturité suffisant pour que l'on puisse réaliser des démonstrateurs fiables. Historiquement, le premier domaine d'application de ces semiconducteurs à large bande interdite au niveau industriel, a été celui des composants électroluminescents pour la production de lumière pouvant balayer tout le domaine du visible jusqu'au proche UV ($>220\text{nm}$). Aussi, l'usage exponentiel des hyperfréquences dans le domaine des télécommunications au niveau du grand public ainsi que les besoins dans le domaine militaire ne font qu'accroître la demande de ce type de matériau. La disponibilité de ces semiconducteurs à large bande interdite constitue en fait une véritable rupture technologique avec les autres filières de semiconducteurs développées auparavant, d'autant plus que la plupart des résultats obtenus sur des transistors fabriqués avec ces matériaux sous-estiment les potentialités de ces composés III-N. En effet, cette technologie est aujourd'hui pénalisée par la présence de nombreux défauts dont l'origine est autant intrinsèque qu'extrinsèque. Il est donc absolument nécessaire de minimiser leurs impacts si l'on désire aboutir prochainement à la maturité exigée pour un développement industriel. Les nitrures de gallium offrent donc des possibilités technologiques considérables dans le domaine des applications micro et optoélectronique, ce qui explique leur engouement actuel pour la recherche.

Dans le domaine de la microélectronique, les pistes à explorer sont donc nombreuses : comprendre les mécanismes de formation de la grille Schottky, du contact ohmique, maîtriser les techniques appliquées pour réaliser ces métallisations, analyser et maîtriser les prétraitements de surface, définir et étudier la nature du diélectrique de passivation ainsi que les procédés de dépôt correspondant.

Dans ce cadre, cette thèse a pour objectif d'étudier l'ensemble des paramètres physiques liés aux contacts électriques et de quantifier les défauts et leurs signatures dans la structure. Cette première procédure d'analyse, associée aux procédés technologiques utilisés doit laisser espérer la possibilité d'éliminer les sources importantes de pollutions chimiques de la surface extrêmement sensible des composants réalisés.

Côté matériau, le chantier a très vite évolué : amélioration de l'isolation de la couche tampon, réduction du taux de dislocations, meilleur confinement des électrons dans le puits 2D, amélioration de la mobilité des porteurs, réduction de la résistance carrée etc... Actuellement, en France en

particulier, un effort particulier est entrepris pour élaborer de tels composants sur substrats bas coûts.

C'est dans ce contexte en perpétuelle effervescence, que cette thèse a pour objectif d'apporter des éléments de réponse pour mieux appréhender ces SC et leur technologie associée, afin de quantifier certains paramètres physiques responsables de limitations des performances constatées au travers des résultats obtenus.

Ce travail de thèse est structuré en 4 parties. Le premier chapitre est consacré aux rappels des propriétés physiques des nitrures à large bande interdite, à savoir leurs structures cristallographiques ainsi que leurs propriétés de transport électronique obtenues au moyen de simulation Monte Carlo. Les notions de polarisations pyroélectriques sont décrites ainsi que la nature de l'ensemble des défauts existants relatifs au nitrure de gallium (pièges). Le principe de fonctionnement du transistor et la physique du HEMT AlGaIn/GaN sont exposés. Un modèle analytique 1D a été développé permettant d'établir l'influence de chaque couche constituant l'hétérostructure ; il est utilisé afin d'appréhender les paramètres régissant le fonctionnement du transistor, ce qui permet alors de choisir une hétérostructure adéquate. Un état de l'art est dressé sur les dispositifs microélectroniques HEMTs AlGaIn/GaN, passivés ou non, utilisant différents substrats (Si, Al₂O₃ et SiC), et soumis ou non à l'influence d'un plateau de champ (*FieldPlate*). Ce chapitre se termine par les principales limitations des composants et une description des techniques de mesures utilisées dans le cadre de cette thèse.

Le deuxième chapitre est consacré exclusivement aux aspects technologiques et en particulier à l'amélioration des différentes briques de base telles que les contacts ohmique et Schottky sur l'hétérostructure AlGaIn/(AlN)/GaN sur substrat Si(111). Puis nous abordons la fabrication de transistors HEMTs à partir de différentes technologie de grille (grille en Té, grille nitrure et grille nitrure à tête décollée) avec dans certains cas l'utilisation d'une plaque de champ permettant d'améliorer leurs performances en puissance. Différentes topologies et géométries de *FieldPlate* sont réalisées dans le but de pouvoir interpréter son impact sur le claquage des transistors, les paramètres S_{ij} et leurs effets sur les pièges de surface. Un modèle analytique tenant compte des effets de proximité lors d'une écriture au masqueur électronique, a été réalisé et a permis de déterminer les paramètres adéquats afin de réaliser des grilles en Té sub-100nm avec un minimum de tests empiriques. Une étude sur la gravure du GaN par différentes techniques (ICP, IBE, photochimique et *digital etching*) est présentée en vue de réaliser un fossé de grille et/ou de contact ohmique. Enfin, une étude particulière sur des transistors de type MISHEMT, utilisant différents types de passivations innovantes telles que Si₃N₄, ZrO₂ et hBN ont été réalisés, et est présentée afin d'établir leurs potentialités.

Le troisième chapitre présente une analyse des mécanismes de formation et la physique liée aux contacts ohmiques et Schottky nécessaires à la réalisation des transistors. Les caractéristiques de ces contacts sont extrêmement sensibles à la présence de défauts à l'interface MS. C'est pourquoi, un modèle à deux et à trois couches du contact ohmique est utilisé de façon à mieux appréhender la conduction électronique en fonction du fossé de contact ohmique et de son mode de réalisation. Une analyse est présentée afin de définir les mécanismes de conduction en tenant compte des niveaux profonds pour des couches réalisées soit par MBE, soit par MOCVD. Une étude sur

l'optimisation du contact Schottky (réalisée soit par évaporation au canon à électrons, soit par pulvérisation cathodique) est présentée et montre l'influence des prétraitements physico-chimiques, de la passivation et des recuits sur le comportement électrique du contact. Enfin, un paragraphe présente la physique et les simulations relatives à la technologie *FieldPlate* de manière à optimiser le design des transistors.

Le quatrième chapitre regroupe les différentes performances obtenues sur les transistors HEMTs réalisés avec les différentes topologies de *FieldPlate*. Une étude physique de la formation du contact Schottky TiN déposé par pulvérisation cathodique est présentée au moyen d'analyses par XPS, HRTEM, DRX, C-V, I-V et PLS3. Les performances de transistors HEMT avec ce type de grille sont présentées suivi de celles obtenues sur des transistors à grilles isolées (MISHEMT). Les mesures réalisées par technique PLS3 sur différents types d'interfaces, permettent d'établir la signature des pièges et de quantifier les défauts dans la structure. Enfin, l'ensemble des technologies développées dans le cadre de ce travail est appliqué à une hétérostructure AlGa_N/AlN/GaN sur substrat Si(001). Les performances en puissance hyperfréquence obtenues sur cette dernière sont exposées et constituent à l'heure actuelle l'état de l'art sur cette filière.

Chapitre 1

PROPRIETES DES MATERIAUX III-N
ET DES TRANSISTORS A LARGE
BANDE INTERDITE

1

PROPRIETES DES MATERIAUX III-N ET DES TRANSISTORS A LARGE BANDE INTERDITE

1. Introduction

Les matériaux semiconducteurs (SC) III-V sont formés à partir d'éléments de la 3ème et de la 5ème colonne de la classification périodique de Mendeleïev. Parmi tous les composés binaires possibles, formés à partir de ces colonnes, tous n'ont pas le même intérêt potentiel pour l'électronique ou l'optoélectronique. Le nitrure de gallium (GaN) est l'un de ces semiconducteurs binaires. A partir des matériaux III-N, les possibilités de former des matériaux ternaires ou même quaternaires sont multiples. Les matériaux semiconducteurs III-N présentent plusieurs avantages tels qu'une large bande interdite, une grande stabilité chimique, des propriétés mécaniques exceptionnelles mais également d'autres propriétés physiques remarquables. L'étude de leurs propriétés et en particulier de la structure de bande, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. Cette caractéristique est particulièrement utilisée pour détecter des rayonnements fortement énergétiques. Tous les composés comportant du bore, de l'aluminium, de l'azote ou du gallium entrent dans cette catégorie. Ces SC présentent des densités d'états quantiques remarquables, ce qui constitue une propriété indispensable pour élaborer des composants de puissance.

L'objet de ce chapitre est de reporter quelques éléments pertinents connus de la physique concernant les matériaux semiconducteurs de la filière III-N utiles pour notre étude. Nous rappelons dans un premier temps, les propriétés de transport des nitrures III-N à large bande interdite obtenues par simulation Monte Carlo face aux autres semiconducteurs plus conventionnels tels que le silicium et ceux formés à partir des autres binaires III-V à petit gap utilisés usuellement.

Une présentation des différents transistors FET de puissance est présentée avant de développer plus particulièrement la formation et le fonctionnement du transistor HEMT AlGaIn/GaN ainsi que les causes qui limitent les performances de ce type de transistor.

Partie 1 : Les matériaux III-N

2. Principales propriétés des semiconducteurs III-N à large bande interdite

L'intérêt pratique des semiconducteurs III-N est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre, de la même colonne. A partir de la formation des alliages binaires comme le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure d'indium (InN) et d'autres encore, il est possible par exemple d'obtenir des alliages ternaires du type $(B_x, Al_x)Ga_{1-x}N$, $(Al_x, Ga_x)In_{1-x}N$, ou des quaternaires comme Ga_xIn_{1-x} .

$x\text{Al}_y\text{N}_{1-y}$, etc.... La figure I.1 représente les variations de la largeur de bande interdite des alliages possibles à base de nitrures III-N en fonction du paramètre cristallin.

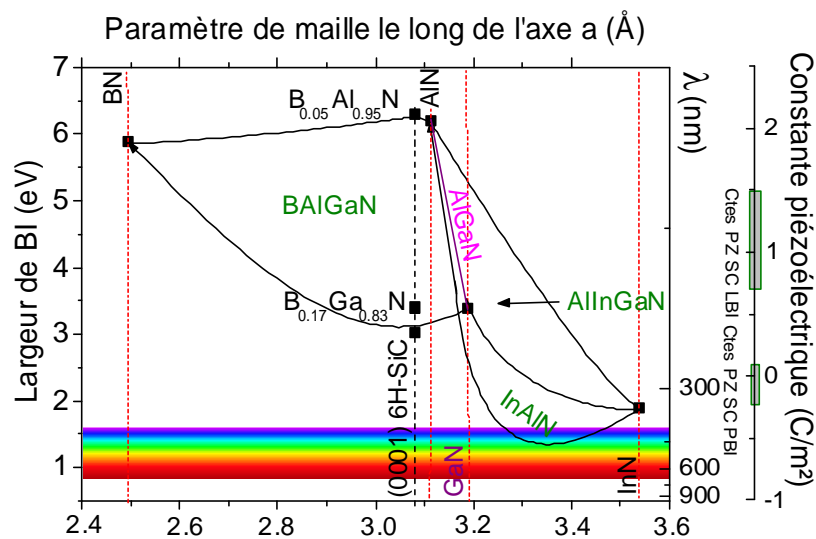


Figure I.1 : Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les alliages III-V à base de nitrures X-N.

Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de bande interdite et les propriétés optiques varient dans une large gamme allant du visible jusqu'aux ultraviolets (V-UV) profonds.

Cependant, une contrainte majeure subsiste quant à l'épitaxie de ces matériaux sous forme de couches minces : le paramètre de maille cristallin du SC doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure I.1 permet d'estimer la composition de tout alliage ternaire ou quaternaire susceptible d'être épitaxié sur un substrat donné accordé en paramètre de maille. Actuellement, une couche de nucléation est nécessaire pour réaliser ces épitaxies puisqu'il n'existe pas ou peu de substrats en GaN. Actuellement, des substrats massifs ou autosupportés sont développés notamment au Japon (Eudyna) et en France (Lumilog). La limite actuelle reste la disposition de matériaux semi-isolants obtenus par compensation ainsi que le coût relativement élevé de ces derniers. Parmi les principaux substrats d'accueil essentiellement utilisés [Si (100 ou 110 ou 111), SiC (nombreuses variétés allotropiques) et Al_2O_3], tous présentent un désaccord en paramètre de maille plus ou moins important. Ce qui a pour effet d'engendrer de nombreux défauts structuraux qui dégradent les propriétés de transport de la couche épitaxiée.

D'autres substrats de support sont en cours d'exploration comme le diamant ou certains matériaux composites innovants tel que le SopSiC et SiCopSiC qui consistent à reporter un matériau monocristallin de Si dans le premier cas ou de SiC dans le second cas sur un substrat d'accueil en SiC polycristallin [1].

Néanmoins, malgré des résultats prometteurs, les alliages (B,Al)GaN à l'exception de GaN, sont encore mal connus et constituent aujourd'hui encore une technologie dont la maturité doit encore être améliorée malgré les progrès récents obtenus dans les grands instituts notamment aux USA et au Japon. Par ailleurs, l'interface entre deux composés différents (hétérojonction), présente dans certains cas des propriétés spécifiques comme la présence d'un gaz d'électrons bidimensionnel qui est mis à profit pour la réalisation de transistors performants, à haute mobilité, en ondes millimétriques (HEMT). L'empilement de couches alternées très minces de deux composés différents peut également faire apparaître des effets quantiques (puits quantiques multiples, super-réseaux) utilisés pour réaliser des modulateurs optiques dans l'IR ou des diodes à effet tunnel résonant (DETR). Ainsi, ces matériaux III-N offrent de multiples possibilités aussi bien pour la

microélectronique de puissance que pour l'optoélectronique par la grande variété des SC réalisables et l'ouverture qu'ils donnent sur la conception de dispositifs totalement innovants par l'ajustement des structures de bandes ("band gap engineering").

2.1 Structure cristalline du GaN et de l'AlN

Le nitrure de gallium cristallise sous deux formes différentes, intéressantes pour la microélectronique mais également pour l'optoélectronique. La première forme cristalline est la plus stable et correspond à la structure hexagonale (structure wurtzite). La seconde, de forme plutôt métastable, est cubique (structure zinc-blende). Les semiconducteurs III-N formés à partir de Al et Ga utilisés dans le cadre de ce travail présentent tous une structure de type hexagonale. Leur réseau cristallin peut se décomposer en deux sous-réseaux wurtzite. La structure wurtzite a une cellule unitaire hexagonale de paramètres de maille $a=0.31878$ et $c=0.5185$ nm à température ambiante (Figure I.2). La cellule élémentaire contient six atomes de chaque type. Elle est composée de deux sous réseaux hexagonaux imbriqués l'un dans l'autre, où chaque type d'atome est décalé suivant l'axe c de $5/8$ de la maille élémentaire.

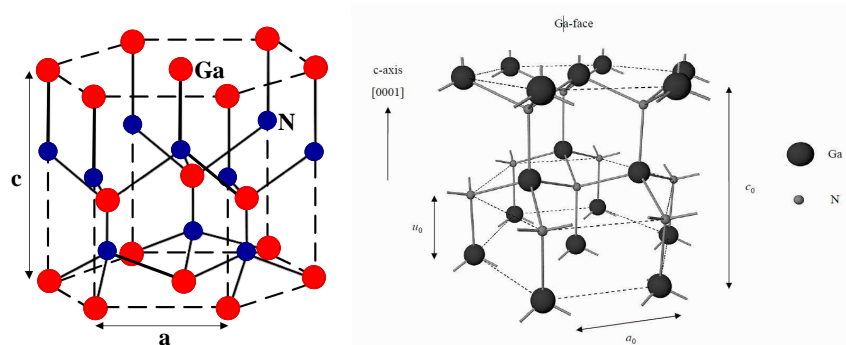


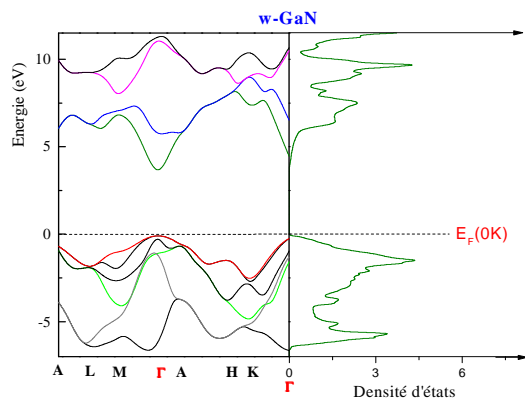
Figure I.2 : Représentation du réseau cristallin du GaN dans sa structure hexagonale de type wurtzite.

2.2 Structure de bandes

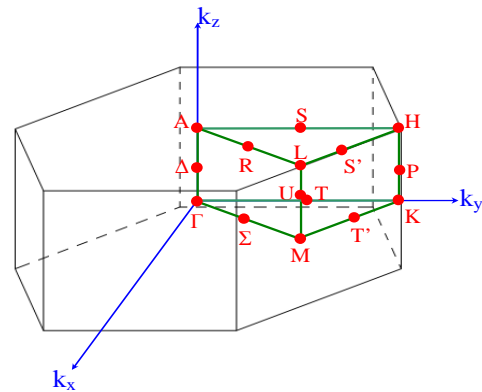
Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons et les trous en fonction de leur vecteur d'onde. On les représente dans l'espace réciproque et, pour simplifier, suivant des directions de plus hautes symétries. La densité d'états est représentée au voisinage de la première zone de Brillouin Γ . Elles se décomposent en bandes de valence et bandes de conduction (Figure I.3). Le maximum de la bande de valence, le minimum de la bande de conduction, et la bande interdite qui les sépare, sont les éléments déterminants dont dépendent les propriétés de transport du semiconducteur. Celles-ci sont réalisées à partir de codes de calcul Monte Carlo auto cohérent [2] et ab-initio développés au laboratoire [3]. Ce traitement numérique est réalisé sur tous les semiconducteurs utilisés dans le cadre de ce travail et permet de donner une description précise de la dynamique des porteurs dans ces dispositifs SC. Le code de calcul est basé sur quatre vallées de conduction (Γ , A, M, K) et sur trois bandes de valence ayant une dispersion isotropique non parabolique. Ce facteur de non parabolicité est utilisé comme paramètre de fit et est ajusté de façon à reproduire une variété de résultats déjà publié. La liste des paramètres significatifs de bande est présentée dans le [tableau I.1](#). Concernant le calcul traduisant les phénomènes de transport, nous avons utilisé le taux de collisions pour les impuretés ionisées, les collisions avec les phonons intra- et intervallée, les phonons acoustiques, l'effet piézoélectrique et les collisions avec les phonons optiques polaires donnés par [4].

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-N considérés. La structure de bande est directe, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de

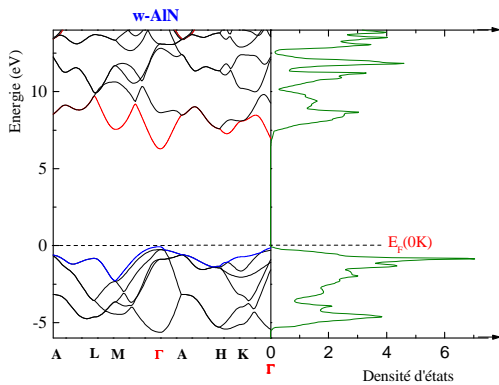
conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin ($k=0$). Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons ayant une faible masse effective, donc très mobiles.



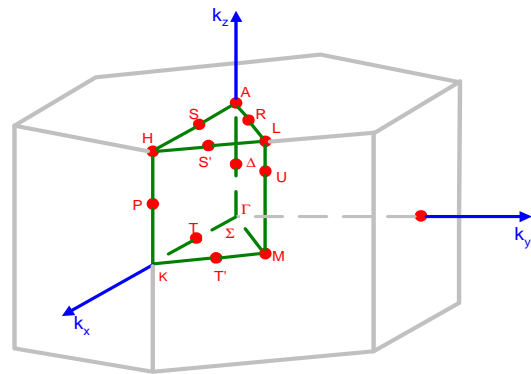
a) Structure de bande et densité d'états du w-GaN



b) Schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal de w-GaN



c) Structure de bande et densité d'états de w-AlN



d) Schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal w-AlN

Figure 1.3 : Structure de bandes de GaN et AlN, avec leur densité d'états associées ainsi que les directions de plus hautes symétries en relation avec leur structure cristalline respective.

Il existe par ailleurs des minima secondaires en bordure de la zone de Brillouin dans la direction L-M (U) et K. Ces minima sont beaucoup plus plats, les électrons y ont une masse effective plus grande et donc une plus faible mobilité. Quant à la largeur de bande interdite, elle augmente lorsque la température diminue. Les principales propriétés physiques des matériaux SC à large bande interdite binaires AlN et GaN, sont regroupées dans le **tableau 1.1** et comparées à celles de Si, GaAs et InP.

Structure cristalline	w-AlN	w-GaN	Si	GaAs	InP
Propriétés matériaux					
Paramètres de maille (Å) selon direction a/selon direction c	3.112 /4.982	3.189 /5.185	5.43071	5.6533	5.8686
Constante diélectrique (ϵ_r)	8.5	8.9	12	11.5	12.1
Affinité électronique (χ)	0.6	4.1	4.05	4.07	4.38
Masse effective des électrons (m_e^*/m_0)	$m_{\Gamma}^*(m_0)$	0.29	1.06	0.066	0.073
	$m_{M}^*(m_0)$	0.40			
	$m_{K}^*(m_0)$	0.42			
	$m_{A}^*(m_0)$	0.33			
Masse effective des trous (m_h^*/m_0)	-	0.8	0.59	0.64	0.87
Densité d'états de la BC N_c ($\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)	0.6	0.22	2.7	0.04	0.05
Densité d'états de la BV N_v ($\times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$)	49	4.6	1.1	1.3	2
Energie des phonons intervallée $\hbar\omega_{ij}$ (eV)	$0.8 \times \hbar\omega_{LO}$	$0.8 \times \hbar\omega_{LO}$	-	-	-
Coefficient de non parabolicité (eV)	α_{Γ}	$(1 - m_{\Gamma}^*)^2 / \epsilon_{\Gamma}$	-	-	-
	α_M	0.029			
	α_K	0.065			
	α_A	0.01			
Energie de vallée (eV)	E_{Γ}	6.2	-	-	-
	E_M	6.7			
	E_K	6.9			
	E_A	8.3			

Propriétés de transport					
Mobilité des électrons μ_n (cm ² /V.s)	300	1000	1350	8600	4500
Mobilité des trous μ_p (cm ² /V.s)	14	200	480	250	100
Vitesse de saturation (cm/s)	1.4×10^7	2×10^7	2.3×10^7	0.9×10^7	3.9×10^7
Propriétés thermiques					
Conductivité thermique (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)	2.85	1.3	1.3	0.46	0.068
Point de fusion (K)	3000	>1700	1683	1513	1335
Coefficient de dilatation thermique ($\times 10^{-6}$ °C ⁻¹ , @ 400°C)	4.2/5.3	5.6/7.7	2.6	5.73	5.1
Stabilité à l'oxydation (°C)	$10^3/1800$	>1000			
Propriétés optiques					
Transparence	DUV-Vis-IR	UV-Vis-IR	IR	IR	IR
Indice de réfraction (@5893Å)	2.3	2.78	4	>3.3	3.6
Energie des phonons $\hbar\omega_{LO}$ (eV)	0.113	0.092			
Bande interdite (@ 300K)	Type de transition	Directe	Directe	Indirecte	Directe
	LBI (eV)	6.1	3.39	1.12	1.43
					1.27
Propriétés électriques					
Résistivité (Ω .cm) (à 300K)	$>10^{14}$	-	$3.2 \cdot 10^5$	$3.3 \cdot 10^8$	$8.6 \cdot 10^7$
Constante diélectrique (@ 1MHz)	8.5	8.9	11.7	12.9	12.5
Champ de claquage (V/cm)	-	5×10^5	3×10^5	4×10^5	5×10^5
SC	n	-	Si, O, C	P, As	Si, Ge
Dopants	p	-	Mg, Fe, C	B, Ga	Be
					Zn, Si, Cu
Propriétés mécaniques					
Vitesse acoustique (10^3 m.s ⁻¹)	6-11	4-8			
Dureté (kg.mm ⁻²)	7	1200-1700	1150	750	460
Module de Young (GPa)	318	150	98	75	71

Tableau I.1 : Récapitulatif de quelques propriétés physiques importantes de différents semiconducteurs AlN, GaN, Si, GaAs et InP @ 300K.

Notons que les propriétés physiques présentées dans le **tableau I.1** dépendent du sens de propagation dans le cristal.

Les matériaux GaN et AlN sont donc des matériaux très prometteurs compte tenu de leurs excellentes propriétés, adéquates pour de nombreuses applications. A titre indicatif, il semble intéressant de comparer les propriétés électriques de cette famille de matériaux avec celles de la filière GaAs, qui constitue à l'heure actuelle, celle qui est la plus utilisée par les fonderies compte tenu de sa maturité dans le développement de composants et circuits de puissance hyperfréquences (**tableau I.1**). Il ressort de ces indications que les éléments nitrurés de par, leurs gaps importants, leurs conductivités thermiques satisfaisantes et leurs champs de claquages élevés, présentent de nombreux avantages. Associées à une vitesse de saturation des porteurs deux fois supérieure à celle de GaAs, leurs potentialités en font des candidats de choix pour les applications de puissance hyperfréquence.

2.3 Propriétés thermiques

Les coefficients de dilatation thermique varient de 4.3×10^{-6} à $5.3 \times 10^{-6} K^{-1}$ environ entre 300K et 1000K dans la direction 'a' et de 3.7×10^{-6} à $4.6 \times 10^{-6} K^{-1}$ dans le sens de la croissance (direction 'c') [5]. Il est important de comparer les coefficients de dilatation thermique du GaN avec ceux du saphir, le plus utilisé comme substrat pour la croissance du GaN de test, qui est de l'ordre de $8 \times 10^{-6} K^{-1}$. Cet écart de dilatation thermique entre la couche GaN et le substrat introduit des contraintes mécaniques et des dislocations dans le réseau. Le **tableau I.2** compare les coefficients de dilatation thermiques du GaN avec d'autres matériaux utilisés [6].

	GaN	AlN	InN
$\Delta a/a (\times 10^{-6} K^{-1})$	4.3	4.2	4
$\Delta c/c (\times 10^{-6} K^{-1})$	3.7	5.3	3

Tableau I.2 : Coefficients de dilatation thermiques du GaN comparées à d'autres nitrures d'éléments III-N.

2.4 Propriétés de transport électronique en régime stationnaire

Comme nous le verrons au paragraphe 7.3.1, les porteurs de charges relatifs au SC GaN sont des électrons. A l'équilibre thermodynamique (300K), ces électrons sont animés d'un mouvement brownien et la vitesse moyenne qui en résulte est nulle. Sous l'action d'un champ électrique, les électrons sont accélérés et voient leur énergie augmenter. Cependant, les "collisions" qu'ils subissent peuvent à la fois leur faire perdre de l'énergie (collisions inélastiques) et modifier leur direction et leur vitesse associée, ce qui globalement, ralentit leur mouvement parallèlement au champ électrique. Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et le "freinage" lié aux collisions. La vitesse moyenne a alors une composante non nulle dans la direction du champ électrique : c'est la vitesse de dérive. L'énergie cinétique globale des porteurs soumis à un champ électrique provient donc de la superposition d'une composante ordonnée du mouvement, liée au champ, et d'une composante désordonnée correspondant à l'énergie thermique. Les valeurs relatives de ces deux composantes dépendent de la nature des collisions et du champ électrique présent, ces deux facteurs n'étant pas indépendants puisque, comme nous allons le voir, les caractéristiques des collisions dépendent de l'énergie des électrons.

La courbe représentant les variations de la vitesse électronique en fonction du champ électrique appliqué (Figure I.5) présente une partie de résistance différentielle négative qui peut être mise à profit pour des applications spécifiques (effet Gunn). Le champ correspondant au maximum de vitesse est appelé champ critique. Il est plus grand pour le matériau AlN que pour GaN dans la mesure où l'écart en énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma U}$ est plus important et les probabilités d'interaction avec les phonons optiques polaires sont plus élevées. Dans le cas d'un modèle simplifié, seules les trois vallées (Γ , U, K) interviennent tel que $\Delta\varepsilon_{\Gamma U}$ est l'écart en énergie entre le minimum de la vallée Γ et celui de la vallée U dans la bande de conduction des matériaux III-N. Ces courbes montrent que si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique appliqué ($v/\mu E$), la mobilité n'est pas constante et varie fortement avec l'énergie des électrons (ou le champ électrique). Il faut remarquer qu'à 300K, la distribution de l'énergie thermique des électrons est telle que de nombreux électrons ont d'emblée une énergie supérieure à l'énergie des phonons optiques polaires. L'augmentation du dopage produit une diminution de la mobilité par interactions avec les impuretés. Il en est de même lorsque l'on augmente la température du réseau. Les résultats de la simulation MC obtenus sont représentés figure I.4 et figure I.5 [7].

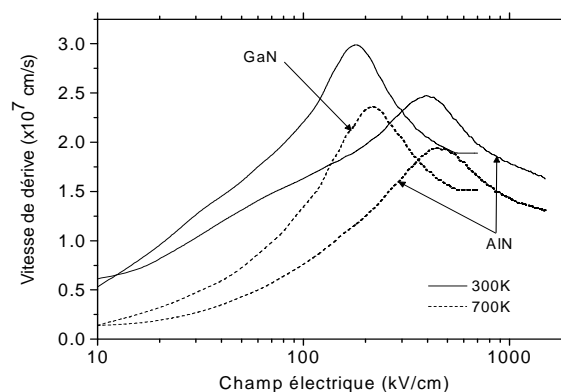


Figure I.4: Caractéristiques vitesse - champ électrique en régime de transport stationnaire pour deux températures de réseau 300K et 700K calculées par la méthode Monte Carlo. Les deux SC de structure wurtzite sont dopées à 10^{15}cm^{-3} et correspondent à n-GaN et n-AlN.

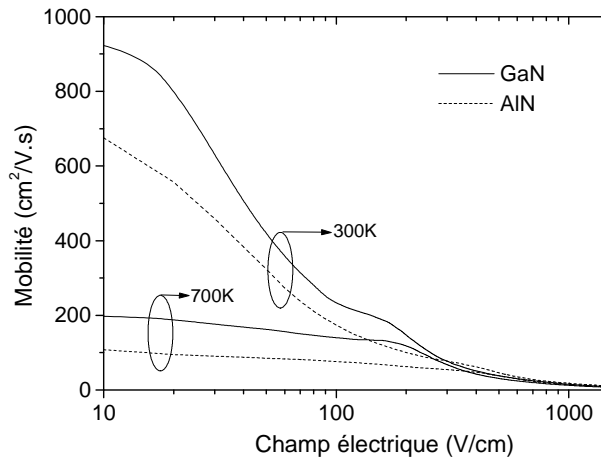


Figure 1.5 : Variation de la mobilité des électrons en volume dans GaN et AlN en fonction du champ électrique et pour deux températures (CNTP et 700K).

La différence d'énergie entre les vallées Γ et U est de 1.42eV dans GaN. La vallée Γ est isotrope car quasi-parabolique. La saturation de la vitesse est principalement due aux interactions avec les phonons. Elle n'est pas imputable aux transferts intervallées comme dans les SC III-V à petites BI comme pour GaAs. Dans le cas de AlN, la différence d'énergie entre les vallées Γ -P et Γ -M est respectivement de 0.96eV et 1.25eV. Là aussi, la saturation de la vitesse est principalement due aux interactions avec les phonons. La relation de dispersion des phonons est complexe à cause de la structure hexagonale de GaN. La nature ionique des liaisons dans ces nitrures à LBI engendre un fort couplage entre les phonons et les électrons. A faible champ électrique, c'est l'absorption de phonons optiques longitudinaux (phonons LO) qui domine. A fort champ électrique, la vitesse est limitée par l'augmentation de la masse effective puis lorsque l'énergie des porteurs le permet, c'est l'émission de phonons LO qui domine. C'est pourquoi, en l'absence de transfert intervallées et à cause de la forte énergie des phonons, la vitesse de saturation des électrons obtenue est élevée ($\sim 3 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$).

2.5 Propriétés de transport électronique non-stationnaire

Le régime de transport stationnaire n'est atteint que lorsque les électrons ont subi un nombre suffisant d'interactions, c'est-à-dire lorsque la distance parcourue est grande devant le libre parcours moyen. Dans des structures submicroniques, il devient indispensable de prendre en compte les effets transitoires qui existent lorsque les électrons sont brusquement soumis à un échelon de champ électrique, qu'il soit temporel ou spatial. En effet, aux tous premiers instants, peu d'interactions ont encore eu lieu alors que l'accélération dans le champ est effective. Il en résulte que les vitesses électroniques peuvent transitoirement être plus importantes que les vitesses en transport stationnaire : il s'agit du phénomène de survitesse. La courte période avant toute collision correspond au régime de transport balistique. Ces phénomènes sont régis par deux constantes de temps caractéristiques : le temps de relaxation du moment τ_m , qui caractérise la rapidité avec laquelle l'orientation du vecteur vitesse relaxe et le temps de relaxation de l'énergie des électrons (τ_ϵ). Ces temps de relaxation dépendent de l'énergie des porteurs. La plupart des interactions sont isotropes et ont donc une action beaucoup plus importante sur l'orientation de la vitesse que sur l'énergie, l'énergie des phonons étant relativement faible par rapport à celle des électrons. Il en résulte que généralement, le temps de relaxation du moment est beaucoup plus faible que celui de l'énergie.

D'après le modèle de Drude, le temps de relaxation du moment $\tau_m(w)$ dépend de la mobilité par la relation: $\mu_n = q\tau_m(w)/m^*$ où m^* représente la masse effective des électrons ou des trous. Ce temps

provient de diverses origines telles que : les collisions avec les phonons optiques ou acoustiques et les collisions avec des impuretés ionisées. Chacun de ces phénomènes va conduire à une mobilité μ dont la dépendance en température ou en fonction du dopage va être différente. La diminution de τ_m à forts champs mène à une diminution de μ_n (Figure I.6).

La longueur de diffusion L_D est une fonction du temps de relaxation τ_m des électrons et de leur mobilité μ_n tel que : $L_D=(D_n\tau_m)^{1/2}$ et $D_n/\mu_n=k_B T/q$ avec D_n , le coefficient de diffusion des électrons.

A forts champs électriques appliqués, τ_m et μ_n diminuent, ceci entraîne une diminution de L_D (Figure I.7).

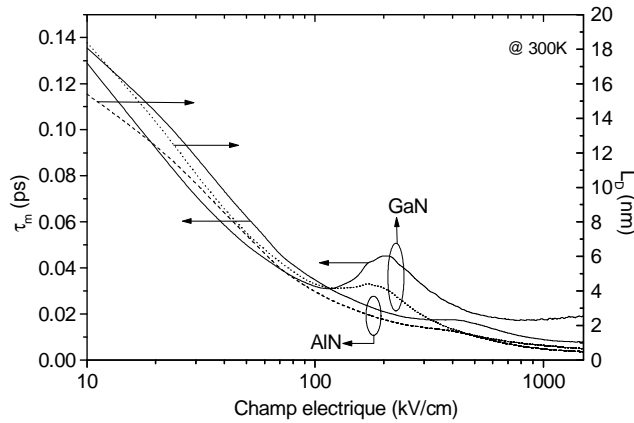
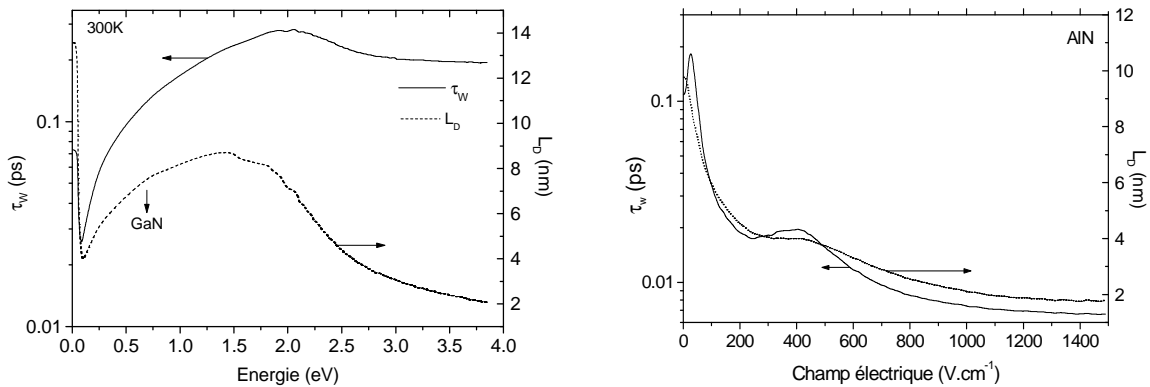


Figure I.6 : Evolution du temps de relaxation du moment et de la longueur de diffusion en fonction du champ électrique pour GaN et AlN à 300K. L'allure reste similaire si l'on remplace le champ électrique par l'énergie w .

Le temps de relaxation de l'énergie est proportionnel à l'énergie des électrons w tel que : $\tau_w(w)=(w-w_0)/qv(w)E(w)$, où v et E sont respectivement la vitesse électronique et le champ électrique en régime stationnaire. Une augmentation de w mène à une augmentation du temps de relaxation de l'énergie et de la longueur de diffusion L_D (Figure I.7).



Figures I.7 : Evolution du temps de relaxation de l'énergie et de la longueur de diffusion en fonction du champ électrique pour GaN et AlN à 300K.

Les masses effectives des électrons et des trous dans un SC sont directement reliées à la structure de bande de celui-ci. Elles sont proportionnelles à l'inverse de la courbure de la structure de bande respectivement au voisinage du minimum et du maximum de la bande de conduction et de valence. La Figure I.8 montre que la masse effective des électrons dans le GaN non dopé est plus petite que celle de AlN.

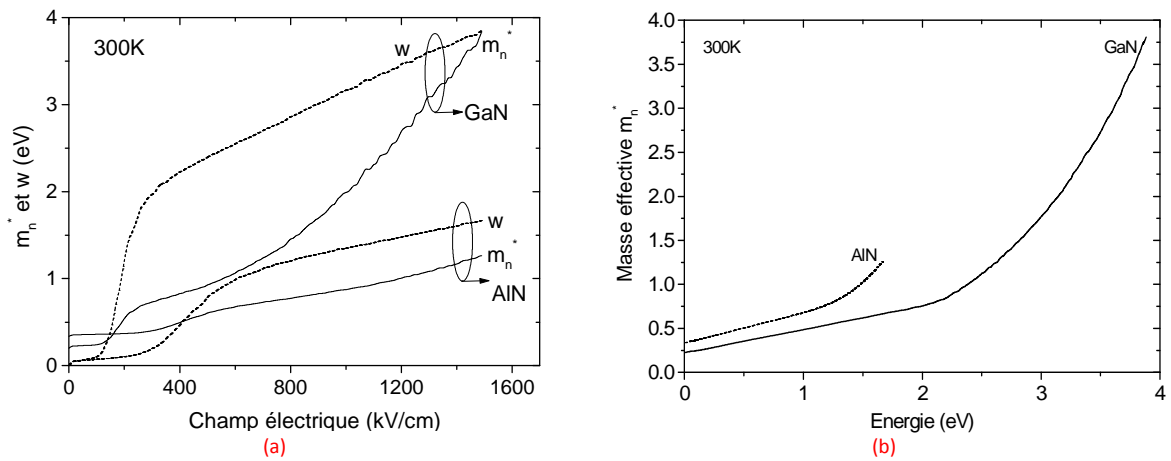


Figure 1.8 : (a) Variation de la masse effective m_n^* et de l'énergie w des électrons dans GaN et AlN en fonction du champ électrique ; (b) Evolution de la masse effective dans AlN et GaN en fonction de l'énergie des électrons.

La mobilité des électrons dans le matériau GaN est plus élevée pour AlN car elle évolue de façon inversement proportionnelle à leur masse effective (Figure 1.9).

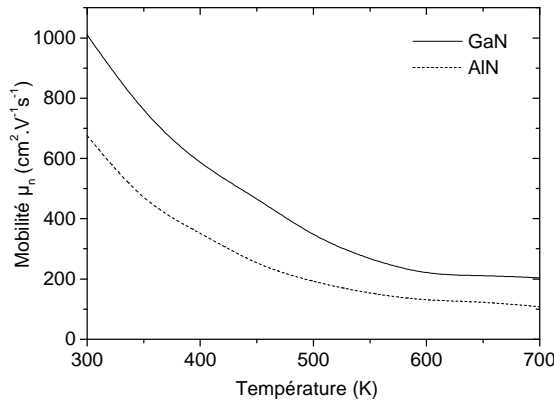


Figure 1.9 : Variation de la mobilité des électrons dans GaN et AlN en fonction de la température.

Du fait de la décroissance de la mobilité des électrons (ainsi que de leur vitesse de saturation) en fonction de la température, le gain en courant et donc les potentialités en terme de puissance hyperfréquence et de rendement des dispositifs électroniques vont diminuer. Il en est donc de même pour leurs propriétés de transport au fur et à mesure que la fréquence augmente.

Dans le cas de SC III-V usuellement utilisés comme le GaAs ou InP, à cause de leur faible bande interdite ($\sim 1\text{eV}$), lorsque le champ électrique est très élevé, les électrons sont soumis en régime de survitesse jusqu'à ce que leur énergie atteigne l'énergie de transfert vers les vallées latérales de la bande de conduction; la vitesse se sature alors brusquement : c'est ce phénomène qui provoque la saturation du courant calculée et mesurée. Cependant, il semblerait qu'il en soit tout autrement dans le cas des SC III-N à large bande interdite pour lesquels la saturation du courant s'effectue bien en deçà de la vitesse de sursaturation. Différentes hypothèses et explications ont été avancées dans la littérature. En effet, Kuzmik et al. [8] ont proposé que la présence de pièges à la surface du SC semble suffire pour *pincer* le canal d'électrons et produire la saturation du courant. D'autres comme Rydley et al. [9] suggèrent que le comportement de la caractéristique $v(E)$ du GaN soit plutôt similaire à celui du silicium et ne présente pas de survitesse. Cependant, les valeurs de la vitesse théorique des électrons en fonction du champ électrique appliqué restent en deçà des valeurs obtenues expérimentalement et ne permettent pas d'expliquer rigoureusement ce comportement. Benbakhti et al. [10] ont par ailleurs montré que l'auto-échauffement du matériau dégrade les propriétés de transport et permet d'expliquer la saturation du courant à des tensions bien en deçà

du régime de survitesse. Plus récemment, J. Khurgin et *al.* [11] abondent dans le même sens à partir de considérations liées aux phonons chauds.

2.6 Effets des polarisations dans le cristal

L'une des spécificités des nitrures d'éléments III-N, comparés aux autres composés III-V tels que les arséniures (GaAs par exemple), est l'existence d'une polarisation spontanée et une polarisation piézoélectrique [12]. Le nitrure de gallium est un matériau pyroélectrique. Asif Khan et *al.* [13] ont été les premiers à mettre à profit cette propriété pour réaliser le premier transistor AlGaIn/GaN en 1993. Ambacher et *al.* [14] ont expliqué quantitativement les effets induits par les polarisations spontanée et piézoélectrique dans une hétérostructure AlGaIn/GaN (dopée ou non-dopée).

2.6.1 Polarisation spontanée

Le nitrure de gallium possède deux éléments d'électronégativités très différentes. C'est pourquoi, les électrons de la bande de valence sont davantage attirés par l'anion (azote) que par le cation (aluminium ou gallium) (Figure I.10-a). Cette attraction entraîne d'une part la déformation de la structure tétraédrique et d'autre part, le rapport des paramètres de maille (c/a) devient plus faible que la valeur attendue ($c/a=1.633$). La non concordance des barycentres des charges positives et négatives entraîne alors une polarisation permanente appelée polarisation spontanée. La liaison N-Ga se caractérise donc par un moment dipolaire non nul lié à la position dissymétrique des électrons de valence. C'est pourquoi, le SC w-GaN présente une polarisation macroscopique non nulle.

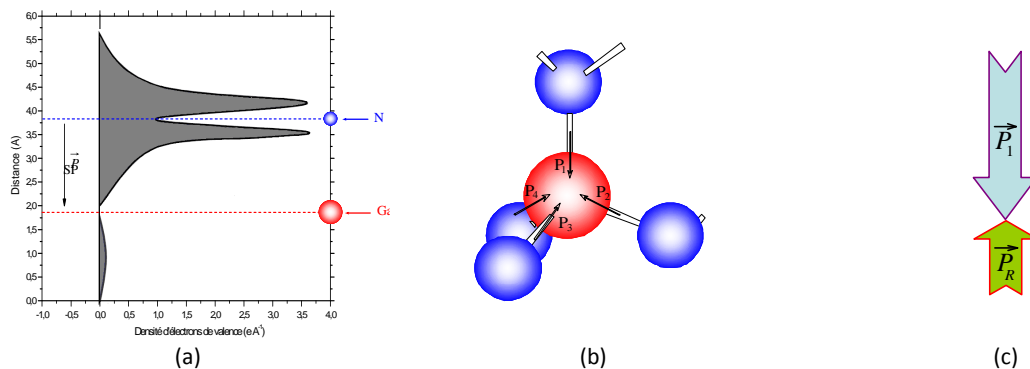


Figure I.10 : a) Distribution des électrons de la bande de valence d'un atome wGaN. b) Contribution des moments dipolaires pour la génération de la polarisation spontanée. c) Polarisation spontanée dans une structure GaN wurtzite.

Plus précisément, l'atome de gallium possède quatre atomes d'azote voisins. Parmi ces quatre atomes, trois se trouvent être dans le même plan cristallographique perpendiculaire à l'axe c et le quatrième se situe quant à lui, sur l'axe c . Un atome de gallium associé aux quatre atomes d'azote

voisins forme un dipôle tel que : $\sum_{i=1}^4 \vec{P}_i = \vec{P}_{SP}$.

La figure I.10-b montre la contribution des moments dipolaires autour d'un atome de gallium.

La somme vectorielle des moments dipolaires P_2, P_3 et P_4 , forme un moment dipolaire P_R parallèle à l'axe c , c'est-à-dire parallèle au moment dipolaire P_1 mais de sens opposé (figure I.10-c). Pour une structure w-GaN relaxée, le moment dipolaire $|\vec{P}_1| > |\vec{P}_R|$ entraîne un vecteur de polarisation spontanée $|\vec{P}_{SP}| = |\vec{P}_1| - |\vec{P}_R|$ qui est non nul et dirigée suivant l'axe de croissance du matériau (0001).

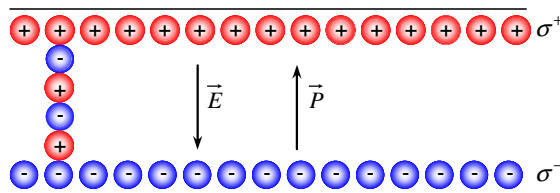


Figure I.11 : Charges en surface d’une couche de GaN wurtzite.

L’effet de cette polarisation spontanée dans wGaN en volume se traduit par la création d’une succession de dipôles électriques qui sont à l’origine du champ électrique interne E (figure I.11) orienté dans la direction opposée à l’axe de croissance (0001) et ceci sans excitation extérieure.

Le GaN cristallin possède une symétrie suivant l’axe optique c tel que le gradient de polarisation ($\nabla \vec{P} = -\rho = 0$) et la densité de charges en volume soient nuls. La densité de charges associée en surface est déterminée en écrivant l’équation de continuité du vecteur déplacement à l’interface, soit : $\vec{D}_{int} = \vec{D}_{ext}$ où \vec{D}_{int} et \vec{D}_{ext} sont respectivement le vecteur déplacement dans le SC et à l’extérieur de ce dernier à l’interface SC/air. Comme la densité de charge en volume est nulle, la relation de continuité s’écrit :

$$\sigma^+ = |\vec{P}| = \epsilon_0 \epsilon_r |\vec{E}_{int}| - \epsilon_0 |\vec{E}_{ext}| \tag{I.1}$$

Si le champ extérieur appliqué et/ou ambiant est nul ($E_{ext}=0$), alors l’équation (I.1) se réduit à :

$$\sigma^+ = |\vec{P}| = \epsilon_0 \epsilon_r |\vec{E}_{int}| \tag{I.2}$$

Les valeurs de la polarisation spontanée (P_{sp}) pour le GaN, AlN et $Al_mGa_{1-m}N$ sont regroupées dans le tableau I.3 [15].

Matériaux	w-GaN	w-AlN	$Al_mGa_{1-m}N$
c_0/a_0	1.6259	1.6010	$1.6259-0.0249m$
$P_{sp} (C/m^2)$	-0.029	-0.081	$-0.052m-0.029$

Tableau I.3 : Valeur de polarisation spontanée dans GaN, AlN et $Al_mGa_{1-m}N$.

En conclusion, un échantillon de w-GaN épitaxié suivant l’axe c, présente sur chacune de ses deux faces, des densités de charges fixes identiques mais de signes opposés.

2.6.2 Polarisation piézoélectrique

Tous les composés III-V non centro-symétriques sont piézoélectriques. En ce qui concerne les nitrures à base de GaN, cette piézoélectricité est très importante car la liaison III-N est fortement polaire, les électrons sont essentiellement localisés sur l’atome d’azote [16].

La piézoélectricité est l’aptitude à produire une charge électrique proportionnelle à une contrainte élastique (en tension ou en compression). Ce phénomène est réversible. Son origine résulte de la brisure de la symétrie du cristal. En effet, l’existence de dipôles électriques internes provient de la séparation à l’échelle de la maille, du centre de gravité des charges positives et négatives sous l’action d’une contrainte extérieure σ_{xx} .

Le tableau I.4 présente les paramètres de polarisation piézoélectrique pour les matériaux à base de SC III-N à large bande interdite [17] utiles à notre étude.

Matériaux	AlN	GaN	Al _m Ga _{1-m} N
e ₃₁ (C/m ²)	-0.60	-0.49	-0.49-0.11m
e ₃₃ (C/m ²)	1.46	0.73	0.73+0.73m
C ₁₁ (GPa)	396	367	367+29m
C ₁₂ (GPa)	137	135	135+2m
C ₁₃ (GPa)	108	103	103+5m
C ₃₃ (GPa)	373	405	405-32m

Tableau I.4 : Coefficients piézoélectriques et élastiques de AlN, GaN et Al_mGa_{1-m}N.

Dans le cas où la couche de GaN est soumise à une contrainte biaxiale en tension (a>a₀) : le rapport c/a décroît créant une polarisation piézoélectrique dans le même sens que la polarisation spontanée (Figure I.12-a). A contrario, si elle est soumise à une contrainte compressive (a<a₀) : le rapport c/a augmente créant une polarisation opposée à la polarisation spontanée (Figure I.12-b).

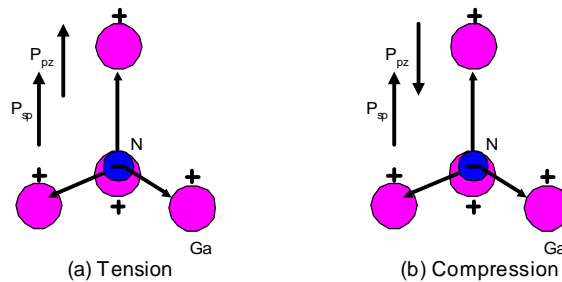


Figure I.12 : Sens de polarisation piézoélectrique dans le GaN pour deux contraintes donnés : a) en tension ; b) en compression.

2.7 Dopage du GaN et AlN

Compte tenu de la valeur du gap du GaN, les densités intrinsèques de porteurs sont extrêmement faibles. Aussi, le matériau GaN présente toujours un dopage non intentionnel (nid) de type donneur (type N). La densité d'électrons résiduelle varie selon la technique d'élaboration de quelques 10¹²cm⁻³ à quelques 10¹⁶cm⁻³ selon le taux d'oxygène présent dans la chambre de dépôt. Le GaN peut être dopé intentionnellement de type N avec des impuretés comme le Silicium. Le dopage de type P est au contraire plus difficile [18] et le magnésium [19] est l'impureté la plus réactive. Les niveaux de dopage, la diffusivité des différentes impuretés et leurs niveaux d'ionisations associées, sont répertoriés dans le tableau I.5.

Nature de l'impureté	E _T (meV) Site N	E _T (meV) Site Ga	N _{D,max} (×10 ¹⁸ cm ⁻³)	Diffusivité (×10 ⁻¹³ cm ² .s ⁻¹)	Références
Donneurs (BC prise comme référence en énergie)					
Si		20-120	500	<2 (1500 °C)	[20]
S	48		5	<2 (1400 °C)	[20]
V _N (lacune)	30-100		-	-	[21], [22]
O	30		3	<2 (1200 °C)	[20]
Mg	260-600		-	-	[22]
C		110-140	-	-	[22]
Accepteurs (BV prise comme référence en énergie)					
Fe		300	~12	-	[23]
V _{Ga} (lacune)		140			
Mg		140-210	~5	<2 (1450 °C)	[19], [22]
Si	190				[22]
Zn		210-340			[22]
Hg		410			[22]
Cd		550			[22]
Li		750			[22]
Ga	590-1090				[22]
Ca		165	~5	<2 (1500 °C)	[20]
Be		700	<0.5	Assisté - défauts	[20], [22]
C	890		de type n	<2 (1400 °C)	[22]

Tableau I.5 : Caractéristiques des principaux dopants de type n et de type p du GaN.

Le dopage intentionnel par des impuretés accepteur Fe permet de compenser le dopage résiduel N et contribue à rendre le SC GaN hautement résistif. Cette technique est actuellement fortement utilisée pour synthétiser la couche tampon de GaN dans le cas des transistors.

Les dopants relatifs au matériau AlN sont décrits succinctement dans le tableau I.6 et permettent d'établir les niveaux de pièges possibles dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$.

Nature de l'impureté	E_T (meV) Site N	E_T (meV) Site Al	Références
Donneurs (BC prise comme référence en énergie)			
Al	3400-4500		[24], [25], [26], [27], [28]
C		200	
N		1400-1850	
V_N (lacune)	170-1000		
Accepteurs (BV prise comme référence en énergie)			
C	400		[25], [29], [26]
V_{Al} (lacune)		500	
Zn		200	
Mg		100	

Tableau I.6 : Caractéristiques des principaux dopants de type n et de type p de AlN.

2.8 Origine des défauts dans le GaN

Les défauts dans le nitrure de gallium peuvent être de différentes origines :

-Lacunes d'azote et de gallium : La lacune d'azote est soupçonnée être à l'origine du dopage résiduel (donneur léger). D'après Neugebauer et al. [30], les lacunes d'azote se forment préférentiellement sur n-GaN et les lacunes de gallium sur p-GaN. En effet, les vacances d'azote qui devraient jouer le rôle d'un dopant type p forment plutôt un complexe agissant comme un dopant type N. Notons qu'il existe également les lacunes de gallium (V_{Ga}) et d'aluminium (V_{Al}).

-Atomes en interstices : Les atomes interstitiels d'azote ou de gallium nécessitent une énergie de formation très élevée, c'est pourquoi leur formation est peu probable.

-Atomes d'impuretés en sites substitutionnel : Dans le cas des transistors, les impuretés souvent présentes dans les couches épitaxiées sont le silicium, l'oxygène et le carbone.

Le silicium se place préférentiellement en site gallium (Si_{Ga}) du fait de la faible différence entre les rayons de covalence des deux atomes. Il agit comme donneur. L'oxygène se place en priorité en site azote (O_N) où il agit aussi comme simple donneur. En théorie, les énergies de formation de Si_{Ga} ou O_N sont nettement plus faibles que celles de formation de lacunes d'azote pour n-GaN. Quant au carbone, il agit comme accepteur en site azote mais le complexe formé réagit comme dopant donneur.

-Défauts étendus : Du fait de l'utilisation de substrat fortement désaccordé en paramètre de maille, l'épaisseur critique est dépassée dès les premières couches. Le GaN devrait être totalement relaxé lors de sa croissance, induisant une forte densité de dislocations et des fautes d'empilement dans la couche tampon auxquelles, il faut ajouter la différence de dilatation thermique entre le substrat et la couche épitaxiée. Ce phénomène entraîne une contrainte résiduelle importante lors du refroidissement et dont la formation et la propagation des dislocations permet de relaxer partiellement la couche tampon. Notons que ces taux de dislocations restent toujours largement supérieurs à ses co-matériaux III-V comme GaAs ou InP. Ces dislocations vis sont traversantes et sont orientées dans le sens de la croissance. Il subsiste aussi de nombreux autres défauts typiques à ces matériaux SC III-N comme les défauts plans prismatiques, les dislocations à cœur ouvert, les domaines d'inversion etc.... Aujourd'hui, l'optimisation de la couche tampon, la purification des

sources de précurseurs..., ont permis une forte diminution de la concentration des porteurs résiduels. Cependant, leur présence engendre une diminution de la durée de vie des porteurs et des efforts sont consentis pour améliorer la qualité cristallographique du GaN afin de pouvoir optimiser les performances des dispositifs à réaliser.

La figure I.13 présente un exemple de centre d'inversion observé en EFM entre deux contacts ohmiques d'une échelle TLM. On peut y observer une variation du potentiel de surface (figure I.13a) et une topographie de la surface où il est facile de distinguer le défaut sous forme hexagonal (figure I.13b).

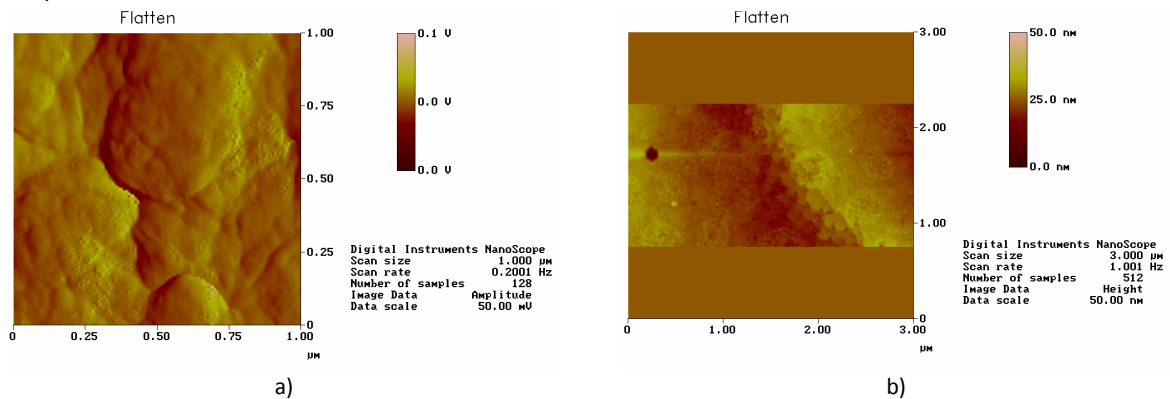


Figure I.13 : Photo de la surface de GaN. a) photo EFM montrant le potentiel de surface, b) photo AFM montrant un défaut.

3. Techniques de croissance des matériaux nitrures à LBI

3.1 Technique EPVOM, HVPE, MOCVD

La technique d'épitanie en phase vapeur d'organométalliques (EPVOM ou MOVPE) utilise des composés organiques dotés d'un atome métallique comme précurseurs. Dans le cas du gallium, le composé fréquemment utilisé est le triéthylgallium ou le triméthylgallium. Il en est de même pour l'indium ou l'aluminium. Ces composés sont en général liquides à température ambiante. L'hydrogène purifié est souvent utilisé comme gaz vecteur pour entraîner les molécules dans le réacteur. L'azote, quant à lui, peut être extrait à partir de plusieurs composés. La molécule de diazote N_2 est délaissée au détriment de l'ammoniac NH_3 car elle est plus réactive. La température de croissance du GaN est comprise entre $1000^{\circ}C$ et $1150^{\circ}C$. La vitesse de croissance est de l'ordre de quelques $\mu m/h$ et permet de réaliser aisément des couches de quelques microns d'épaisseur.

La croissance des alliages ternaires se fait suivant le même procédé, leur composition étant contrôlée par la dynamique des flux. Le dopage des couches peut se faire in-situ dans le bâti de dépôt et nécessite l'apport de molécules contenant le dopant : exemple avec le silane (SiH_4) pour un dopage type N. Il est évidemment nécessaire d'adapter les paramètres de croissance (pression et température) pour chaque couche considérée. D'une manière générale, la température est plus faible pour les alliages d'InGaN (environ $800^{\circ}C$) et plus haute pour les alliages d'AlGaIn ($1100^{\circ}C$). Le taux de dislocations obtenu par cette technique de croissance est de l'ordre de 10^{12} - $10^{15} cm^{-2}$.

L'épitanie en phase vapeur à partir d'hydrure est une méthode d'épitanie par voie chimique à haute température (entre $1000^{\circ}C$ et $1050^{\circ}C$). Le précurseur utilisé est le monochlorure de gallium (GaCl) qui synthétisé dans le réacteur par une réaction avec de l'acide chlorhydrique (HCl) avec du gallium liquide (Ga) à des températures comprises entre $750^{\circ}C$ et $900^{\circ}C$. Le GaCl est ensuite transporté vers un substrat d'accueil, où il réagit avec l'ammoniac (NH_3) à des températures entre $900^{\circ}C$ - $1100^{\circ}C$ pour former le GaN. Après la croissance, le substrat d'accueil et le GaN massif peuvent être détachés par une technique d'ablation au laser. La vitesse de croissance est remarquable (typiquement de

100µm/h) et permet de réaliser des substrats épais (250µm à 300µm) jusqu'à 2" [31]. Le taux de dislocations obtenu par cette technique est très faible ($<5 \times 10^6 \text{cm}^{-2}$).

La technique maîtresse est certainement la MOCVD. Elle permet de réaliser des épitaxies sur de grandes surfaces (<3") à haute température par voie chimique. La température du substrat excède largement les 900°C requis pour obtenir une couche de GaN de haute qualité monocristalline. Les films de GaN avec les meilleures propriétés électriques et optiques sont épitaxiés à des températures de 1050°C, voire plus. Le taux de dislocations obtenu par ce procédé varie de 10^6cm^{-2} à 10^8cm^{-2} .

3.2 Technique EJM

Une autre technique de croissance est l'épitanie par jet moléculaire (EJM). La difficulté réside dans le précurseur d'azote, lequel doit être stable à "faibles températures" (500°C-900°C). NH₃ constitue la source azotée la plus utilisée pour la croissance de GaN par MBE, ainsi que la molécule diatomique N₂. Les espèces réactives azotées sont générées par plasma ECR ou RF à faible énergie. Pour la synthèse des matériaux nitrures III-N, le gallium et l'aluminium atomique sont obtenus par évaporation ou sublimation de sources solides sous ultravide (10^{-10} Torr) (TMG, TMA...). L'épitanie est alors réalisée par injection de ces sources solides (évaporées ou sublimées) dans un plasma d'azote sur une substrat porté à 800-850°C. Les particules arrivant avec une certaine énergie sont adsorbées à la surface. La température du substrat ne doit pas être trop élevée pour ne pas favoriser la désorption de ces atomes et le flux des espèces déposées sur la surface du wafer doit être suffisamment faible pour éviter la croissance 3D et favoriser l'épitanie couche atomique par couche atomique.

Notons que cette technique présente des vitesses de croissance relativement lentes ($<1 \mu\text{m/h}$). Le taux de dislocations obtenu dans le cas du GaN est de l'ordre de 10^9 - 10^{10}cm^{-2} .

Cette technique présente l'avantage de synthétiser des couches de GaN à face gallium ou azote contrairement à la MOCVD avec laquelle seul la face gallium peut être obtenue.

4. Les substrats utilisés pour la croissance de GaN

Contrairement au SC tels que le Si ou les III-V usuels, il n'existe pas ou peu de substrat de GaN monocristallin massif et de taille raisonnable disponible dans le commerce. Le développement de cette filière a été opéré sur des substrats choisis en fonction de paramètres liés aux conditions de croissance et de manière à minimiser le fort désaccord en paramètre de maille avec GaN. Les tests ont été réalisés sur substrat saphir (Al₂O₃), la viabilité industrielle sur substrat de carbure de silicium (SiC) et la synthèse de nitrures III-V bas coût sur substrat silicium (Si) et substrats composites. Quelques caractéristiques essentielles de ces substrats sont répertoriées dans le **tableau 1.7** [32], [33].

	Structure cristalline	Paramètre de maille (Å)	Conductivité thermique (W.cm ⁻¹ .k ⁻¹)	Coefficients de dilatation thermique α	
				Δa/a(x10 ⁻⁶ k ⁻¹)	Δc/c(x10 ⁻⁶ k ⁻¹)
Al ₂ O ₃	Hexagonale	a=4.758 / c=12.99	0.5	7.5	8.5
(4H,6H)-SiC	Wurtzite	a=3.08 / c=15.12	3.3	4.2	4.68
Si (111) (001) (110)	Cubique	a=5.4301	1.5	3.59	

Tableau 1.7 : Caractéristiques cristallographiques et conductivités thermiques des substrats utilisés pour la croissance du GaN.

Le désaccord en paramètre de maille entre la couche de GaN obtenue par épitaxie sur son substrat se manifeste par une contrainte élastique à laquelle il faut ajouter une contrainte thermique due au refroidissement de la couche. Cette énergie élastique emmagasinée se dissipe pour relaxer le matériau SC en formant, entre autres, des dislocations. Pour réduire ce taux de dislocations, un multicouche de nucléation constitué de matériaux SC III-N est systématiquement réalisé au préalable à la croissance de la couche tampon de GaN.

La conductivité thermique du GaN est de $1.3\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ [34]. Cette valeur est comparable avec celle du silicium, presque trois fois plus grande que celle de GaAs ou du saphir, mais trois fois plus faible que celle de SiC (cf [tableau I.7](#)). Cette propriété est très importante pour les applications où une forte dissipation de chaleur est nécessaire. C'est un paramètre crucial dans le cas de la conception de transistors de puissance et surtout de circuits intégrés de type MMIC, où le management thermique constitue une limitation importante des dispositifs.

4.1 Le Saphir

Le Saphir est un semi-isolant très stable thermiquement. Il est facilement disponible sur 2 pouces avec un coût relativement faible (\$60 le wafer) [35]. Néanmoins, il présente quelques inconvénients majeurs : une faible conductivité thermique et un désaccord en paramètre de maille (de l'ordre de 16%). Le taux de dislocations est au mieux de l'ordre de 10^7cm^{-2} . Néanmoins, des résultats performants ont été obtenus pour des applications en optoélectronique.

4.2 Le Silicium

Le silicium (111) HR (>20kΩ.cm) offre l'avantage d'une vaste disponibilité en taille associée à un coût très compétitif vis-à-vis des autres substrats d'accueil, une conductivité thermique similaire au GaN et une possible intégration des dispositifs GaN avec la technologie Si standard. Néanmoins, la croissance du GaN est plus ardue et le désaccord en paramètre de maille avec GaN est encore plus élevé (17% au mieux). Le taux de dislocations est supérieur à 10^9cm^{-2} et la particularité de ces couches est de présenter une contrainte résiduelle élevée qui a tendance à former une mosaïque de craquelures en surface. Néanmoins, des résultats performants et à l'état de l'art ont été obtenus pour des applications de puissance en hyperfréquence.

Toujours dans l'objectif de réaliser une technologie très bas coût, des épitaxies sur Si(001) HR (>10kΩ.cm) réalisées au laboratoire commun entre STmicroelectronics et le CHREA, nous ont permis d'évaluer les potentialités des hétérostructures AlGaIn/GaN et fait l'objet du paragraphe 15.2.B du [chapitre 2](#). L'inconvénient de ce substrat Si(001) est que la maille élémentaire de l'AlN est désorientée de 30° vis-à-vis de celle du Silicium (cf. [figure I.14](#)). La couche de nucléation AlN/GaN présente alors davantage de défauts structuraux que sur Si(111).

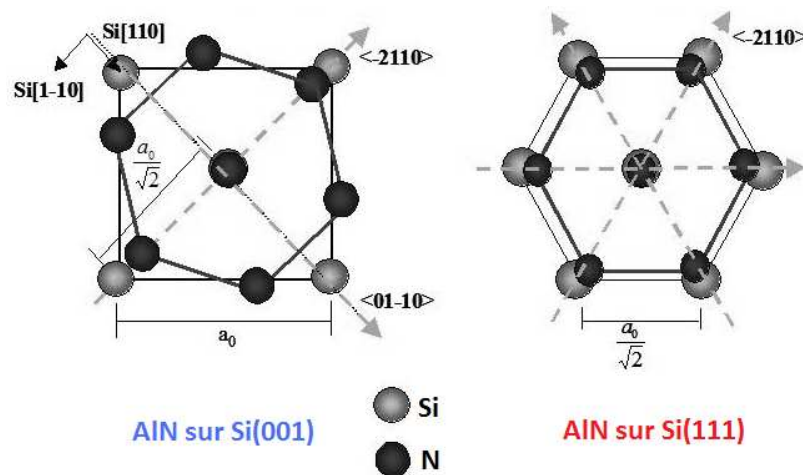


Figure 1.14 : Relation d'épitaxie entre l'AlN et le silicium (001) et (111) dans l'orientation prise lors de la croissance.

Pour pallier à cet inconvénient, des études sur la synthèse d'hétérostructures à nitrures III-N sur Si(110), sont en cours au CRHEA. En effet, cette surface sur silicium n'a actuellement pas encore été explorée. Cependant, elle a l'avantage de ne pas présenter de désorientation avec la maille élémentaire de la couche de nucléation, un paramètre de maille mieux adaptée que sur Si(111) et que l'orientation (110) est plus adaptée pour des applications MOS (mobilité des trous plus importante suivant la direction [110]).

4.3 Le Carbure de Silicium

L'étude de la croissance sur substrat SiC semi-isolant n'a pu se faire qu'une fois sa disponibilité possible. Le coût de ce substrat reste toujours très élevé (\$2000 par wafer [35]) et constitue un inconvénient de taille pour l'étude de la croissance des matériaux SC III-N à large bande interdite. Néanmoins, ce substrat présente une conductivité thermique environ sept fois supérieure à celle du Saphir. Il offre des conditions d'épitaxie optimales parce qu'il présente un désaccord en paramètre de maille réduit et un coefficient de dilatation thermique avec le GaN, respectivement de l'ordre de 3.5% et 25% [5]. C'est pourquoi, les défauts structuraux et en particulier la densité de dislocations sont largement améliorés de plusieurs ordres de grandeurs (10^7 cm^{-2}). Tous les dispositifs nitrures III-N à large bande interdite réalisés sur SiC exhibent des performances en puissance et en hyperfréquence au niveau de l'état de l'art.

4.4 Les substrats reportés : SopSiC et SiCopSiC

Les substrats dénommés «composites» constituent une nouvelle approche récente et innovante pour pallier au coût exorbitant du SiC et conserver en partie de bonnes propriétés thermiques et un faible désaccord en paramètre de maille avec GaN. Ces substrats sont fabriqués à partir de la technologie SmartCut™ développée par la société SOITEC : Le SopSiC est constitué d'une fine couche de Silicium monocristalline (de l'ordre du micron) sur un substrat de SiC polycristallin. Le SiCopSiC est de même nature sauf que la première couche correspond à du SiC monocristallin. Dans les deux cas, le procédé de fabrication nécessite l'introduction d'une fine couche de SiO_2 entre les deux matériaux. Ce procédé permet de réaliser des couches tampon de GaN d'excellente qualité cristallographique. La couche inférieure de SiC polycristalline permet une bien meilleure dissipation de la chaleur en comparaison avec le Saphir ou le Si mais la fine couche de SiO_2 ($\sim 0.2 \mu\text{m}$) peut constituer une limitation pour la dissipation thermique.

Cette technologie, 100% française, devrait être très compétitive pour une utilisation pour les applications de puissance à moindre coût et constituer une avancée technologique d'envergure.

4.5 Le substrat diamant

Le management thermique du composant est un défi considérable mobilisant de nombreuses équipes. La dissipation de la chaleur dans les composants de puissance est essentiellement réalisée par la conductivité thermique du substrat. C'est pourquoi, l'utilisation d'un substrat de diamant polycristallin CVD a été récemment exploitée pour la fabrication de HEMT GaN. En effet, le diamant possède une excellente conductivité thermique de l'ordre de $20\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ à température ambiante (6 fois meilleure que le SiC) et devrait permettre d'améliorer les performances des transistors. Cette technique s'apparente à une technologie à couche reportée à la différence que le polySiC est remplacé par un dépôt de diamant polycristallin épais. Cette nouvelle filière, très en amont et innovante, présente de nombreux inconvénients notamment liés au coût et à la qualité du GaN épitaxié au préalable sur Si. La viabilité économique reste à démontrer [36].

5. Le ternaire $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$

L'alliage ternaire $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est utilisé comme couche «donneuse» pour les composants HEMT. En première approximation, les paramètres de maille de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ peuvent se déduire des paramètres du GaN et de l'AlN par interpolation linéaire en utilisant la loi de Vegard [37]. Cette simplification est aussi admise pour les masses effectives et les coefficients élastiques. Le paramètre de maille peut être exprimé sous la forme suivante :

$$a(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) = a(\text{AlN}) \times m + (1-m) \times a(\text{GaN}) \quad (1.3)$$

En réalité, la largeur de bande interdite (E_g) de l'alliage $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ hexagonal n'évolue pas linéairement en fonction de son taux d'aluminium mais de manière quadratique. Ainsi, un facteur correctif est introduit pour corriger l'évolution linéaire noté b (*bowing*) dont la valeur avoisine les 1eV [38] : $E_g(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) = E_g(\text{AlN}) \times m + (1-m)[E_g(\text{GaN}) - m \times b]$

La croissance de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est relativement complexe et les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. On parle de désordre d'alliage. Tout d'abord, l'alliage peut subir lors de la croissance un réarrangement atomique générant spontanément une succession de super réseaux AlN/GaN, de périodicité variable selon le rapport des flux des différentes espèces [39]. La seconde possibilité est que l'aluminium a tendance à s'accumuler autour de défauts structuraux comme les dislocations, créant ainsi des régions appauvries en aluminium à quelques nanomètres des cœurs de ces dernières. Les zones riches en Al ont des teneurs pouvant atteindre jusqu'à 70% d'aluminium par rapport aux zones appauvries [40].

La croissance de la couche barrière AlGaN sur GaN est de type pseudomorphique. Dans le cas des structures sur substrats silicium réalisés par EJM, le désaccord en paramètre de maille induit une couche barrière en tension dont la contrainte augmente avec son épaisseur. Au-delà d'une certaine épaisseur critique de la couche barrière AlGaN, l'énergie élastique emmagasinée se dissipe pour relaxer partiellement la couche AlGaN et en formant des craquelures sur toute l'épaisseur de la couche. Généralement, cette relaxation a lieu après manipulation ou recuit des contacts électriques. Cette couche barrière AlGaN est généralement nid mais peut être dopée (de façon graduelle ou séquentielle) pour faciliter la formation du contact ohmique ou pour contribuer à la densité d'électrons dans le canal. Notons cependant que le dopage type N (Silicium) de AlGaN induit la formation d'un désordre cristallin plus important et que les impuretés non activées peuvent agir comme centres de diffusion.

Aussi, il a été montré récemment que cette couche pouvait être remplacée volontairement par un super réseau (AlN/GaN) permettant d'obtenir des performances améliorées.

Partie 2 : Propriétés des transistors HEMTs

6. Présentation des différents transistors de puissance

Il existe de nombreux types de transistors pour l'amplification en puissance et en haute fréquence avec pour chacun leurs avantages et leurs inconvénients.

Il existe deux grandes familles de transistor : les bipolaires à hétérojonction (HBT) et les unipolaires à effet de champ à hétérojonction (HFET).

Des HBT à base de matériau GaN ont été réalisés pour profiter des potentialités en tension de claquage et en densité de courant. Cependant, de nombreuses difficultés technologiques restent à surmonter, notamment la maîtrise des dopages N et P et surtout les fuites de courants au travers des dislocations traversantes [41],[42]. En conséquence, cette technologie est actuellement non mature et peu étudiée.

6.1 Transistors à effet de champ

6.1.1 Le MESFET

Ce type de transistor, apparu expérimentalement dans les années 1970, consiste à moduler la conductance d'un canal entre deux contacts ohmiques sous l'action électrostatique d'une électrode de commande. Elle a permis d'imaginer une nouvelle filière de transistors innovants qui a écarté les inconvénients de ce type de technologie.

En effet, dès les années 1980 [43], le MESFET a été délaissé petit à petit au détriment d'une nouvelle filière de transistor à effet de champ à haute mobilité (HEMT) et à forte densité de porteurs (GaAs, InP, GaN). Cette technologie a donc été abandonnée dans les années 1990, au profit de la puissance en hyperfréquence que présente les HEMT.

6.1.2 Le HEMT

Ces transistors peuvent être désignés sous des appellations différentes : HFET, TEGFET ou plus communément HEMT. Le MODFET est une variante du HEMT pour lequel la couche barrière AlGaIn est dopée séquentiellement. La filière nitrure de gallium est en cours de développement notamment pour ses potentialités en puissance hyperfréquence. Les paramètres liés à la compréhension et au fonctionnement de ce type de transistor sont développés dans le cadre de ce travail de thèse.

6.1.3 Le MISHEMT

Le MISHFET est un HEMT à grille isolée. Cette particularité permet de réduire les courants de fuites non négligeables que présente la commande de grille Schottky des transistors HEMTs et de pouvoir utiliser le composant en régime d'accumulation. Généralement, l'isolant utilisé est un diélectrique de type oxyde à forte permittivité (Al_2O_3 , ZrO_2 , ZnO , HfO_2 , Ta_2O_5 ...) ou encore Si_3N_4 , SiO_2 ...

7. L'hétérojonction $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$

7.1. Origine physique

Le principe du transistor à effet de champ à haute mobilité électronique repose sur l'ingénierie de structure de bande de l'hétérojonction. En effet, la discontinuité d'énergie de bande entre deux matériaux semiconducteurs juxtaposés permet de créer à l'interface, côté GaN, un gaz d'électrons dans un puits en 2 dimensions. Le transport des électrons s'en trouve alors largement facilité

d'autant que le matériau SC GaN est non dopé. Notons que les pièges de surface ont un rôle essentiel dans le fonctionnement du transistor et qu'ils interviennent dans les mécanismes physiques expliquant l'origine des électrons dans le gaz 2D. Cet aspect singulier du HEMT AlGa_n/GaN est donné au paragraphe 7.3.3.

7.2. Etude structurale

La structure typique d'un transistor HEMT AlGa_n/GaN ainsi que sa structure de bande associée sont représentées respectivement **figure I.15-a** et **figure I.15-b**. Ce transistor est constitué du multicouche suivant en partant du niveau supérieur :

- Une couche de cap en GaN :

Cette couche de GaN non-dopé varie de 1nm à quelques nanomètres d'épaisseur, permet de protéger la surface de la couche barrière AlGa_n d'une oxydation très probable de l'aluminium ou d'une éventuelle contamination extérieure. Notons cependant que l'ensemble des études menées au laboratoire et publiés dans la littérature, ne permet pas de conclure statistiquement de la réelle nécessité de la présence de cette couche de cap.

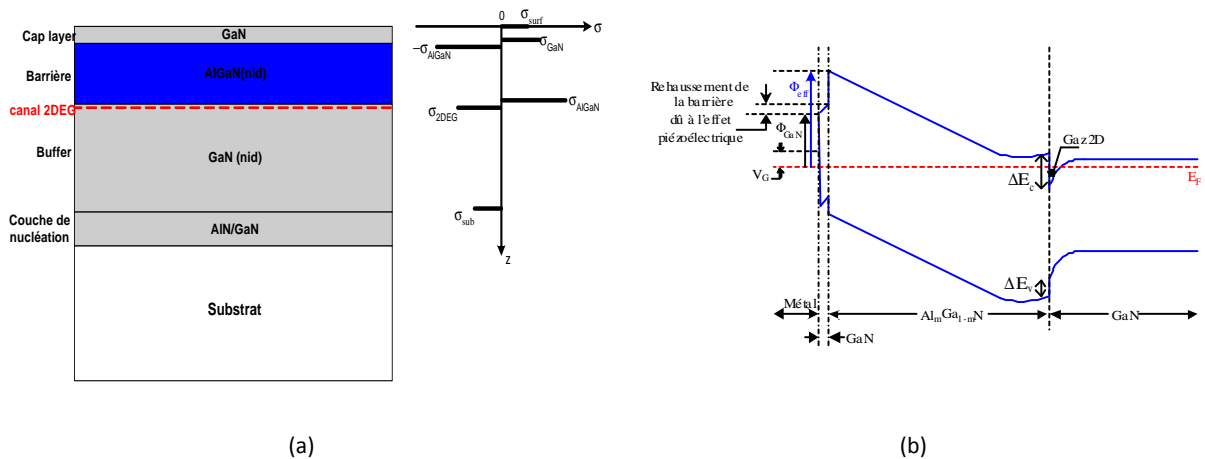


Figure I.15 : a) Structure typique d'un transistor HEMT AlGa_n/GaN et représentation de la distribution des charges de polarisation dans l'hétérostructure ; b) Diagramme de bande énergétique d'une hétérojonction AlGa_n/GaN non dopée.

- Une barrière Al_xGa_{1-x}N

Déjà mentionnée précédemment, elle permet de réguler les propriétés électriques du transistor à effet de champ. Les rugosités physico-chimique (topographique et liaisons insaturées) à l'interface AlGa_n/GaN constituent une des limitations des performances de ces composants.

- Une couche tampon GaN

Cette couche est communément appelée buffer. Son caractère semi-isolant permet un transport électronique des électrons dans le canal 2D à haute mobilité. Pour cela, le dopage résiduel varie d'un procédé de dépôt à l'autre de 10^{12} à 10^{16}cm^{-3} (nid). Il est actuellement souvent remplacé par un bicouche GaN(canal)/AlGa_n(buffer) avec un taux d'aluminium de 10 à 15% pour accentuer davantage son caractère résistif.

- Une couche de nucléation (super-réseau AlN/GaN)

Elle permet d'adapter en paramètre de maille la couche tampon de GaN et le substrat d'accueil de manière à en minimiser le taux de défauts structuraux (dislocations en particulier).

- Un substrat semi-isolant

Comme il a été explicité précédemment, le substrat peut être de différente nature (Si, Al₂O₃, SiC...) servant de support mécanique et ayant une résistivité suffisante pour pouvoir présenter un caractère isolant notamment en hyperfréquence.

7.3. Propriétés physiques

De nombreux paramètres régissent le fonctionnement d'une hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Le gaz d'électrons dans cette hétérostructure est induit par des effets de polarisations internes au matériau. Les performances d'un transistor HEMT $AlGaN/GaN$, dépendent entre autres, de la qualité de la couche active où règne un champ électrique très intense. Ce dernier résulte des propriétés de polarisation spontanée et piézoélectrique du SC nitrure même pour des couches barrières non dopées. D'autres propriétés physiques telles que le taux d'aluminium m dans l'alliage $Al_mGa_{1-m}N$, l'épaisseur, le dopage de la couche barrière ainsi que la contrainte résiduelle, affectent la concentration de porteurs libres et le confinement du gaz 2D localisé à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, côté GaN.

7.3.1 Polarités dans une hétérostructure

Le nitrure de gallium en phase hexagonale présente une orientation de la liaison Ga-N dans la direction $\langle 0001 \rangle$ qui définit la polarité de la couche (Figure I.16). L'ensemble des échantillons étudiés dans ce travail présente une polarité à face gallium. Cette orientation est imposée par la nature des atomes (Ga ou N) déposés en début de croissance de la couche de nucléation.



Figure I.16 : Polarité des couches de GaN hexagonales. (a): polarité gallium, (b): polarité azote.

Etant donné que le vecteur de polarisation spontanée est orienté de l'atome azote vers l'atome gallium, les structures à face Ga et à face N, présentent un vecteur de polarisation spontanée de signe opposé. Selon le type de contrainte ajouté à la polarité cristalline, la polarisation piézoélectrique totale s'oriente différemment comme l'illustre la figure I.17. La conséquence de ce changement d'orientation de la polarisation totale se répercute sur la position du gaz 2D.

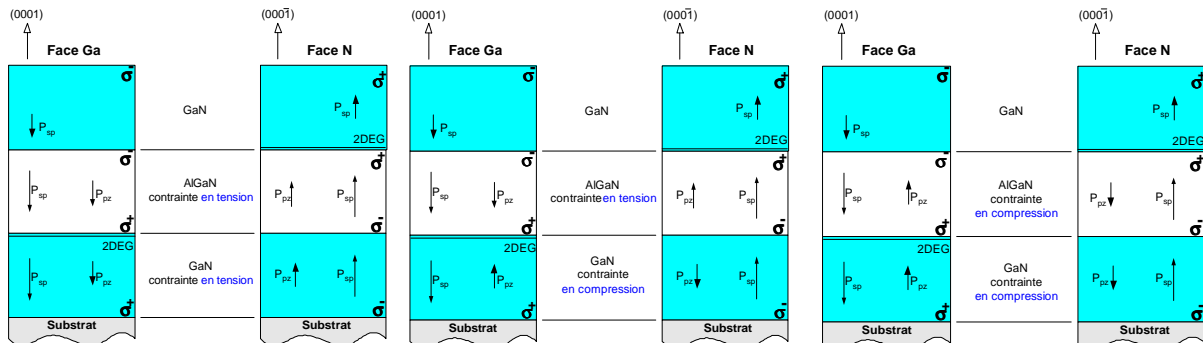


Figure I.17 : Trois représentations des sens des vecteurs de polarisations spontanée et piézoélectrique dans une structure GaN/AlGaN/GaN à face gallium et à face azote en fonction du type de contrainte.

La structure à face azote ne constitue pas l'objet de ce travail et n'est pas étudiée quantitativement dans les parties qui suivront. Il a été démontré théoriquement [15] et vérifié expérimentalement

[14], que pour réaliser une hétérojonction à transistor et faciliter la formation du gaz 2D, il est plus favorable de choisir des couches épitaxiées ayant une polarité à face Ga. Cette configuration mène à la formation d'une charge positive σ_{pz} à l'interface AlGaIn/GaN côté AlGaIn augmentée dans ce cas, d'une contrainte spontanée interne à la couche barrière AlGaIn en tension [44]. Une charge égale et de signe opposé (négative) est induite sous la surface de la couche barrière AlGaIn. Le champ électrique interne à AlGaIn induit par ces charges de polarisation n'est pas homogène à proximité des jonctions à cause de la courbure de bande en surface air/AlGaIn et de la discontinuité de bandes à l'interface AlGaIn/GaN.

Une accumulation des électrons à l'interface ($-\sigma_{2DEG}$) côté GaN est observée de façon à compenser partiellement les charges de polarisations spontanée et piézoélectrique. Ces électrons sont supposés provenir des états de surface présents en surface de AlGaIn [45]. Les électrons dans le puits formé à l'interface AlGaIn/GaN et situé dans la couche tampon de GaN (nid), peuvent aussi provenir de la barrière AlGaIn si cette dernière est dopée type N. Notons cependant que la concentration en électrons dans le puits est importante ($>10^{13} \text{cm}^{-2}$) sans nécessairement devoir à doper la couche barrière AlGaIn. L'injection de porteurs (électrons) libres s'effectue à partir des contacts ohmiques [15].

Il est donc primordial de maîtriser parfaitement lors de la croissance, l'ordre des séquences des couches atomiques afin d'orienter le vecteur de polarisation spontanée dans le sens permettant l'obtention d'un gaz d'électrons 2D à l'interface AlGaIn/GaN.

Dans une structure à polarité Gallium (Ga), la polarisation spontanée est dominante [46] et est dirigée de la surface vers le substrat. Elle induit des charges négatives à la surface et des charges de signes opposées, donc positives, ayant la même valeur à l'interface SC/substrat. Les charges négatives sont écrantés par les donneurs ionisés à la surface. Ceci provoque une courbure de bande dans la zone de déplétion dirigée vers les hautes énergies (Figure I.18-gauche).

A l'opposé, pour la même structure à polarité Azote (N), la polarisation spontanée change de sens. Les charges sont inversées et imposent une courbure de bande vers les basses énergies (Figure I.18-droite).

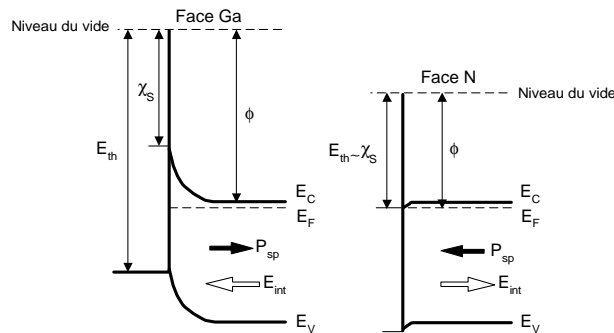


Figure I.18 : Effet de la polarité sur la structure de bande de GaN à face Ga et N. χ_s , ϕ , E_{th} , P_{sp} et E_{int} représentent respectivement l'affinité électronique en surface, le travail de sortie du SC, le seuil de photoémission, la polarisation spontanée et le champ électrique interne [47].

La polarité en surface est fonction de l'orientation de la couche de nucléation. Un HEMT conventionnel présente une polarité Ga et c'est ce cas précis qui correspond à l'ensemble des travaux de cette thèse. Depuis peu, quelques travaux ont été consacrés au HEMT à polarité N. Wong et al. [48] ont montrés la faisabilité de HEMTs GaN/AlGaIn/GaN respectivement à face N et Ga avec des hétérostructures différentes et relativement complexes et ont comparés leurs performances respectives.

7.3.2 Calcul de la densité de charges surfacique

A partir de la matrice des constantes élastiques C_{ij} , donnée par Wright et al. [49], nous pouvons déterminer la contrainte biaxiale causée par le désaccord de maille dans le plan de base (plan perpendiculaire à l'axe c de croissance) et ainsi déduire la densité de charges en surface par la polarisation totale. Ce phénomène contribue à la densité d'électrons dans le gaz 2D.

La contrainte en tension de la couche AlGa_mN, résultant de la différence des paramètres de maille entre les matériaux, induit une polarisation piézoélectrique négative dirigée dans le même sens que la polarisation spontanée. Ces deux effets s'ajoutent et forment alors une polarisation macroscopique existante (P_{tot}) même en absence d'un champ extérieur (figure I.19).

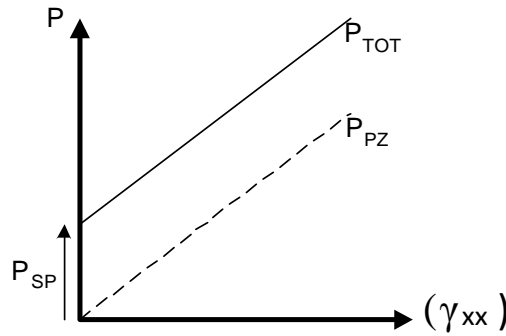


Figure I.19 : Polarisation spontanée et piézoélectrique en fonction de la contrainte biaxiale.

L'augmentation de cette contrainte biaxiale entraîne la déformation du paramètre de maille $a(m)$ de la couche barrière Al_mGa_{1-m}N et agit donc sur la contrainte, dans le plan de base perpendiculaire à l'axe de croissance c et accentue davantage la polarisation totale.

Basée sur une compréhension théorique de la dépendance non linéaire des effets de polarisations spontanée et piézoélectrique, à partir du taux d'aluminium et de la contrainte, nous pouvons prévoir la polarisation induite de charges fixes en surface et à l'interface de l'hétérostructure Al_mGa_{1-m}N/GaN.

La densité de charges de polarisation induite, associée dans l'espace à un gradient de polarisation, est donnée par [50]:

$$\sigma_p = -\nabla P = P_{GaN} - P_{AlGaN} \quad (I-5)$$

La polarisation étant dirigée perpendiculairement à l'interface de l'hétérojonction AlGa_mN/GaN, ceci induit une densité de charge fixe à l'interface σ_{int} [15]:

$$\sigma_{int} = P_{tot, GaN} - P_{tot, AlGaN} \quad (I-6)$$

$$\sigma_{int} = [P_{SP} + P_{PZ}]_{GaN} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{AlGaN} = (P_{PZ, GaN} - P_{PZ, AlGaN}) + (P_{SP, GaN} - P_{SP, AlGaN}) = \sigma(P_{SP}) + \sigma(P_{PZ}) = \sigma(P_{SP} + P_{PZ}) \quad (I-7)$$

La présence d'une charge fixe attire une charge mobile vers l'interface pour la compenser. Si la charge fixe est positive, elle induira une charge mobile négative, et vice versa.

On note la densité de charge surfacique de polarisation $n_s = \sigma_{int} / q$ où q correspond à la charge élémentaire d'un électron.

Dans le cas d'une hétérojonction abrupte Al_mGa_{1-m}N/GaN, le paramètre de maille $a(m)$ de l'Al_mGa_{1-m}N, ainsi que les coefficients élastiques C_{13} et C_{33} , les coefficients piézoélectriques e_{13} et e_{33} et la polarisation spontanée et piézoélectrique, sont fonction de la fraction molaire m d'aluminium dans la couche barrière AlGa_mN [15], [51] et sont donnés par :

$$a(m) = (-0.077m + 3.189) \times 10^{-10} \quad (\text{mètre}) \quad (I-8)$$

$$C_{13}(m) = 5m + 103 \quad (\text{GPa}) \quad (I-9)$$

$$C_{33}(m) = -32m + 405 \quad (\text{GPa}) \quad (I-10)$$

Les constantes piézoélectriques sont données par :

$$e_{31}(m) = -0.11m - 0.49 \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{I-11})$$

$$e_{33}(m) = 0.73m + 0.73 \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{I-12})$$

et finalement la polarisation spontanée est donnée par :

$$P_{SP}(m) = -0.052m - 0.029 \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{I-13})$$

Connaissant les paramètres physiques des couches GaN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, il est alors possible de donner la relation entre la densité de charges fixes σ_{int} à l'interface et la fraction molaire d'aluminium (m) [51] :

$$\sigma_{int} = [P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{GaN})] - [P_{SP}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) + P_{PZ}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N})] \quad (\text{I-14})$$

Si la couche de GaN est totalement relaxée, c'est ce qui se produit dans les cas pratiques où les couches GaN sont suffisamment épaisses, alors $P_{PZ}(\text{GaN})$ devient nul et la relation (I-14) se simplifie et devient :

$$\sigma_{int} = [P_{SP}(\text{GaN})] - [P_{SP}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) + P_{PZ}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N})] \quad (\text{I-15})$$

où P_{PZ} de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ est donnée par :

$$P_{PZ}(\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}) = 2\gamma_{xx} [e_{31}(m) - (e_{33}(m)C_{13}(m)/C_{33}(m))] \quad (\text{I-16})$$

γ_{xx} est la contrainte en tension laquelle évolue proportionnellement en fonction de la fraction molaire contenue dans la couche barrière AlGaN et est donnée par l'équation suivante :

$$\gamma_{xx} = \frac{a_{\text{GaN}}(0) - a_{\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}}(m)}{a_{\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}}(m)} \quad (\text{I-17})$$

La contrainte causée par le désaccord de maille dans le plan de base est donnée par :

$$\sigma_{xx} = \gamma_{xx} [C_{11} + C_{12} - 2(C_{13}^2/C_{33})] \text{ où } \gamma_{xx} = (a - a_0)/a_0$$

D'autre part, la déformation due à la dilatation thermique est donnée par la relation suivante :

$$\gamma_{xx}^T = \frac{(\alpha_A - \alpha_B)\Delta T}{1 + \alpha_A \Delta T} \quad (\text{I-18})$$

où α_A et α_B sont respectivement les coefficients de dilatation thermique des couches AlGaN et GaN [52], ΔT est la variation de température entre la température de croissance et la température finale après refroidissement.

Cette déformation est dans le plan parallèle au substrat, à l'interface entre les couches AlGaN et GaN. Elle s'ajoute à la déformation due à la variation relative de la maille a (γ_{xx}).

En introduisant de l'aluminium dans le cristal de GaN, ce dernier se substitue progressivement aux atomes de gallium affectant ainsi la contrainte du réseau cristallin du GaN. Ce phénomène induit alors une diminution du paramètre de maille $a(x)$ de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ lorsqu'on augmente la fraction molaire d'aluminium m . Le paramètre de maille a évolue linéairement en fonction du taux d'aluminium m selon l'équation donnée en I.8.

Pour une structure pseudomorphique, la constante de maille contrainte à l'interface de l'hétérostructure AlGaN/GaN est donnée par [52] :

$$a = a_0^{\text{AlGaN}} a_0^{\text{GaN}} \frac{\hat{C}^{\text{AlGaN}} d_{\text{AlGaN}} a_0^{\text{GaN}} + \hat{C}^{\text{GaN}} d_{\text{GaN}} a_0^{\text{AlGaN}}}{\hat{C}^{\text{AlGaN}} d_{\text{AlGaN}} (a_0^{\text{GaN}})^2 + \hat{C}^{\text{GaN}} d_{\text{GaN}} (a_0^{\text{AlGaN}})^2} \text{ avec } \hat{C} = \sigma_{xx} / \gamma_{xx} = [C_{11} + C_{12} - 2(C_{13}^2/C_{33})] \quad (\text{I-19})$$

où a_0^{AlGaN} et a_0^{GaN} sont respectivement les constantes de maille des couches AlGaN et GaN relaxées; d_{AlGaN} et d_{GaN} sont respectivement les épaisseurs des couches AlGaN et GaN.

A. Exemple d'application à une structure obtenue par EJM

Dans cette partie, nous évaluons la déformation due à la dilatation thermique au cours du refroidissement d'un échantillon après la croissance EJM.

- Exemple d'une hétérostructure nid épitaxiée sur Silicium : $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}/\text{GaN}/\text{Si}$

avec $T_g = 1070$ K (température de croissance) et $T_f = 300$ K (température finale), d'où $\Delta T = T_g - T_f = 770$ K

$$\gamma_{xx}^T(\text{GaN}) = 0.0307\% \text{ et } \gamma_{xx}^T(\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}) = -0.0307\%$$

Les constantes élastiques et les paramètres de mailles sont calculés à partir de l'équation (I.19), et sont donnés dans le **tableau I.8**.

	GaN	AlN	$\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$	$\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$
$a_0(\text{\AA})$	3.189	3.112	$3.189-0,077m$	3.168
$C_{11}(\text{GPa})$	367	396	$367+29m$	374.83
$C_{12}(\text{GPa})$	135	137	$135+2m$	135.54
$C_{13}(\text{GPa})$	103	108	$103+5m$	104.35
$C_{33}(\text{GPa})$	405	373	$405-32m$	396.36

Tableau I.8 : Constantes élastiques et constantes de maille de $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$

Les déformations avec (γ_{xx}^T) et sans la dilatation thermique (γ_{xx}) ainsi que la contrainte totale pour GaN et AlGaN (σ_{xx}) sont déduits du **tableau I.8** :

	γ_{xx}^T (%)	γ_{xx} (%)	$\sigma_{xx}(\text{GPa})$ sans prise en compte de la dilatation thermique	$\sigma_{xx}(\text{GPa})$ avec prise en compte de la dilatation thermique
GaN	0.0307	-0.031	-0.14	1.45×10^{-3}
$\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$	-0.0307	0.63	2.87	2.73

Tableau I.9 : Evaluation des déformations et de la contrainte totale

Nous constatons que la prise en compte de la déformation due à la dilatation thermique à permis de passer d'une contrainte compressive à une contrainte extensive dans le GaN. Cela illustre le fait que les coefficients de dilatation thermique peuvent changer la contrainte.

Pour calculer la densité de charge surfacique, il est nécessaire d'effectuer un calcul théorique des polarisations spontanée et piézoélectrique dans l'hétérostructure $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}/\text{GaN}$. Le tableau ci-dessous résume les valeurs numériques de la polarisation spontanée, ces données sont issues de la littérature et ont été déterminées théoriquement par F. Bernardini et al. [17].

	GaN	AlN	$\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$
$P_{sp}(\text{C/m}^2)$	-0.029	-0.081	$-0.052m-0.029$
$e_{31}(\text{C/m}^2)$	-0.49	-0.6	$-0.49-0.11m$
$e_{33}(\text{C/m}^2)$	0.73	1.46	$0.73+0.73m$

Tableau I.10 : Evaluation de la polarisation spontanée et des coefficients piézoélectriques du GaN, AlN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$.

A partir des valeurs des **tableaux I.9 et I.10**, nous pouvons déterminer les valeurs de polarisation spontanée et piézoélectrique dans l'hétérostructure $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}/\text{GaN}$, résumées dans le **tableau I.11**.

	$P_{sp}(\text{C/m}^2)$	$P_{pz}(\text{C/m}^2)$
GaN	-0.029	-4.32×10^{-6}
$\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$	-0.043	-9.1×10^{-3}

Tableau I.11 : Evaluation des polarisations spontanées et piézoélectriques du GaN et $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$.

On en déduit alors la densité des charges fixes σ ainsi que la densité surfacique de charges N_s de polarisation (**tableau I.12**) :

Hétérostructure	$ \sigma (\text{C/m}^2)$	$N_s(\text{cm}^{-2})$
$\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}/\text{GaN}$	0.023	1.44×10^{13}

Tableau I.12 : Evaluation des charges fixes et densité surfacique de charges.

7.3.3 Origine des électrons dans le puits 2D

N. Zhang et al. [53] a donné une explication pertinente et très probable de l’origine des électrons dans le puits 2D d’une hétérostructure AlGa_mN/GaN. Dans le cas d’une barrière fine (qq_s nm), les pièges de surfaces sont supposés être profond caractérisés par une énergie E_T de façon à ce que le potentiel de surface ϕ_s associé soit situé sous le niveau de Fermi et agissent par conséquent comme des centres neutres. Dans ce cas, la densité d’électrons n_s est inférieure à 10^{12}cm^{-2} . Dans le cas d’une barrière Al_mGa_{1-m}N plus épaisse et supérieure à une valeur critique d_c (fonction de m), le potentiel de surface augmente et le niveau des pièges de surface est situé au-dessus du niveau de Fermi de façon à être par conséquent, actifs. Ils transmettent alors leurs électrons, via le champ de polarisation totale interne à la barrière AlGa_mN, de proche en proche vers le puits 2D de manière à alimenter et former le gaz d’électrons dans le puits 2D. Il est aussi montré que le dopage volontaire de la couche barrière AlGa_mN est loin d’être suffisant pour expliquer la quantité d’électrons présente dans le puits. Une fois que tous les électrons sont transportés dans le puits, une augmentation de l’épaisseur de la couche barrière AlGa_mN n’apporte plus d’électrons supplémentaires et la densité de charges dans le puits se sature à la densité de charge en surface. L’ensemble de ces grandeurs fait l’objet d’une étude particulière développée dans le paragraphe 7.3.7. Nous montrerons dans le chapitre 4 que la cinétique des pièges en surface évolue avec leur densité et que la saturation de la densité d’électrons dans le gaz 2D est par conséquent liée à la vitesse de recombinaison en surface.

7.3.4 Calcul de la densité d’électrons n_s dans le canal 2DEG

La concentration des porteurs n_s dans le canal d’un transistor HEMT est un paramètre important, qui contribue aux performances en puissance du composant. A partir de l’équation de Poisson et de l’équation de Schrödinger, il est possible de calculer la concentration des porteurs induite par la polarisation électrique. Le calcul de cette densité est réalisé pour une structure HEMT dans le cas le plus général, c’est-à-dire comprenant une couche barrière AlGa_mN dopée noté d_d et un espaceur non dopé noté d_i . Le modèle est basé sur les hypothèses suivantes [43]:

- 1- Le 2DEG est confiné dans un puits de potentiel à l’interface AlGa_mN/GaN côté GaN et seuls les deux premiers niveaux E_0 et E_1 (figure I.20) sont peuplés.
- 2- L’axe x est dirigé vers la couche tampon GaN non dopé et son origine, est défini à l’hétérointerface AlGa_mN/GaN.

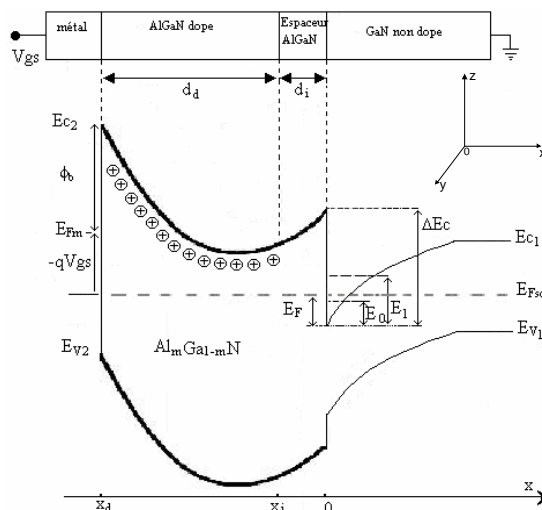


Figure I.20 : Structure étudiée et son diagramme d’énergie associé.

A. Intégration de l'équation de Poisson

Le principe de la continuité du vecteur de déplacement électrique à l'interface AlGaIn/GaN nous permet d'écrire : $\epsilon_1 E_1(0) = \epsilon_2 E_2(0)$ (I-20)

où ϵ_1 et ϵ_2 sont respectivement les constantes diélectriques du GaN et de AlGaIn. $E_1(0)$ et $E_2(0)$ sont respectivement le champ électrique induit coté GaN et AlGaIn. Pour calculer $E_2(0)$, il suffit d'intégrer l'équation de Poisson dans AlGaIn successivement pour $x_i < x < 0$ et $x_d < x < x_i$:

- Pour $x_i < x < 0$ (dans l'espaceur), la charge d'espace est nulle de sorte que le champ électrique est constant et en particulier égal à $E_2(0)$.

$$d^2V/dx^2=0 \rightarrow dV/dx=C^{te}=-E_2(0) \tag{I-21}$$

en appelant V_0 le potentiel en $x=0$ et V_{x_i} le potentiel à $x=x_i$, d_i l'épaisseur de la couche «espaceur», une deuxième intégration donne :

$$V_{x_i} - V_0 = \int_0^{x_i} -E_2(0)dx = -E_2(0)x_i = E_2(0)d_i \tag{I-22}$$

- Pour $x_d < x < x_i$, c'est-à-dire dans la région dopée AlGaIn et dans la mesure où la déplétion est totale et que le dopage est homogène, la charge d'espace est qN_D . On a ainsi : $d^2V/dx^2 = -qN_D/\epsilon_2$ (I-23)

$$\text{et } dV/dx = (-qN_D/\epsilon_2) \times x + C^{te} = (-qN_D/\epsilon_2)(x-x_i) - E_{x_i} \tag{I-24}$$

La continuité du vecteur déplacement en $x=x_i$ permet d'écrire $E_{x_i} = E_2(0)$. Une deuxième intégration entre x_d et x_i donne : $V_{x_d} - V_{x_i} = (-qN_D/2\epsilon_2) \times d_d^2 + E_2(0)d_d$ (I-25)

Les expressions I-22 et I-25 permettent d'écrire l'expression de la différence de potentiel existant aux bornes de AlGaIn d'épaisseur $d = d_d + d_i$.

$$\Delta V = V_{x_d} - V_0 = (-qN_D/2\epsilon_2) \times d_d^2 + E_2(0) \times d \tag{I-26}$$

$$\Delta V = V_{x_d} - V_0 = -1/q [E_{c2}(x_d) - E_{c2}(0)] \tag{I-27}$$

Le diagramme énergétique de la figure I.20 permet de relier cette différence de potentiel à la tension de polarisation V_{GS} .

En appelant ϕ_b la hauteur de la barrière Schottky métal/AlGaIn, ΔE_c la discontinuité de bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaIn/GaN et E_F l'énergie de dégénérescence dans le puits à l'interface de GaN, on peut écrire les relations suivantes :

$$E_{c2}(x_d) = E_{c1}(0) + E_F - qV_{GS} + \phi_b \tag{I-28}$$

$$E_{c2}(0) = E_{c1}(0) + \Delta E_c \tag{I-29}$$

$$\text{De sorte que } \Delta V \text{ s'écrit : } \Delta V = (-E_F/q) + V_{GS} - (\phi_b/q) + (\Delta E_c/q) \tag{I-30}$$

$$\text{Les relations (I-26 et I-30) donnent : } E_2(0) = (1/d)[V_{GS} - (E_F/q) - V_{th}] \tag{I-31}$$

$$\text{où la tension } V_{TH} \text{ est donnée par : } V_{th} = (\phi_b/q) - (\Delta E_c/q) - (qN_D/2\epsilon_2)d_d^2 \tag{I-32}$$

Nous devons maintenant calculer $E_1(0)$ dans le GaN non dopé. La charge d'espace présente est essentiellement constituée par les électrons de la couche d'inversion. Le théorème de Gauss appliqué à un cylindre d'axe x et de base unité dans le GaN permet d'écrire :

$$E_1(0) = -Q_1/\epsilon_1 = qn_s/\epsilon_1 \tag{I-33}$$

La continuité du vecteur déplacement à l'interface AlGaIn/GaN (I-14) et les relations (I-31 et I-33) permettent d'établir la relation $n_s(V_{GS}, E_F)$: $n_s = \epsilon_2/qd[V_{GS} - (E_F/q) - V_{TH}]$ (I-34)

La concentration totale des charges sera donc la somme des charges induites par la polarisation propre au matériau et celle induite par le champ électrique. Nous pouvons donc exprimer $n_s(V_{GS}, E_F, \sigma_{pol})$ [43] par : $n_s = (\sigma_{pol}/q) + (\epsilon_2/qd)[V_{GS} - (E_F/q) - V_{TH}]$ (I-35)

$$\text{On peut donc écrire que : } n_s = (\epsilon_2/q(d_d + d_i))[V_{GS} - (E_F/q) - V_{TH}] \tag{I-36}$$

d'où l'équation régissant l'évolution de la tension seuil :

$$V_{TH} = (\phi_b/q) - (\Delta E_c/q) - ((qN_D)/2\epsilon_2)d_d^2 - (\sigma_{pol}/\epsilon_2)(d_d + d_i) \tag{I-37}$$

B. Résolution de l'équation de Schrödinger

La compréhension des phénomènes physiques gouvernant le fonctionnement du transistor HEMT et la formation d'un 2DEG nécessite la résolution de l'équation de Schrödinger [54]. Dans une structure HEMT, les porteurs sont confinés dans un puits de potentiel, qui est en première approximation de forme triangulaire et dont le mouvement est libre dans le plan xy et est quantifié dans la direction z.

La quantification des états électroniques en sous-niveaux énergétiques permet de donner [55] :

$$E = E_i + (\hbar^2 k_B^2 / 2m_e^*) \quad (I-38)$$

Où m_e^* est la masse effective de l'électron. Elle est égale à $0.22m_0$ où m_0 est la masse élémentaire de l'électron. Avec $\hbar = h/2\pi$ où h est la constante de Planck.

La quantification en sous-bandes d'énergie E_i se fait suivant k_z et la variation pseudo continue se fait dans le plan xy suivant k_B avec $k_B^2 = k_x^2 + k_y^2$ comme montré sur la **figure I.21**. La presque totalité des électrons sont distribués dans les deux premiers niveaux d'énergie E_0 et E_1 , ainsi l'équation I-38 peut être exprimée par : $E = E_0 + E_1 + (\hbar^2 [k_x^2 + k_y^2] / 2m_e^*)$ (I-39)

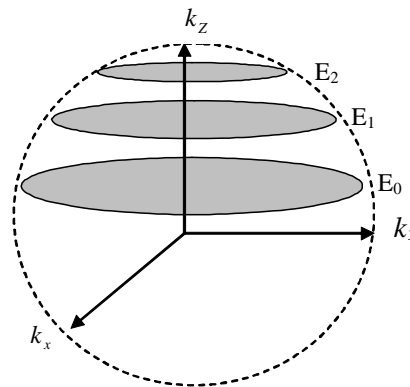


Figure I.21 : Les états électroniques distribués dans l'espace.

La densité d'état dans l'espace des vecteurs d'ondes pour une sous bande d'énergie E est donnée par [55_Mathieu]: $g(E) = m_e^* / \pi \hbar^2$ (I-40)

L'énergie E_i du bas de chaque sous-bande est donnée, pour un puits de potentiel de forme triangulaire par :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3q\pi}{2} E_{eff} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (I-41)$$

E_{eff} représente le champ électrique effectif présent dans la zone de charge d'espace, sa valeur moyenne est donnée par : $E_{eff} = (q/\epsilon_1) [N_{dep} + (n_s/2)]$ (I-42)

où N_{dep} est la charge de déplétion, elle est négligeable devant n_s , de sorte qu'en explicitant E_{eff} dans l'équation I-37, E_i s'écrit : $E_i = \gamma_i n_s^{2/3}$ (I-43)

$$\text{avec } \gamma_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \right)^{1/3} \left(\frac{3q^2\pi}{4\epsilon_1} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (I-44)$$

La population électronique de chacune des sous-bandes est donnée par :

$$n_s(i) = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad (I-45)$$

$$n_s(i) = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} k_B T \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right) \quad (I-46)$$

$$n_s(i) = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} k_B T \sum_i \ln \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_B T} \right) \right) \quad (I-47)$$

Les deux premières sous-bandes (i=0 et 1) sont majoritairement peuplées. La densité superficielle totale d'électrons $n_s=f(E_F)$ s'écrit alors :

$$n_s = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} k_B T \ln \left[\left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \right) \right]$$

Où D est la densité d'états dans la bande de conduction et est donnée par : $D=m_e^*/\hbar^2 \pi$

$$n_s = Dk_B T \ln \left[\left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \right) \right] \quad (I-48)$$

La résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'établir l'évolution de la concentration de porteurs n_s dans le puits en fonction du niveau de Fermi E_F .

Finalement le système d'équation à résoudre est :

$$\text{Avec } \begin{cases} n_s = \frac{\epsilon_2}{qd} \left(V_{GS} - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \end{cases} \quad (I-49)$$

$$\begin{cases} n_s = Dk_B T \ln \left[\left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B T} \right) \right) \times \left(1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B T} \right) \right) \right] \end{cases} \quad (I-50)$$

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{\frac{2}{3}} \quad (I-51)$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s^{\frac{2}{3}} \quad (I-52)$$

$$\gamma_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{9q^2 \pi}{16\epsilon_1} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (I-53)$$

$$\gamma_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{21q^2 \pi}{16\epsilon_1} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (I-54)$$

avec : $\gamma_0=2.123 \times 10^{-12}$, $\gamma_1=3.734 \times 10^{-12}$ [51].

La tension de seuil V_{th} est donnée par l'expression suivante où la dépendance de ϵ_2 vis à vis de la fraction molaire d'aluminium m a été explicitée :

$$V_{th}(m) = \phi_m - \Delta E_c(m) - \frac{qN_D d_d^2}{2\epsilon(m)} - \frac{\sigma(m)}{\epsilon(m)} (d_d + d_i) \quad (I-55)$$

En écrivant $\epsilon_2 = \epsilon(m)$ [15], [51] avec:

$$\epsilon(m) = 9.5 - 0.5m \quad (\text{Cm}^{-1}\text{V}^{-1})$$

$\phi_m(m)$ est la hauteur de la barrière Schottky, $\Delta E_c(m)$ est la discontinuité entre les bandes de conduction du AlGaIn et le GaN, N_D est la densité de dopage de la couche AlGaIn.

$$\phi_m(m) = 0.84 + 1.3m \quad (\text{eV}) \quad (I-56)$$

$$\Delta E_c(m) = 0.7[E_g(m) - E_g(0)] \quad (\text{eV})$$

$$\text{où } E_g(m) = 6.13m + 3.42(1-m) - m(1-m) \quad (\text{eV})$$

$$E_g(0) = 3.42 \quad (\text{eV})$$

$\sigma(m)$ est la valeur absolue de l'équation (I-6). Le système de deux équations (I-49) et (I-50) n'a pas de solution analytique. Cependant, nous pouvons obtenir des solutions approchées dans trois gammes de polarisation spécifiques : régime de faible, moyenne et forte inversion.

a. Régime de faible inversion

Pour des faibles densités d'électrons à l'interface : le niveau de Fermi se situe en deçà de la première sous bande. Les exposants apparaissant dans l'équation (I-50) sont alors négatifs et un développement limité de type $\ln(1+\epsilon) \approx \epsilon$ de cette équation permet de donner :

$$n_s = Dk_B T \exp \left(\frac{E_F}{k_B T} \right) \left[\exp \left(\frac{-E_0}{k_B T} \right) + \exp \left(\frac{-E_1}{k_B T} \right) \right] \quad (I-57)$$

pour ce régime de polarisation électrique, E_0 et E_1 sont inférieurs à $k_B T$ de sorte que :

$$n_s = 2Dk_B T \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \quad (I-58)$$

ainsi l'énergie de Fermi E_F est liée à la densité électronique par la relation :

$$E_F = k_B T \ln\left[\frac{n_s}{2Dk_B T}\right] \quad (I-59)$$

En reportant cette expression dans l'équation (I-48) et en supposant que la densité d'électrons est faible par rapport à la densité d'états associée aux deux premières sous bandes, rendant le terme logarithmique très inférieur à 1, on obtient :

$$n_s = 2Dk_B T \exp\left[\frac{q(V_{GS} - V_{th}(m))}{k_B T}\right] \quad (I-60)$$

On notera qu'en régime de faible inversion, le puits de potentiel est plutôt large et pas trop profond, il en résulte que la quantification des états électroniques est faible et que la structure présente un décalage par rapport à un gaz d'électrons bidimensionnel.

b. Régime d'inversion modéré

Dans le régime d'inversion modéré, le niveau de Fermi se situe au fond du puits de potentiel, juste de quelques $k_B T$ en-deçà de la bande de conduction. La structure opère alors tout près du seuil. Ainsi on peut réécrire l'équation (I-49) :

$$n_s = n_{s_0} \left[\frac{E_F}{k_B T} \right] \cong n_{s_0} \left(1 + \frac{E_F}{k_B T} \right) \quad (I-61)$$

En combinant l'équation (I-61) et (I-48), on trouve que :

$$E_F = \frac{q\mathcal{E}(m)k_B T \left(V_{GS} - V_{th}(m) - \frac{q(d_a + d_i)n_{s_0}}{\mathcal{E}(m)} \right)}{q^2(d_a + d_i)n_{s_0} + \mathcal{E}(m)k_B T} \quad (I-62)$$

Finalement, on obtient la relation liant n_s à V_{GS} en régime d'inversion modéré :

$$n_s(x) = n_{s_0} \exp\left[\frac{q\mathcal{E}(m) \left(V_{GS} - V_{th}(m) - \frac{q(d_a + d_i)n_{s_0}}{\mathcal{E}(m)} \right)}{q^2(d_a + d_i)n_{s_0} + \mathcal{E}(m)k_B T} \right] \quad (I-63)$$

où n_{s_0} est la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique qui peut être obtenue par la solution auto cohérente [56].

c. Régime de forte inversion

En régime de forte inversion, la densité électronique dans le canal devient suffisamment importante pour que le niveau de Fermi passe au-dessus du bas de la deuxième sous-bande E_1 . Les termes exponentiels dans l'équation (I-50) deviennent alors très supérieurs à 1 et nous pouvons écrire par approximation que : $n_s = D(2E_F - E_0 - E_1)$ (I-64)

d'où l'expression de E_F peut être déduite :

$$E_F = \frac{E_0 + E_1}{2} + \frac{\pi\hbar^2}{2m_e^*} n_s \quad (I-65)$$

En explicitant les expressions de E_0 et E_1 on obtient :

$$E_F = \frac{\gamma_0 + \gamma_1}{2} n_s^{\frac{2}{3}} + \frac{\pi\hbar^2}{2m_e^*} n_s \quad (I-66)$$

En reportant cette expression dans l'équation (I-49) on obtient :

$$n_s \left(1 + \frac{\epsilon(m)\pi\hbar^2}{2q^2 dm_e^*} \right) + \frac{\epsilon(m)(\gamma_0 + \gamma_1)}{2q^2 d} n_s^{\frac{2}{3}} = \frac{\epsilon(m)}{2d} (V_{GS} - V_{th}) \quad (I-67)$$

En régime de forte inversion, le terme linéaire en n_s est prépondérant de sorte que la densité d'électrons suit une loi sensiblement linéaire, et est donc donnée par :

$$n_s = \beta (V_{GS} - V_{TH}) \text{ avec } \beta = \frac{2\epsilon(m)qm_e^*}{2dq^2 m_e^* + \epsilon(m)\pi\hbar^2} \quad (I-68)$$

L'ensemble de ces calculs a fait l'objet d'une résolution numérique auto-cohérente.

7.3.5 Influence du taux d'aluminium et de la polarisation de grille sur n_s

La **figure I.22** montre qu'une augmentation du taux d'aluminium dans la couche barrière m induit une discontinuité de bande de conduction plus prononcée et permet d'améliorer le confinement des électrons dans le puits de potentiel. Par ailleurs, elle s'accompagne d'une augmentation de la densité d'électrons 2DEG et induit une dégradation de la tension de seuil.

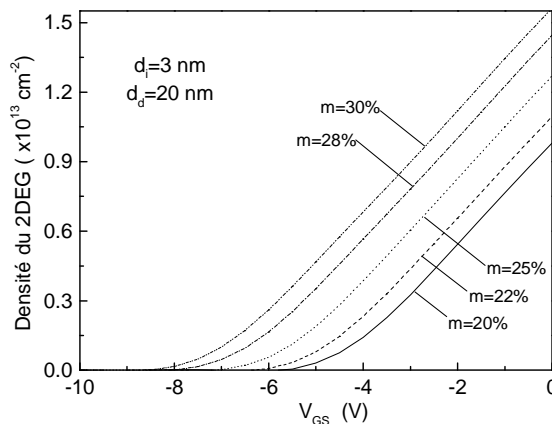


Figure I.22 : Variation de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons avec la tension de la grille pour plusieurs valeurs de la fraction molaire m de l'aluminium. $d_1=d_2=20\text{nm}$, $d_1=d_2=3\text{nm}$, $N_D=10^{18}\text{cm}^{-3}$.

7.3.6 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGa_{1-m}N dopé sur n_s

Les **figures I.23 et I.24** montrent la dépendance de la concentration d'électrons n_s du 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille V_{GS} pour les deux structures suivantes :

a) $d_1=3\text{ nm}$, $m=20\%$ et d_2 varie de 10 nm à 35 nm :

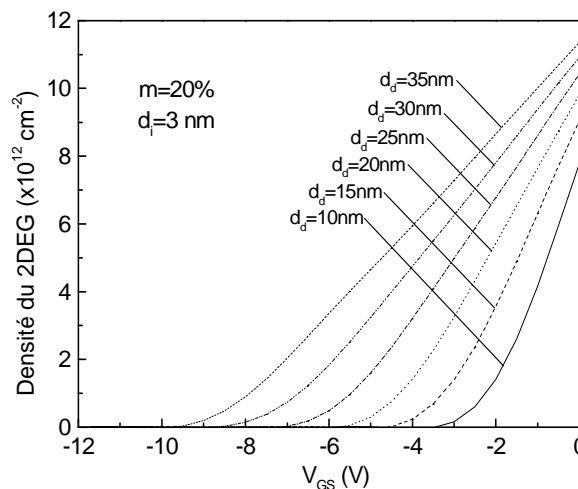


Figure I.23 : Variation de la densité électronique dans le 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ avec $m=20\%$. $d_1=d_2=\text{variable}$, $d_1=d_2=3\text{nm}$, $N_D=10^{18}\text{cm}^{-3}$.

b) $d_1=3\text{ nm}$, $m=25\%$ et d_2 varie de 10nm à 35nm :

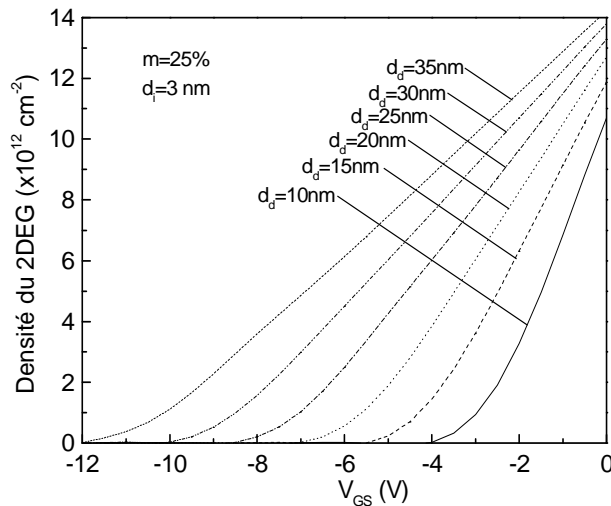


Figure I.24 : Variation de la densité électronique dans le 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche Al_mGa_{1-m}N avec m=25%. d_d=d₂=variable, d₁=d₁=3nm, N_D=10¹⁸cm⁻³.

On constate une augmentation de n_s associé à une dégradation de la tension de seuil du transistor HEMT lorsque l'épaisseur d_d de la couche barrière AlGa_mN augmente. Les valeurs de n_s peuvent être attribuées à la présence des charges induites par la polarisation totale à l'interface de l'hétérojonction AlGa_mN/GaN. La pente des courbes n_s-V_{gs} nous permet de retrouver la valeur de la capacité de la structure qui est liée à la distance entre le gaz d'électrons bidimensionnel et la grille du transistor, c'est à dire l'épaisseur de la couche AlGa_mN.

On constate que la tension est plus sensible à la variation de l'épaisseur de la couche AlGa_mN, qu'à une variation du taux d'aluminium m.

7.3.7 Influence du dopage de la couche barrière AlGa_mN sur n_s

La figure I.25 montre la variation de n_s avec l'épaisseur de la couche barrière Al_{0.25}Ga_{0.75}N relative à différent dopage de cette dernière.

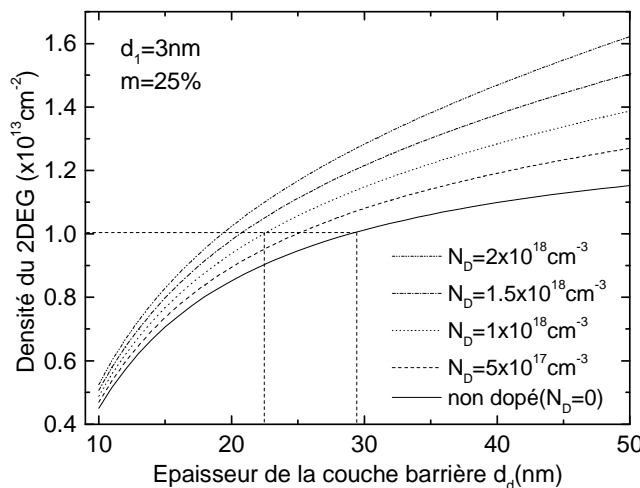


Figure I.25 : Dépendance de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons en fonction de l'épaisseur de la couche barrière d'Al_mGa_{1-m}N pour plusieurs valeurs du dopage N_D. d_d=d₂=abscisse, d₁=d₁=3nm.

En conséquence, il est évident que l'obtention de fortes densités d'électrons nécessite soit un fort dopage ou une épaisseur plus importante de la couche barrière AlGa_mN. Cette dernière solution semble la plus appropriée puisqu'elle permet de réduire la capacité de grille et minimise les effets indésirables liés aux pièges sous la grille.

7.3.8 Influence de l'épaisseur de la barrière AlGaIn sur la tension seuil V_{TH}

La dépendance de la tension seuil vis à vis du dopage de la couche barrière AlGaIn et pour plusieurs épaisseurs d_2 est représentée **figure I.26**.

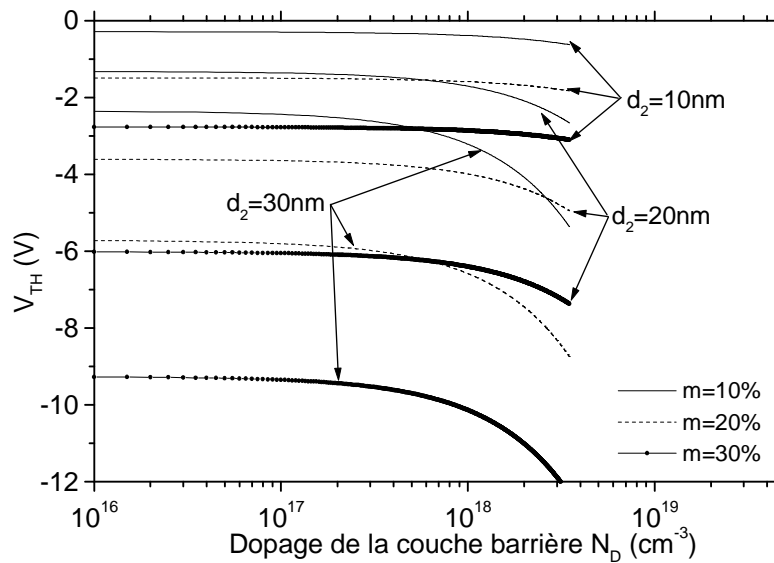


Figure I.26 : Variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour différentes valeurs d'épaisseurs.

On observe que la tension seuil V_{TH} diminue lorsque l'on augmente le dopage et l'épaisseur de la couche $Al_mGa_{1-m}N$. Cependant, V_{TH} montre être plus sensible à l'évolution de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn en comparaison avec le dopage de cette dernière. En effet, ce paramètre est dominé par la densité de charge induite par les polarisations internes (spontanée et piézoélectrique) et est beaucoup moins influencé par la concentration des atomes donneurs. Il n'est par conséquent pas recommandé de doper une fois de plus la couche barrière AlGaIn. Aussi, ces tensions sont relativement plus petites que les grandeurs expérimentales et la différence s'explique en partie parce que l'on ne tient pas compte de l'augmentation de la contrainte interne de la couche barrière AlGaIn lorsque le taux d'aluminium de cette dernière augmente (cf. **paragraphe 8.1**).

7.3.9 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn sur n_s du 2DEG

La **figure I.27** représente la densité d'électrons n_s dans le 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn d_2 et pour différents taux d'aluminium m .

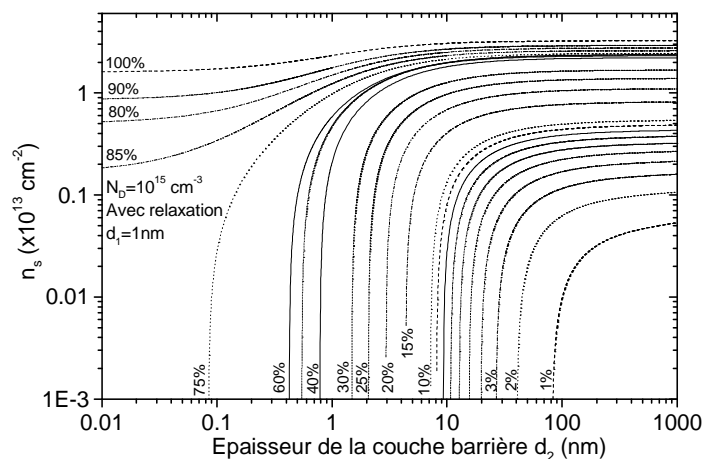


Figure I.27 : Variation de la densité de charge du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour une structure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ nid pour différents taux d'aluminium et en tenant compte des effets de relaxation ($N_D=10^{15} \text{ cm}^{-3}$).

Ces données permettent d'estimer l'épaisseur critique de la couche barrière AlGaN (t_{crit}) à partir de laquelle il y a présence d'électrons dans le puits pour un taux d'aluminium donné de la couche barrière AlGaN.

La **figure I.28** représente la densité d'électrons n_s dans le gaz 2D en fonction de l'épaisseur de la couche barrière AlGaN pour un dopage de 10^{18} cm^{-3} et pour différents taux d'aluminium m .

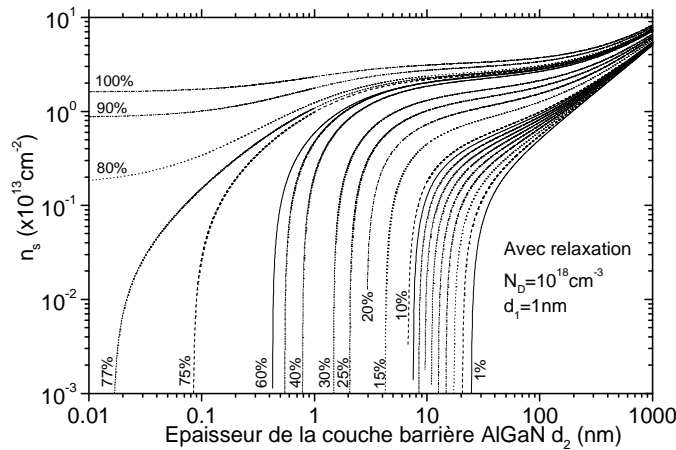


Figure I.28 : Variation de la densité de charge du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière pour une structure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ dopée 10^{18} cm^{-3} pour différents taux d'aluminium et en tenant compte des effets de relaxation ($N_D=10^{18} \text{ cm}^{-3}$).

La **figure I.29** regroupe la valeur de l'épaisseur minimale (ou épaisseur critique) de la couche barrière AlGaN obtenues en fonction du taux d'aluminium de cette dernière, permettant l'apparition d'un puits 2D ($n_s \neq 0$). Ces valeurs sont déduites des **figures I.27** et **I.28**.

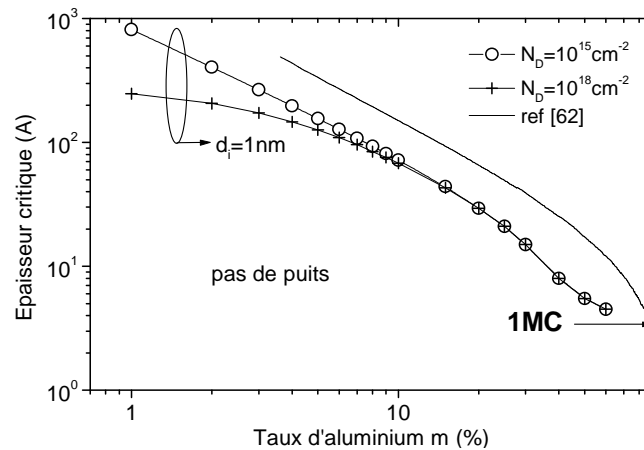


Figure I.29 : Epaisseur minimale de barrière $Al_mGa_{1-m}N$ en fonction du taux d'aluminium pour une structure nid et dopée 10^{18} cm^{-3} , permettant d'obtenir un gaz d'électrons bidimensionnelle.

A partir d'un taux d'aluminium de 90%, l'épaisseur critique atteint 1MC, ce qui constitue théoriquement une limite physique quant à l'épaisseur de la couche barrière.

Cette épaisseur critique peut être exprimée sous la forme suivante [57] :

$$t_{crit} = (\phi_B - \Delta E_C) \epsilon_{AlGaN} / q\sigma_p \text{ AlGaN}$$

où ϕ_B est la hauteur de barrière de potentiel ou de la jonction MS ($=\phi_{MS}$). La hauteur de barrière ϕ_B utilisée pour l'étude comparative de la **figure I.29** est de 1.6eV.

Les figures I.30 et I.31 montrent la variation de la densité de charge du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn, pour respectivement deux taux d'aluminium 25% et 40% et deux dopages différents (10^{15}cm^{-3} et $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$). La densité de charge n_s du 2DEG montre augmenter avec l'épaisseur de la couche dopée et avec le dopage. Pour les valeurs de m inférieures à 38%, le réseau cristallin est totalement tendu et il n'y a pas d'effet de la relaxation du réseau sur la densité du 2DEG.

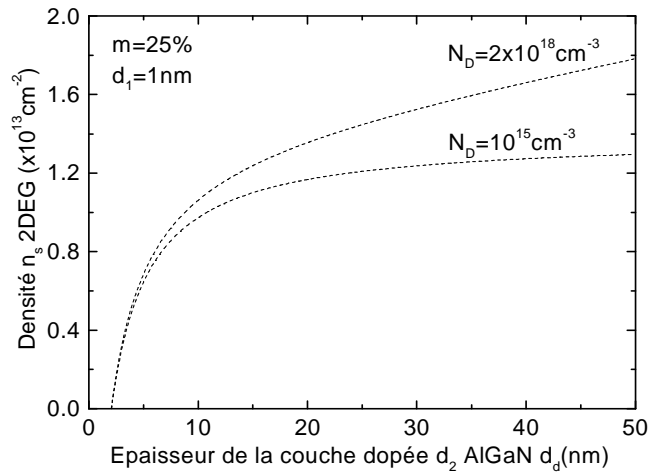


Figure I.30 : Variation de la densité de charge du 2DEG avec l'épaisseur de la couche AlGaIn pour plusieurs valeurs du dopage et pour une fraction molaire de l'aluminium $m=25\%$.

L'effet de la relaxation commence à apparaître pour les valeurs modérément élevées du taux d'aluminium m comme le montre la figure I.31 ($m=40\%$) où l'on compare l'évolution de la densité n_s pour deux structures dopées. Par exemple, une couche barrière AlGaIn de 30nm et un dopage de $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ montre une diminution de la densité d'électrons n_s de $2.2\times 10^{13}\text{cm}^{-2}$ à $2.1\times 10^{13}\text{cm}^{-2}$ lorsque la relaxation du réseau est prise en compte.

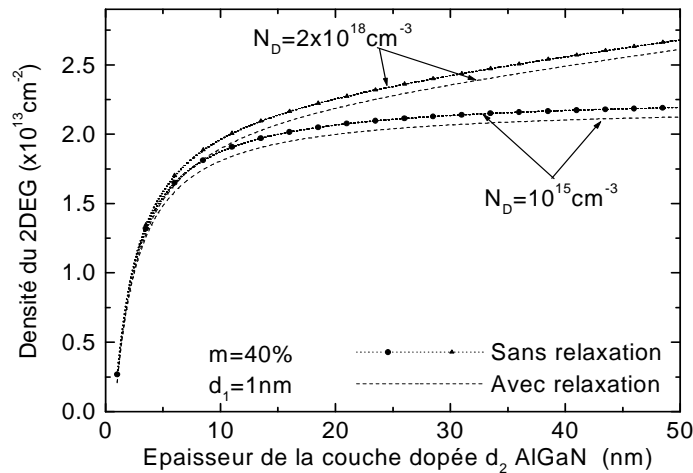


Figure I.31 : Variation de la densité de charge du 2DEG avec l'épaisseur de la couche AlGaIn pour plusieurs valeurs du dopage ($N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$ et $N_D=2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$) et pour une fraction molaire de l'aluminium $m=40\%$.

7.3.10 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGaIn sur la tension de seuil

La figure I.32 montre un exemple de variation de la tension de seuil V_{TH} en fonction de l'épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ pour deux dopages extrêmes (nid et $2\times 10^{18}\text{cm}^{-3}$). Plus l'épaisseur de la couche barrière est élevée, plus la tension seuil à appliquer pour dépléter le gaz 2D doit être élevée en polarisation inverse. Ce phénomène est encore plus accentué lorsque la couche barrière à dépléter est dopée.

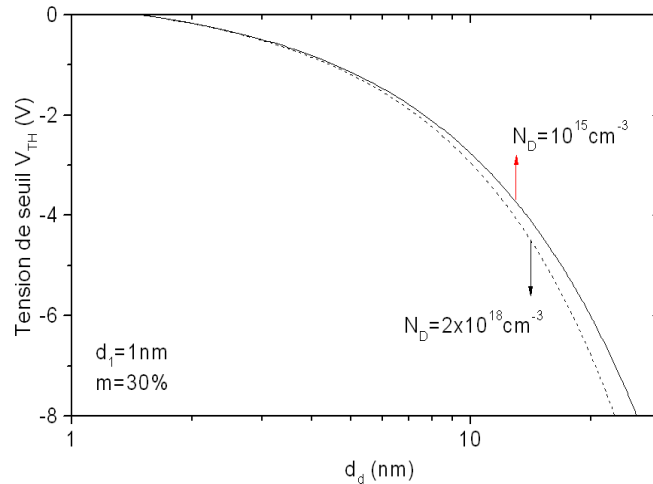


Figure I.32 : Variation de la tension seuil V_{TH} pour différentes épaisseurs de la couche barrière AlGaIn, pour une valeur du taux d'aluminium de 30% et pour deux niveaux de dopage.

7.3.11 Influence du taux d'aluminium dans la couche barrière AlGaIn sur la tension de seuil

La figure I.33 montre la dépendance de la tension seuil V_{TH} en fonction de la fraction molaire d'aluminium m et pour différentes épaisseurs de la couche barrière AlGaIn si l'on tient compte ou pas de la relaxation de cette dernière. La tension seuil décroît rapidement lorsque la fraction molaire d'aluminium augmente pour le cas d'une structure totalement tendue. Cet effet est néanmoins compensé lorsque la structure est partiellement relaxée à partir de 38% et ce jusqu'à 67% d'aluminium. Une fois la couche alors totalement relaxée, le comportement de la tension seuil est similaire à la couche totalement tendue.

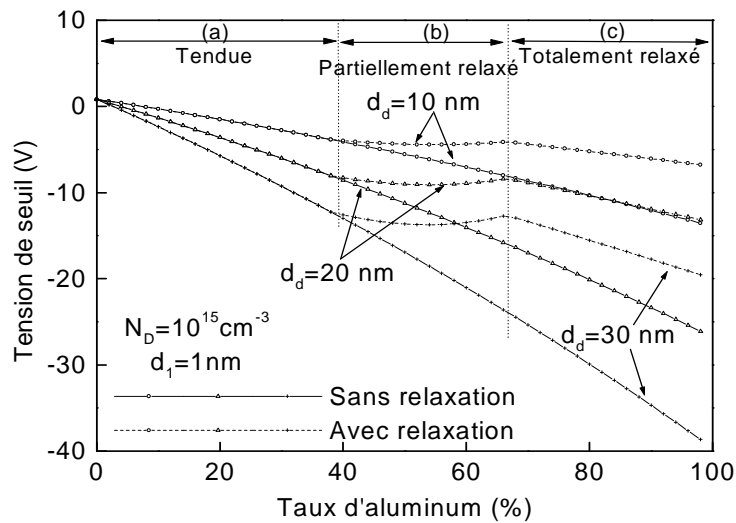


Figure I.33 : Variation de la tension seuil V_{TH} en fonction du taux d'aluminium pour plusieurs épaisseurs de la couche barrière AlGaIn.

En effet, dans les régions (b) et (c), la diminution de la polarisation piézoélectrique induit une réduction de la tension seuil V_{TH} . Aussi, cet effet est d'autant plus marqué que la couche barrière est épaisse et/ou dopée.

7.4. Effet de la relaxation du réseau

7.4.1 Evolution de n_s en fonction de la fraction molaire d'aluminium m

La valeur de la polarisation d'origine piézoélectrique P_{PZ} peut être quantifiée à partir du degré de relaxation $r(m)$ prenant en compte la contrainte présente dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ en fonction du taux d'aluminium m. Elle est donnée par [14]:

$$P^{Pz} = 2(1 - r(m)) \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \tag{1.69}$$

En effet, pour une épaisseur donnée de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$, l'augmentation du taux d'aluminium m induit une relaxation du réseau cristallin causée par l'accroissement du désaccord en paramètre de maille [14] entre GaN et AlGaN.

$$r(m) = \begin{cases} 0 & \rightarrow \text{pour } 0 \leq m \leq 0.38 \\ 3.5m - 1.33 & \rightarrow \text{pour } 0.38 \leq m \leq 0.67 \\ 1 & \rightarrow \text{pour } 0.67 \leq m \leq 1 \end{cases} \tag{1.70}$$

Cette correction est justifiable en première approximation. Ainsi, la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ est considérée comme totalement tendue pour un taux d'aluminium inférieur à 38%. Elle est partiellement relaxée entre 38 et 67% et totalement relaxée au-delà de 67%.

La **figure I.34** montre la dépendance de la densité d'électrons du gaz bidimensionnel en fonction du taux d'aluminium pour deux épaisseurs de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ d_d (20nm et 35nm), un espaceur d_1 de 1nm et un dopage N_D de $2 \times 10^{18} cm^{-3}$ en tenant compte les effets des polarisations spontanée et piézoélectrique ainsi que la relaxation partielle du réseau cristallin.

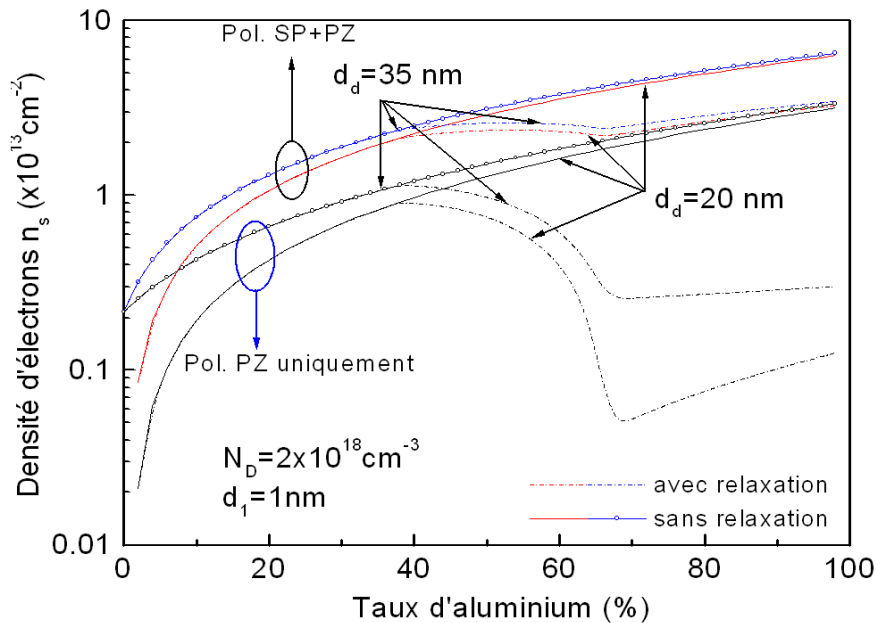


Figure I.34 : Variation de la densité de charge du 2DEG pour une structure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ dopée en tenant compte des effets de la relaxation et des polarisations.

On observe une augmentation significative de la densité de charge n_s lorsque la polarisation spontanée est prise en compte. La valeur de la densité électronique induite par la polarisation totale est le double de celle induite par la polarisation piézoélectrique à elle seule. Ainsi, pour les structures $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, la polarisation spontanée contribue autant que la polarisation piézoélectrique. Au-delà d'une fraction molaire d'aluminium de plus de 38%, l'effet de la relaxation partielle du réseau cristallin se traduit par une réduction de la densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel.

7.4.2 Influence de la couche de cap GaN et de l'espaceur AlN sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN

Il est possible d'améliorer les propriétés de transport dans le gaz 2D en apportant quelques modifications sur la structure de bandes de l'hétérostructure. La plus évidente consiste à remplacer l'espaceur AlGaIn non-dopé (d_1), situé à l'interface AlGaIn/GaN par une couche AlN de 1nm. Cela permet d'améliorer le confinement des électrons dans le puits 2D, leur mobilité et la densité électronique (figure I.35).

La densité d'électrons peut être calculée en présence d'un espaceur AlN à l'équilibre thermodynamique comme :

$$n_s = \sigma_{pAlGaIn} - \frac{\epsilon_{AlGaIn}}{d_d} \frac{\phi_s + E_F - \Delta E_{c(AlGaIn/GaN)}}{q} \tag{1.71}$$

où $\sigma_{pAlGaIn}$ est la charge de polarisation totale induite à l'interface AlGaIn/GaN ; Φ_s est la profondeur du niveau de Fermi à la surface AlGaIn par rapport à la bande de conduction ; ϵ_{AlGaIn} est la constante diélectrique et d_d est l'épaisseur de la couche AlGaIn ; E_F est le niveau de Fermi ; $\Delta E_{c(AlGaIn/GaN)}$ est l'offset de bande entre AlGaIn et GaN ; q représente la charge de l'électron.

A partir du profil de bande de conduction et de la neutralité des charges électrostatiques, nous pouvons écrire que :

$$\Delta E_{c(AIN/GaN)} + q \frac{(\sigma_{pAlN} - n_s)}{\epsilon_{AlN}} d_1 + q \frac{(\sigma_{pAlGaIn} - n_s)}{\epsilon_{AlGaIn}} d_d - \Delta E_{c(AIN/AlGaIn)} = E_F + \phi_s \tag{1.72}$$

avec σ_{pAlN} est la charge de polarisation totale induite à l'interface AlN/GaN ; ϵ_{AlN} représente la constante diélectrique de l'AlN ; d_1 est l'épaisseur de l'espaceur AlN. Enfin, $\Delta E_{c(AlGaIn/AlN)}$ et $\Delta E_{c(AIN/GaN)}$ sont les offset de bande de conduction entre AlGaIn/AlN et entre AlN/GaN.

La nouvelle équation exprimant la densité de courant dans le gaz d'électrons 2D avec la présence d'un espaceur AlN est déduite de l'équation (1.71) :

$$n_s = \frac{\sigma_{pAlN} + (\epsilon_{AlN} / \epsilon_{AlGaIn})(d_d / d_1)\sigma_{pAlGaIn} - (1/q)(\epsilon_{AlN} / d_1)(E_F + \phi_s + \Delta E_{c(AlGaIn/AlN)} - \Delta E_{c(AIN/GaN)})}{1 + (\epsilon_{AlN} / \epsilon_{AlGaIn})(d_d / d_1)} \tag{1.73}$$

La simulation de cette structure montre un confinement de près de 99.9% des électrons dans le puits 2D, quel que soit l'épaisseur de la couche de cap en comparaison à la probabilité de présence des électrons comprise entre 90% et 97% pour une structure sans espaceur AlN et pour respectivement, un cap de GaN fin (1nm) et très épais (15nm). Les structures de bandes des hétérostructures et leurs densités d'électrons associées sont calculées au moyen d'un programme Schrödinger-Poisson 1D (conçu par O. Schuler et D. Théron). Dans ce cas, le potentiel de surface V_s est fixé à 500mV.

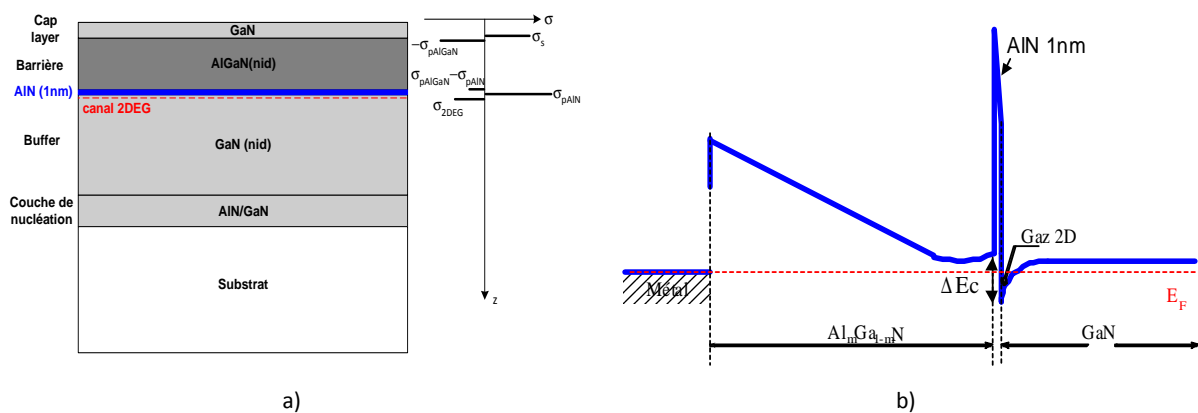


Figure I.35 : a) Structure et répartition des charges de polarisation dans la structure ; b) Diagramme de bande de conduction d'une hétérojonction AlGaIn/AlN/GaN non dopée.

Les simulations suivantes comparent deux structures, c'est-à-dire celle avec et sans espaceur AlN (avec un dopage résiduel fixé à 10^{15} cm^{-3} pour toutes les structures suivantes) :

1) Structure GaN(1nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/GaN(200nm)

La densité des porteurs (électrons et trous) et leurs répartitions sont représentées **figure I.36** en fonction de la profondeur (cap GaN de 1nm).

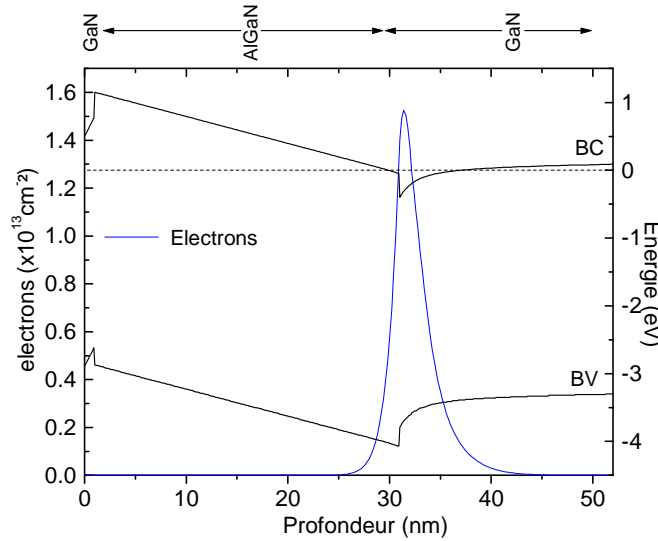


Figure I.36 : Diagramme de bande pour une structure GaN(1nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/GaN.

La probabilité de présence des électrons est de 88% dans le puits 2D contenant une densité d'électrons n_s de $1.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. La densité de trous est bien évidemment infinitésimal ($< 5 \times 10^{-37} \text{ cm}^{-2}$).

2) Structure GaN(14nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/GaN(200nm)

La **figure I.37** représente une simulation de la même structure que précédemment, mais avec un cap layer de 14nm en GaN.

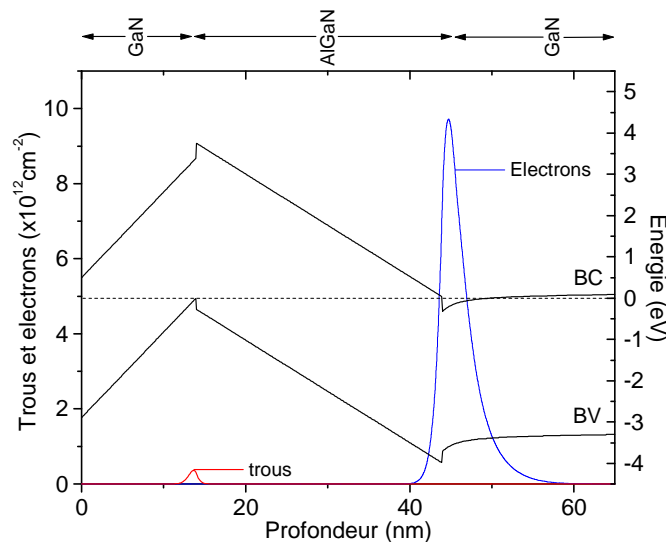


Figure I.37 : Diagramme de bande pour une structure GaN(14nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/GaN.

La probabilité de présence des électrons dans le puits 2D augmente à 95% mais la densité d'électrons chute à $9.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Il apparaît dans ce cas, un courant de trou dans la couche de cap avec une densité de trous de $3.3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ associé à une probabilité de présence de ces dernières à 99.5%.

3) Structure GaN(1nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/AlN(1nm)/GaN((150nm)

Une structure composée d'un espaceur AlN a été simulée. La densité des électrons et des trous obtenus est représentée sur la **figure I.38**. Le cap layer de GaN est dans ce cas, de 1nm.

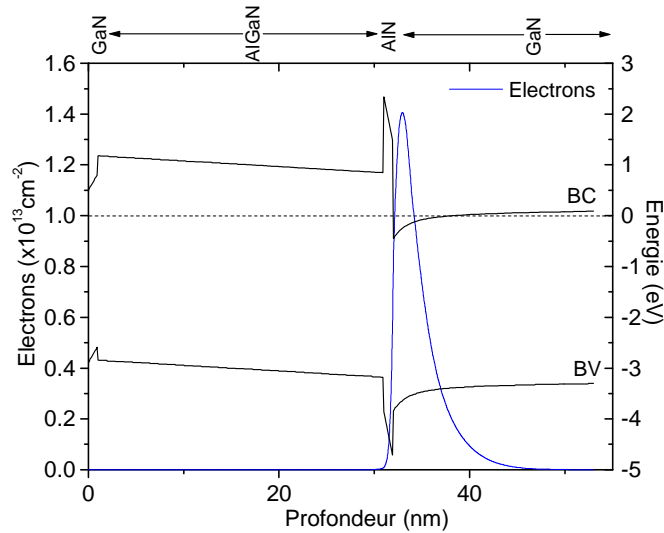


Figure 1.38 : Diagramme de bande pour une structure GaN(1nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/AlN(1nm)/GaN.

La probabilité de présence des électrons dans le puits 2D est dans ce cas, grandement améliorée et vaut 99.8%. La densité de courant n_s vaut $1.45 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Le courant de trou obtenu dans la structure est de $4.54 \times 10^{-37} \text{cm}^{-2}$.

4) Structure GaN(14nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/AlN(1nm)/GaN(150nm)

La figure 1.39 représente une simulation de la même structure que précédemment, mais avec un cap layer de GaN 14nm et avec une barrière AlN de 1nm.

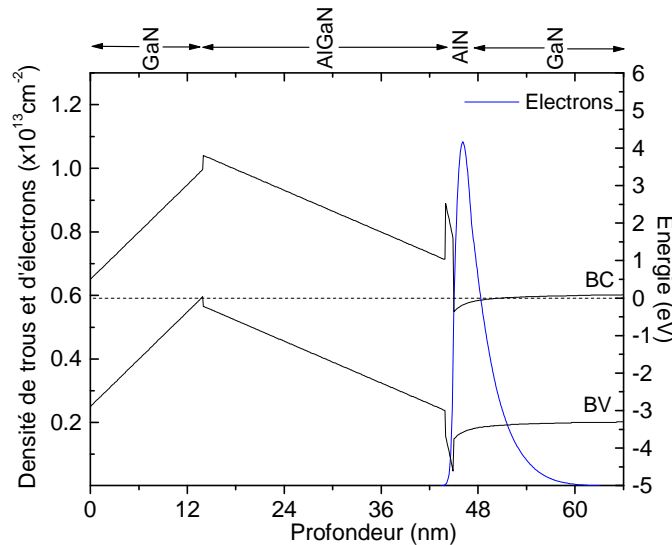


Figure 1.39 : Diagramme de bande pour une structure GaN(14nm)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(30nm)/AlN(1nm)/GaN.

Dans ce cas, la présence d'une couche de cap épaisse diminue légèrement la densité d'électrons dans le puits 2D AlN/GaN ($n_s = 1.1 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$) et donne naissance à un puits de trous, formé dans cette dernière couche et engendre un courant de trous avec une densité de $7.5 \times 10^{10} \text{cm}^{-2}$. La probabilité de présence des électrons dans le puits 2D vaut 99.5%.

En conclusion, avec un espaceur en AlN, l'augmentation de la densité d'électrons obtenue est attribuée à une plus forte charge de polarisation totale induite à l'interface AlN/GaN. La discontinuité de bande à l'interface est augmenté de 0.52eV à 1.58eV pour respectivement une structure sans et avec un espaceur AlN. La mobilité des électrons s'en trouve elle aussi améliorée. En effet, Antoszewski et al. [58] ont montré que la rugosité d'interface AlGaN/GaN est la principale cause des

collisions des porteurs dans le puits 2D lorsque la densité de ces derniers est supérieure à $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dans ce cas, les collisions dues au désordre d'alliage prennent une part importante dans la limitation notamment de la mobilité des électrons [59]. Dans le cas d'une hétérostructure classique AlGaN/GaN, la distribution des électrons s'étale d'autant plus du puits vers la couche barrière AlGaN lorsque leur densité augmente. La présence d'une nanocouche AlN comme espaceur, permet par conséquent d'améliorer les propriétés de transport simplement par un meilleur confinement et la réduction des collisions dues au désordre d'alliage de la couche barrière AlGaN. Notons que l'épaisseur de cet espaceur AlN est fixée à 1nm pour bénéficier d'un confinement optimum des électrons dans le puits.

Une seconde amélioration possible est d'incorporer de l'aluminium dans la couche tampon pour accentuer son caractère résistif et réduire les pertes en hyperfréquence. Pour conserver une discontinuité suffisante afin d'obtenir un puits à l'interface avec la couche barrière AlGaN et conserver le concept HEMT à charge pyroélectrique, le taux d'aluminium est choisi inférieur à 15%. Pour ces calculs, nous opérons avec un taux de 10% similaire à des hétérostructures expérimentales.

5) Structure GaN(1nm)/Al_{0.32}Ga_{0.7}N(25nm)/AlN(0 ou 1nm)/GaN(15nm)/Al_{0.1}Ga_{0.9}N(100nm)

La figure I.40 représente deux simulations d'une structure du type double HFET composée d'une couche tampon en Al_{0.1}Ga_{0.9}N, avec un cap layer de GaN 1nm, avec ou sans espaceur AlN de 1nm.

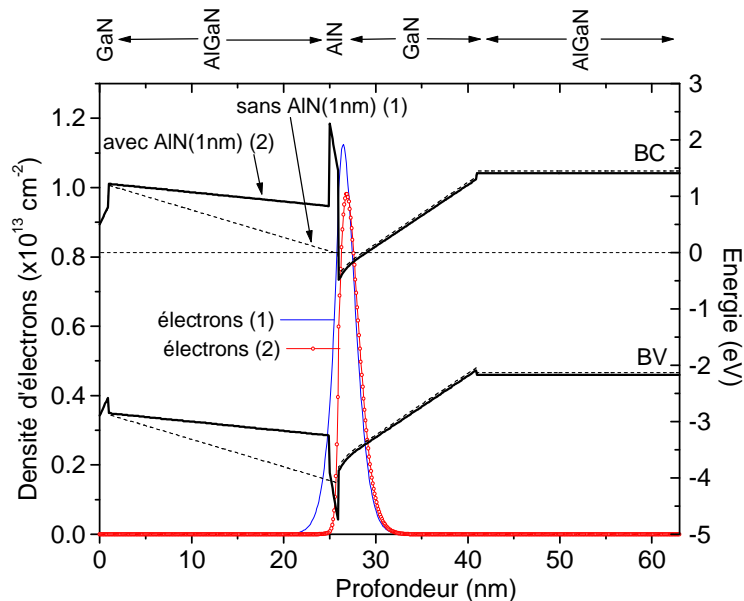


Figure I.40 : Diagramme de bande et répartition des électrons et des trous pour une structure constituée de GaN(1nm)/Al_{0.32}Ga_{0.68}N(25nm)/AlN(0 ou 1nm)/GaN(15nm)/Al_{0.1}Ga_{0.9}N(100nm) - Epitaxie L446

Pour la structure sans espaceur AlN, nous obtenons respectivement, une probabilité de présence des électrons dans le puits 2D et une densité de courant n_s de 82% et $1.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Le courant de trous obtenu dans la structure est infinitésimal ($1.13 \times 10^{-22} \text{ cm}^{-2}$).

Pour la structure avec un espaceur AlN de 1nm, nous obtenons respectivement, une probabilité de présence des électrons dans le puits 2D et une densité de courant n_s de 98.9% et $9.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Dans ce cas, la courbure de bande relative à la couche barrière AlGaN est moins prononcée en comparaison avec la structure sans espaceur. C'est pourquoi la densité d'électrons diminue de 12% alors que le champ électrique interne dans la couche barrière AlGaN voit sa valeur doubler à $4.7 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Le courant de trous obtenu dans la structure est toujours infinitésimal ($5.4 \times 10^{-23} \text{ cm}^{-2}$).

8. Modèle électromécanique

Dans l'étude antérieure sur les HEMTs, les propriétés électriques et mécaniques des couches épitaxiées ont été traitées de façon indépendante. La théorie standard d'élasticité est appliquée et la loi de Hooke est supposée maintenue dans l'obtention de l'effet de la contrainte dans chaque couche. Cependant, les propriétés électriques et mécaniques des matériaux piézoélectriques sont couplées et non indépendantes. Cette approche est d'autant plus rigoureuse que la contrainte piézoélectrique dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ augmente avec la fraction molaire d'aluminium m . Une attention particulière est portée sur la modélisation des effets de la contrainte en surface dans l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Il convient alors de comparer les modèles standard et couplé afin de mieux appréhender l'effet de la contrainte et la relaxation du réseau sur les propriétés électriques, tels que les polarisations piézoélectrique et spontanée, le champ électrique et le potentiel électrostatique.

8.1 Modèle standard et relation entre contraintes et déformations

En première partie de ce chapitre, nous avons utilisé la loi de Hooke au niveau macroscopique qui permet de quantifier la contrainte σ_{ij} d'un cristal au moyen de son tenseur de déformation γ_{kl} tel que :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \gamma_{kl} \tag{I-74}$$

Les tenseurs des contraintes σ_{ij} et des déformations γ_{kl} sont représentés par les matrices suivantes:

$$[\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [\gamma] = \begin{bmatrix} \gamma_{11} & \gamma_{12} & \gamma_{13} \\ \gamma_{21} & \gamma_{22} & \gamma_{23} \\ \gamma_{31} & \gamma_{32} & \gamma_{33} \end{bmatrix} \tag{I-75}$$

Où C_{ijkl} est le tenseur élastique due à la symétrie spatiale, ce tenseur de rang quatre est réduit à une matrice 6x6 en utilisant la notation de Voigt [60].

$xx \rightarrow 1, yy \rightarrow 2, zz \rightarrow 3, zy, yz \rightarrow 4, zx, xz \rightarrow 4, xy, yx \rightarrow 6$.

Les éléments du tenseur élastique peuvent être réécrits $C_{ijkl} = C_{mn}$ ou $i,j,k,l = x,y,z$ et $m,n = 1, \dots, 6$. La loi de Hooke peut donc être simplifiée par l'utilisation de cette notation et devient :

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \gamma_j \tag{I-76}$$

La matrice 6x6 des constantes élastiques C_{ij} pour un cristal de type wurtzite est donné par [61], [62]:

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{22} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{11} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{C_{11} - C_{12}}{2} \end{bmatrix} \tag{I-77}$$

La contrainte dans les couches de GaN épitaxiées suivant l'axe c [0001] est provoquée par le désaccord des paramètres de maille a et dirigée le long du plan parallèle au substrat. Le cristal est relaxé dans la direction de croissance car aucune force n'est appliquée. Dans le cas des hétérostructures à base de nitrure de gallium $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ et pour une déformation biaxiale donnée ($\gamma_{xx} = \gamma_{yy}$), les contraintes $\sigma_1 = \sigma_2$ et $\sigma_3 = 0$. Aussi, les contraintes de cisaillement sont négligées ($\sigma_4 = \sigma_5 = \sigma_6 = 0$). En utilisant, les équations (I-76) et (I-77), la relation qui lie la déformation le long de l'axe c et le long du plan de base peut être décrite par [62] :

$$\gamma_{zz} = (-2 \times C_{13} / C_{33}) \gamma_{xx} \tag{I-78}$$

$$\text{où } 2 \times C_{13} / C_{33} = \nu_{(0001)} \text{ représente le coefficient de Poisson.} \tag{I-79}$$

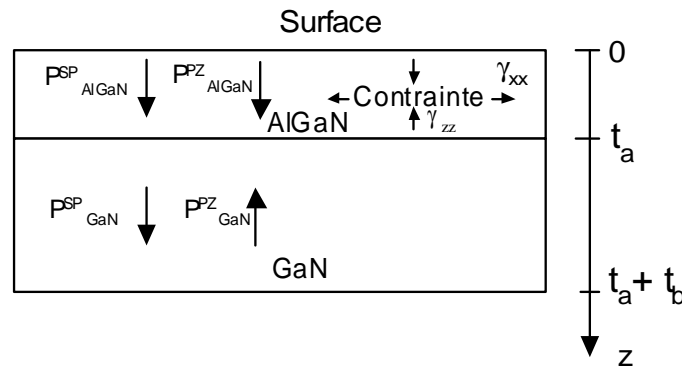


Figure I.41 : Schéma représentant les contraintes de déformation dans la couche AlGaIn et GaN.

8.2 Modèle électromécanique couplée au champ électrique

Les contraintes σ_{ij} relatives aux matériaux piézoélectriques peuvent être exprimées au moyen du tenseur de déformation γ_{kl} et du champ électrique appliqué comme [63] :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \gamma_{kl} - e_{kij} E_k \quad (I-80)$$

avec : σ_{ij} : tenseur de contrainte, γ_{kl} : tenseur de déformation, C_{ijkl} : tenseur élastique de rang quatre, e_{kij} : tenseur des coefficients piézoélectrique de rang trois, E_k : vecteur champ électrique.

L'équation (I-80) peut se mettre sous la forme matricielle électromécanique suivante [64]:

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ T_{yz} \\ T_{zx} \\ T_{xy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c & 0 & 0 & 0 \\ c & c & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{c_{11}-c_{12}}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma_{xx} \\ \gamma_{yy} \\ \gamma_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \\ \gamma_{xy} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{31} \\ 0 & 0 & e_{33} \\ 0 & e_{15} & 0 \\ e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (I-81)$$

La loi de Hooke devient alors un cas particulier en absence de couplage électromécanique.

En absence de la contrainte de cisaillement, P_{Sp} et P_{Pz} sont orientées suivant la direction $[000 \bar{1}]$ et pour des raisons de symétrie : $\gamma_{xx}=\gamma_{yy}$ (I-82)

Les contraintes induisent une polarisation piézoélectrique qui est donnée par : $P_i^{Pz}=e_{ijk}\gamma_{jk}$ (I-83)

L'équation I.83 peut se mettre sous forme d'un produit tensoriel : $\bar{P}^{Pz} = e : \bar{\gamma}$

Pour les composés de type wurtzite, la polarisation piézoélectrique est donnée par :

$$\begin{bmatrix} P^{Pz}_x \\ P^{Pz}_y \\ P^{Pz}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \gamma_{xx} \\ \gamma_{yy} \\ \gamma_{zz} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \\ \gamma_{zz} \end{bmatrix} \quad (I-84)$$

$$P_z^{Pz} = e_{31} \gamma_{xx} + e_{31} \gamma_{yy} + e_{33} \gamma_{zz} + 0. \gamma_{yz} + 0. \gamma_{zx} + 0. \gamma_{xy}$$

$$P_z^{Pz} = 2e_{31} \gamma_{xx} + e_{33} \gamma_{zz} \quad (I-85)$$

On suppose que γ_{xx} est déterminée par l'alignement atomique dans le plan perpendiculaire à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$. Cette condition appliquée à une épitaxie pseudomorphique permet d'écrire : $\gamma_{xx}=a_{GaN}-a_{AlGaIn}/a_{AlGaIn}$ dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ (I-86)

La déformation dans la couche tampon GaN est considérée comme nulle : $\gamma_{xx}=0$ (I-87)

où a_{GaN} et a_{AlGaIn} sont respectivement, les paramètres de maille dans les couches GaN, $Al_mGa_{1-m}N$ et ils sont données par : $a_{GaN}(0)=3.189(\text{Å})$ (I-88)

$a_{AlGaIn}(m)=-0.077m+3.189(\text{Å})$ (I-89)

L'évolution de la déformation en tension γ_{xx} en fonction de la fraction molaire d'aluminium peut être évaluée comme : $\gamma_{xx} (m) = 2.474 \times 10^{-5} m$.

Dans le cas de l'hétérostructure AlGa_m/Ga_{1-m}N, la couche Al_mGa_{1-m}N exerce une contrainte sur la couche GaN et réciproquement, de manière à induire une tension à l'interface côté GaN. Cette distorsion locale du réseau est maximale à la jonction et devient négligeable en volume du GaN. La composante normale du tenseur de contrainte principale obtenue à partir de l'équation électromécanique s'écrit donc : $\sigma_{zz} = 2C_{13}\gamma_{xx} + C_{33}\gamma_{zz} - e_{33}E_z$ (I-90)

Les conditions aux limites appliquées aux surfaces libres imposent des contraintes nulles ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$). On obtient par conséquent pour une résolution à une dimension :

$$\gamma_{zz} = \frac{-2C_{13}}{C_{33}}\gamma_{xx} + \frac{e_{33}}{C_{33}}E_z \quad (I-91)$$

où γ_{zz} est la déformation transversale au plan d'interface. E_z est le champ électrique induit et est donné par : $E_z = -\partial\phi/\partial z$ (I-92)

On obtient une équation pour γ_{zz} pour laquelle le premier terme $-2 \times C_{13} \times \gamma_{xx} / C_{33}$ équivaut au coefficient de Poisson dans le modèle standard auquel il faut ajouter un nouveau terme $e_{33} \times E_z / C_{33}$ issu du couplage électromécanique. Cette seconde contribution de γ_{zz} dépend de la fraction molaire d'aluminium et des champs de polarisation électriques dans les couches, qui à leurs tours, dépendront de la distribution des charges et des conditions aux limites utilisées pour résoudre l'équation du Poisson. Le gaz d'électrons dans le puits 2DEG est donné par $\rho = -qn_s$. La surface de AlGa_m est utilisée comme position de référence ($z=0$), le gaz 2D est fixé à $z=t_a$ et la couche de nucléation est fixée à $z=t_a+t_b$.

Le vecteur de déplacement électrique s'écrit : (les lettres en gras représentent des vecteurs)

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (I-93)$$

$$\nabla \mathbf{D} = \epsilon \nabla \mathbf{E} + \nabla \mathbf{P} \quad (I-94)$$

$$\text{L'équation de Poisson s'écrit : } \nabla \mathbf{D} = \rho \quad (I-95)$$

$$\text{Donc : } \epsilon \nabla \mathbf{E} + \nabla \mathbf{P} = \rho \quad (I-96)$$

$$\text{D'où } \epsilon_0 \epsilon_r (\nabla(-\nabla\phi)) + \nabla \mathbf{P} = \rho \text{ avec } \mathbf{E} = -\nabla\phi, \text{ donc } -\epsilon_0 \epsilon_r \nabla^2 \phi = \rho - \nabla \mathbf{P} \quad (I-97)$$

L'équation de Poisson 1D peut alors s'écrire suivant l'axe z sous la forme :

$$\nabla \cdot \epsilon \nabla \phi = -\rho + \nabla(\mathbf{P}_{SP} + \mathbf{P}_{PZ}) \quad (I-98)$$

où ϕ est le potentiel électrostatique et $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ est la permittivité électrique.

En utilisant les équations (I-90) et (I-91), la polarisation piézoélectrique P^{PZ} en fonction du champ électrique E_z et γ_{xx} est calculée et s'écrit sous la forme :

$$P_{PZ} = 2e_{31}\gamma_{xx} + e_{33}\left(-\frac{2C_{13}}{C_{33}}\gamma_{xx} + \frac{e_{33}}{C_{33}}E_z\right) \quad (I-99)$$

$$P_{PZ} = 2\left(e_{31} - \frac{e_{33}C_{13}}{C_{33}}\right)\gamma_{xx} + \frac{e_{33}^2}{C_{33}}E_z \quad (I-100)$$

En remplaçant P_{PZ} dans l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[\epsilon \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z}\right] = \frac{\partial P_{SP}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left[2\left(e_{31} - \frac{e_{33}C_{13}}{C_{33}}\right)\gamma_{xx}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\frac{e_{33}^2}{C_{33}}E_z\right] - \rho \quad (I-101)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[\epsilon \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z}\right] - \frac{\partial}{\partial z}\left[-\frac{e_{33}^2}{C_{33}}\frac{\partial \phi}{\partial z}\right] = \frac{\partial P_{SP}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left[2\left(e_{31} - \frac{e_{33}C_{13}}{C_{33}}\right)\gamma_{xx}\right] - \rho \quad (I-102)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\epsilon + \frac{e_{33}^2}{C_{33}}\right)\frac{\partial \phi}{\partial z}\right] = \frac{\partial P_{SP}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left[2\left(e_{31} - \frac{e_{33}C_{13}}{C_{33}}\right)\gamma_{xx}\right] - \rho \quad (I-103)$$

D'où l'équation de Poisson 1D :

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[\left(\epsilon + \frac{e_{33}^2}{C_{33}} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} \right] = \frac{\partial P_{SP}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left[2 \left(e_{31} - \frac{e_{33} C_{13}}{C_{33}} \right) \gamma_{xx} \right] + qn_s \cdot \delta(z - t_a) \quad (I-104)$$

et pour obtenir le potentiel ϕ , on intègre l'équation (I-99) deux fois dans chaque couche

$$1^{ere} \text{ intégration : } \left(\epsilon + \frac{e_{33}^2}{C_{33}} \right) \frac{\partial \phi}{\partial z} = P_{SP} + 2 \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \gamma_{xx} + A$$

$$\text{En posant } \epsilon' = \epsilon + \frac{e_{33}^2}{C_{33}} \text{ alors } \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{P_{SP}}{\epsilon'} + \frac{2}{\epsilon'} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \gamma_{xx} + \frac{A}{\epsilon'} \quad (I-105)$$

Le potentiel électrostatique est obtenu en intégrant l'équation I-100 :

$$\phi = \frac{P_{SP}}{\epsilon'} z + \frac{2}{\epsilon'} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \gamma_{xx} \cdot z + \frac{A}{\epsilon'} z + B \text{ où A et B sont les inconnues} \quad (I-106)$$

Ces constantes peuvent être déterminées avec les conditions aux limites suivantes : $\phi=0$ en $z=0$ et en $z=t_a+t_b$. En effet, en absence de polarisation électrique appliquée ou nulle, les surfaces sont considérées neutres car les charges de polarisation des matériaux sont neutralisées par les charges surfaciques extérieures ou négligeables.

Aussi, il y a continuité du vecteur de déplacement électrique à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$.

Le potentiel ϕ et le vecteur déplacement électrique sont déterminés dans la couche barrière $AlGaN$ et dans la couche tampon GaN . Il y a donc deux constantes A et B à déterminer pour chacune des couches (A_{GaN} , B_{GaN} , A_{AlGaN} et B_{AlGaN}).

Les constantes B sont nulles (B_{GaN} , B_{AlGaN}) en imposant les conditions aux limites $\phi=0$ si $z=0$ et $z=t_a+t_b$. Aussi, $\gamma_{xx}=0$ dans la couche tampon de GaN totalement relaxée. La relation entre les constantes A dans les couches GaN et $Al_mGa_{1-m}N$ (A_{GaN} et A_{AlGaN}) est établie de part la continuité du vecteur déplacement électrique en intégrant l'équation de Poisson 1D (I.99) à l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ et permet de remonter à l'expression du champ électrique dans les différentes couches. L'intégration de l'équation de poisson 1D à l'interface permet d'écrire [65]:

$$\epsilon' \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{t_a^-} = P_{SP} \Big|_{t_a^-} + 2 \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \gamma_{xx} \Big|_{t_a^-} + qn_s \quad (I-107)$$

A l'interface $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, la condition de la continuité du vecteur de déplacement s'écrit :

$$\bar{D}_{t_a^-} = \bar{D}_{t_a^+} \quad (I-108)$$

$$\epsilon_{t_a^-} \cdot \bar{E}(t_a^-) = \epsilon_{t_a^+} \cdot \bar{E}(t_a^+) \quad (I-109)$$

$$-\epsilon_{t_a^-} \frac{\partial \phi(t_a^-)}{\partial z} = -\epsilon_{t_a^+} \frac{\partial \phi(t_a^+)}{\partial z} \quad (I-110)$$

Dans la couche GaN et près de l'interface :

$$\frac{\partial \phi(t_a^+)}{\partial z} = \frac{P_{GaN}^{SP}}{\epsilon'} + 0 + \frac{A_{GaN}}{\epsilon'} \quad (\gamma_{xx}=0) \quad (I-111)$$

Dans la couche $AlGaN$ et près de l'interface :

$$\frac{\partial \phi(t_a^-)}{\partial z} = \frac{P_{AlGaN}^{SP}}{\epsilon'} + 2 \frac{\left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right)}{\epsilon'} \gamma_{xx} + \frac{A_{GaN}}{\epsilon'} \quad (I-112)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{t_a^-} = \frac{\partial \phi(t_a^+)}{\partial z} - \frac{\partial \phi(t_a^-)}{\partial z} = \frac{P_{GaN}^{SP} - P_{AlGaN}^{SP}}{\epsilon'} - 2 \frac{\left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right)}{\epsilon'} \gamma_{xx} + \frac{A_{GaN} - A_{AlGaN}}{\epsilon'} \quad (I-113)$$

En comparant les relations I.108 et I.113, on a :

$$A_{GaN} - A_{AlGaN} = qn_s \quad (I-114)$$

Alors on obtient la relation entre les constantes A dans les différentes couches :

$$A_{\text{GaN}} = A_{\text{AlGaN}} + qn_s \quad (\text{I-115})$$

$$\frac{\partial \phi_{\text{AlGaN}}}{\partial z} - \frac{\partial \phi_{\text{GaN}}}{\partial z} = \frac{P_{\text{AlGaN}}^{SP} - P_{\text{GaN}}^{SP}}{\epsilon'} + 2 \left(\frac{e_{31} - e_{33} C_{13}}{\epsilon' C_{33}} \right) \gamma_{xx} + \frac{A_{\text{AlGaN}} - A_{\text{GaN}}}{\epsilon'} \quad (\text{I-116})$$

Dans le HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$, $t_b \gg t_a$ généralement l'épaisseur de GaN est de l'ordre de $1\mu\text{m}$ alors que l'épaisseur de $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ est de l'ordre d'une dizaine de nm, donc dans le buffer :

$$\phi_{\text{GaN}} = C^{te}, \text{ donc } \frac{\partial \phi_{\text{GaN}}}{\partial z} = 0 \quad (\text{I-117})$$

L'équation (I.116) devient :

$$\frac{\partial \phi_{\text{AlGaN}}}{\partial z} = \frac{P_{\text{AlGaN}}^{SP} - P_{\text{GaN}}^{SP}}{\epsilon'} + 2 \left(\frac{e_{31} - e_{33} C_{13}}{\epsilon' C_{33}} \right) \gamma_{xx} - \frac{qn_s}{\epsilon'} \quad (\text{I-118})$$

Le potentiel électrostatique dans la couche AlGaN est donnée par :

$$\phi_{\text{AlGaN}} = \frac{P_{\text{AlGaN}}^{SP} - P_{\text{GaN}}^{SP}}{\epsilon'} z + 2 \left(\frac{e_{31} - e_{33} C_{13}}{\epsilon' C_{33}} \right) \gamma_{xx} z - \frac{qn_s}{\epsilon'} z \quad (\text{I-119})$$

Le champ électrique dans la couche AlGaN s'écrit :

$$E_z = \frac{P_{\text{GaN}}^{SP} - P_{\text{AlGaN}}^{SP}}{\epsilon'} + \frac{qn_s}{\epsilon'} - 2 \left(\frac{C_{33} e_{31} - e_{33} C_{13}}{\epsilon' C_{33}} \right) \gamma_{xx} \quad (\text{I-120})$$

On remarque que le champ électrique dans le modèle standard est obtenu en remplaçant ϵ' par ϵ dans l'équation (I-120). On observe que pour la croissance le long de [0001], le champ électrique dans la couche $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ du modèle couplé est plus petit que celui obtenu par le modèle standard, car la valeur e_{33}^2/C_{33} est toujours positive (cf. equ I.105). La composante transversale de la déformation γ_{zz} dans le modèle couplé est obtenue en remplaçant E_z (I.120) dans l'équation (I.91) :

$$\gamma_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \gamma_{xx} + \frac{e_{33}}{C_{33}} \left[\frac{P_{\text{GaN}}^{SP} - P_{\text{AlGaN}}^{SP}}{\epsilon'} + \frac{qn_s}{\epsilon'} - 2 \left(\frac{e_{31} C_{33} - e_{33} C_{13}}{\epsilon' C_{33}} \right) \right] \quad (\text{I-121})$$

$$\gamma_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \gamma_{xx} + \left(\frac{2e_{33}(e_{33}C_{13} - e_{31}C_{33})}{c_{33}(\epsilon C_{33} + e_{33}^2)} \right) \gamma_{xx} + \frac{e_{33}(P_{\text{GaN}}^{SP} - P_{\text{AlGaN}}^{SP} + qn_s)}{\epsilon C_{33} + e_{33}^2} \quad (\text{I-122})$$

Le premier terme $-2C_{13}\gamma_{xx}/C_{33}$ est la contribution correspondant à la théorie décrite dans le paragraphe 8.1, les autres termes sont le fruit du couplage électromécanique. Le potentiel électrostatique est une fonction de la polarisation piézoélectrique, qui est fonction de γ_{zz} et γ_{xx} .

8.3. Effet de la relaxation du réseau cristallin

La polarisation piézoélectrique P^{PZ} dépend de la contrainte à l'interface en tenant compte de la différence des paramètres de mailles relatives aux deux couches GaN et $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Pour une structure complètement tendue, la polarisation piézoélectrique induite est donnée par [66],[15]:

$$P_{\text{AlGaN}}^{PZ} = 2 \left(\frac{a_{\text{GaN}}(0) - a_{\text{AlGaN}}(m)}{a_{\text{AlGaN}}(m)} \right) \left(e_{31} - \frac{e_{33} C_{13}}{C_{33}} \right) \text{ pour } 0 < m < 1 \quad (\text{I-123})$$

Cependant, pour une certaine épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$, l'augmentation de la fraction molaire augmente le désaccord de maille ce qui induit une relaxation du réseau cristallin. De plus, l'augmentation de la fraction molaire d'aluminium, les mailles ne peuvent plus être adaptés complètement par des contraintes internes et mène à la formation de défauts structuraux tels que les dislocations "misfit" ou des joints de grains. Dans de telles conditions, la couche barrière serait relaxée, par conséquent la densité de charge piézoélectrique induite est réduite par la contrainte de polarisation piézoélectrique. La déformation *misfit* γ_{misfit} est calculée par rapport à son état totalement relaxé [67]

$$\gamma_{\text{misfit}} = a(m) - a_0(m) / a_0(m) \quad (\text{I-124})$$

où $a(m)$ est le paramètre de maille de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ sans contrainte et $a_0(m)$ est le paramètre de maille du matériau relaxé : $a_0(m)=(3.189-0.077m)\text{Å}$

or $a(m) < a_{GaN}$, c'est pourquoi $a(m) - a_0(m)$ présente toujours une contrainte en tension.

La déformation élastique engendrée dans la couche barrière AlGaN dans le cas d'une structure épitaxiale totalement relaxée permet d'écrire à l'interface que $a(m) = a_{GaN}$, d'où :

$$\gamma_{\max, \text{misfit}} = \frac{a_{GaN} - a_0(m)}{a_0(m)} = \frac{0.077m}{3.189 - 0.077m} \approx \frac{0.077m}{3.189} = 0.024m \quad (I-125)$$

Pour une structure partiellement relaxée, le rapport des déformations en comparaison avec l'état sans relaxation, définit le degré de contrainte dans la structure :

$$S(m) = \frac{\gamma_{\text{misfit}}}{\gamma_{\max, \text{misfit}}} = \frac{a(m) - a_0(m)}{a_{GaN} - a_0(m)} \quad (I-126)$$

Par conséquent, le degré de relaxation est donné par :

$$r(m) = 1 - S(m) = \frac{a_{GaN} - a(m)}{a_{GaN} - a_0(m)} \quad (I-127)$$

Le coefficient $r(m)$ représentant les effets de la relation du réseau en fonction de la fraction molaire d'aluminium est donné par l'équation I.70.

Dans le cadre du modèle standard et en tenant compte de l'effet de la relaxation, la déformation en tension est décrite par la relation de Maeda [67].

$$\gamma_{xx}^{re} = \frac{a_{GaN} - a_0}{a_0} (1 - r(m)) \quad (I-128)$$

La déformation transversale γ_{zz}^{re} s'écrit sous la forme :

$$\gamma_{zz}^{re} = \frac{-2C_{13}}{C_{33}} \gamma_{xx}^{re} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \left(\frac{a_{GaN} - a_0}{a_0} \right) (1 - r(m)) \quad (I-129)$$

La polarisation piézoélectrique P_{re}^{Pz} pour une structure partiellement relaxée peut être exprimée en modifiant l'équation I-123 en tenant compte du coefficient de relaxation $r(m)$ [68] :

$$P_{re}^{Pz}(m) = 2[1 - r(m)] \left(\frac{a_{GaN} - a_0}{a_0} \right) \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (I-130)$$

Dans le modèle couplé, de la même manière pour obtenir γ_{zz}^{re} et E_z^{re} , on remplace γ_{xx} par γ_{xx}^{re} dans I-120 et I-122 on obtient :

$$\gamma_{zz}^{re} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \gamma_{xx}^{re} + \left(\frac{2e_{33}(e_{33}C_{13} - e_{31}C_{33})}{C_{33}(\epsilon C_{33} + e_{33}^2)} \right) \gamma_{xx}^{re} + \frac{e_{33}(P_{GaN}^{SP} - P_{AlGaN}^{SP} + qn_s)}{\epsilon C_{33} + e_{33}^2} \quad (I-131)$$

$$E_z^{re} = \frac{P_{GaN}^{SP} - P_{AlGaN}^{SP}}{\epsilon} + \frac{qn_s}{\epsilon} - 2 \left(\frac{C_{33}e_{31} - e_{33}C_{13}}{\epsilon C_{33}} \right) \gamma_{xx}^{re} \quad (I-132)$$

Le champ électrique E_z^{re} dans le modèle standard est obtenu en remplaçant ϵ' par ϵ dans l'équation (I-132).

8.4. Résultats et interprétations

Le modèle électromécanique est appliqué à l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ et est comparé avec le modèle standard non couplé ou découplé.

8.4.1. Etude de la déformation transversale γ_{zz} en fonction de la fraction molaire m

La figure I.42 représente la dépendance de la déformation transversale γ_{zz} en fonction de la fraction molaire m de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ en utilisant soit le modèle standard, soit le modèle couplé (sans relaxation du réseau).

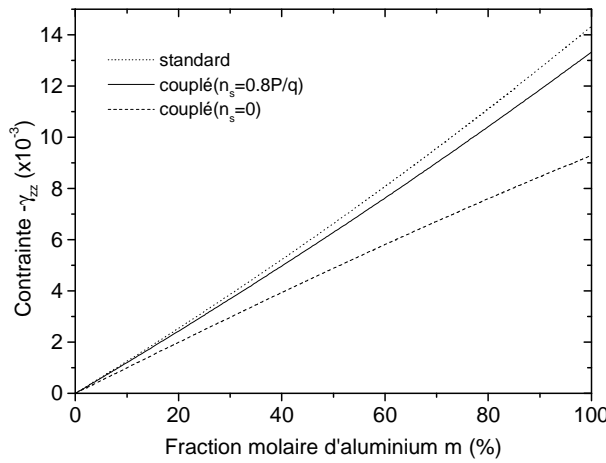


Figure I.42 : Evolution de la déformation transversale $-\gamma_{zz}$ en fonction de la fraction molaire d'aluminium m pour le modèle standard et le modèle couplé avec et sans gaz d'électrons n_s dans le puits.

On remarque que lorsque la fraction molaire d'aluminium augmente, la déformation (négative) augmente linéairement pour les deux modèles standard et couplé. Le couplage électromécanique modifie la déformation γ_{zz} de manière significative surtout en l'absence d'un 2DEG. On note également que le modèle couplé réduit la contrainte γ_{zz} par rapport au modèle standard. Cette observation peut s'expliquer par le fait que le couplage s'oppose à la contraction de la structure le long de l'axe c quand il y a une déformation en tension dans le plan perpendiculaire à cet axe. Notons aussi que l'écrantage des électrons du gaz 2D a pour effet de minimiser l'impact du couplage électromécanique sur l'amplitude de la déformation γ_{zz} .

8.4.2 Variation du champ électrique en fonction de la fraction molaire m

La dépendance du champ électrique E_z dans la couche barrière $AlGa$ N est donnée figure I.43 en fonction de la fraction molaire d'aluminium à partir du modèle standard et du modèle couplé en tenant compte ou non du 2DEG. La présence des électrons libres n_s du 2DEG a été défini tel que $n_s=0.8P/q$ et a pour effet d'écranter le champ électrique transversal dans la couche barrière $AlGa$ N.

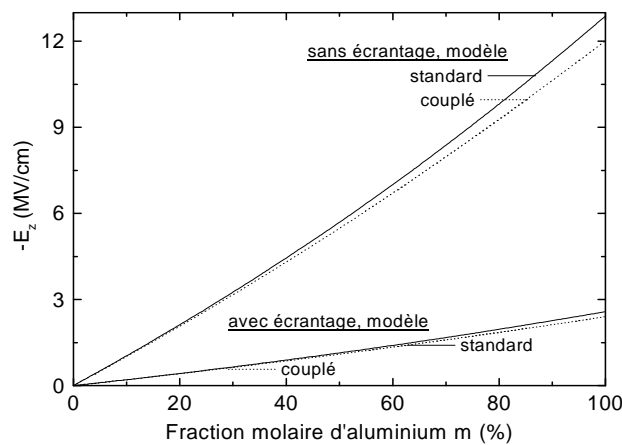


Figure I.43 : Evolution du champ électrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour le modèle standard et couplé en l'absence et en présence d'électrons libres n_s du 2DEG.

Nous remarquons que le champ électrique E_z peut être très élevé. Il évolue pour $m=30\%$ et sans écrantage du 2DEG, de 3.26MV/cm avec le modèle standard à 3.16MV/cm avec le modèle couplé. Avec écrantage du 2DEG, ces mêmes valeurs diminuent drastiquement de 0.65MV/cm avec le modèle standard à 0.63MV/cm avec le modèle couplé. Ces variations sont relativement étroites. Cependant la présence du 2DEG réduit d'une manière significative le champ électrique dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$.

8.4.3. Dépendance du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire m

La **figure 1.44** représente la variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour une épaisseur de la couche barrière de 10nm, dans le modèle standard et couplé en absence et en présence d'électrons libres n_s dans le 2DEG ($n_s=0.8P/q$).

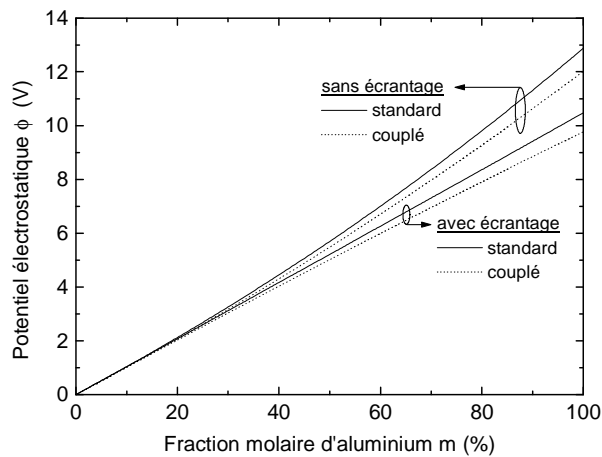


Figure 1.44 : Variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour une épaisseur de la couche barrière $d_2=10nm$ avec le modèle standard et couplé sans 2DEG et avec $n_s=0.8P/q$.

Nous observons une augmentation quasi-linéaire du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ dans les quatre cas présentés. On observe systématiquement une diminution du potentiel électrostatique avec le modèle couplé et avec écrantage. Cette évolution obtenue à partir de celle du champ électrique traduit néanmoins un écart plus marqué lorsque le taux d'aluminium est important. Dans le cas des transistors avec des taux d'aluminium inférieur à 38%, cet écart reste toujours inférieur à 10%.

8.4.4 Variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaN

La **figure 1.45** montre la variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ pour une fraction molaire m de 30%. On constate que le potentiel électrostatique croît linéairement avec l'épaisseur de la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$. Cette évolution s'explique par l'augmentation de n_s avec l'épaisseur de la couche barrière AlGaN.

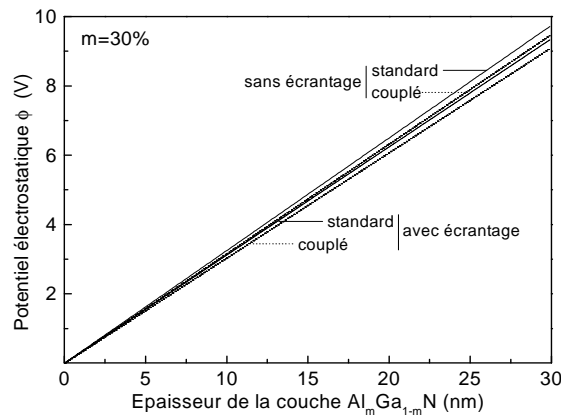


Figure 1.45 : Variation du potentiel électrostatique en fonction de l'épaisseur de la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour $m=30\%$, avec le modèle standard et couplé.

8.4.5 Ecart sur la déformation élastique en fonction de la fraction molaire d'aluminium m

Nous avons étudié l'écart relatif Δ de la déformation élastique transversale γ_{zz} obtenue à partir des modèles couplé et standard, lequel est défini par la relation [69]:

$$\Delta = \frac{\gamma_{zz} - \gamma_{d\acute{e}coupl\acute{e}}}{\gamma_{zz}} \tag{I-133}$$

La figure 1.46 représente l'évolution de l'écart relatif Δ de la déformation transversale γ_{zz} en prenant en considération ou non l'écranage des électrons du gaz 2D. On observe une diminution de cet écart avec le taux d'aluminium. Aussi, ce dernier est nettement moins significatif en présence du gaz 2D. Par exemple, une fraction molaire de 30% présente un écart Δ de -24.6% en absence du gaz 2D à -4.1% en présence du gaz 2D.

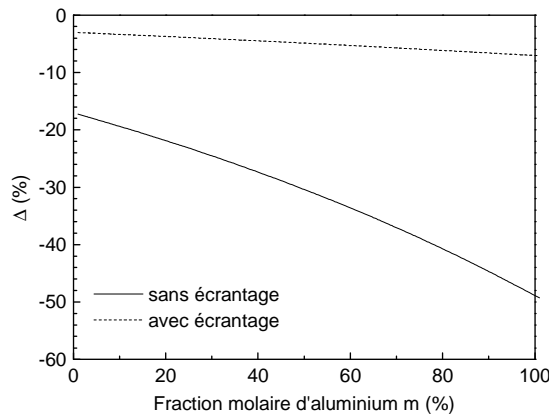


Figure 1.46 : Variation de l'écart relatif Δ de la composante de la déformation transversale γ_{zz} pour les deux cas : avec et sans écranage de n_s .

8.4.6 Effet de la polarisation spontanée sur l'écart en déformation Δ en fonction de la fraction molaire m

La figure 1.47 représente l'écart relatif Δ de la composante transversale de la déformation γ_{zz} avec et sans écranage du 2DEG et lorsque la polarisation spontanée n'est pas prise en compte. Si l'on ne tient pas compte de la polarisation spontanée, on observe une augmentation drastique (en valeur absolue) de l'écart Δ avec le taux d'aluminium. En présence d'électrons n_s dans le gaz 2D, c'est-à-dire avec écranage, cet écart est beaucoup moins marqué.

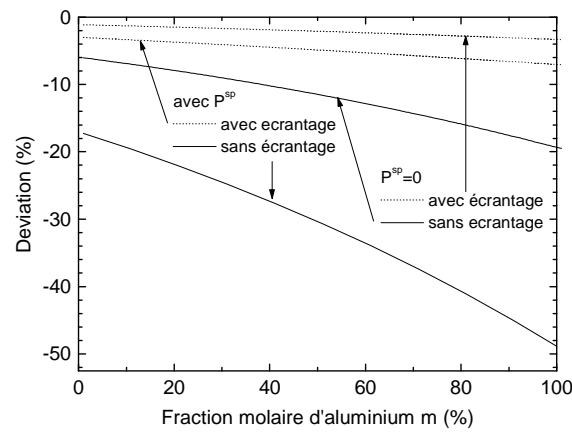


Figure 1.47 : Ecart relatif Δ de la composante transversale de la déformation pour le modèle couplé avec ou sans écrantage et avec ou sans les charges de polarisation spontanée.

8.5. Effet de la relaxation du réseau

8.5.1 Effet de relaxation du réseau sur la déformation γ_{xx} en fonction du taux d'aluminium m

La figure 1.48 représente la variation de la déformation en tension dans le plan longitudinal en fonction de la fraction molaire d'aluminium m en utilisant le modèle couplé avec et sans relaxation.

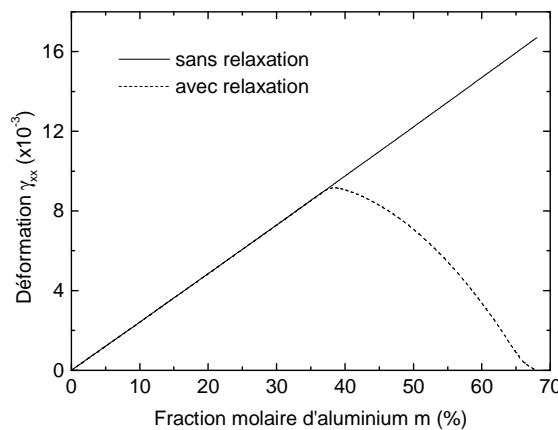


Figure 1.48 : Variation de la déformation en tension γ_{xx} en fonction de la fraction molaire d'aluminium pour le modèle couplé, avec et sans relaxation du réseau de AlGaIn.

On observe que sans relaxation du réseau, la déformation augmente linéairement et dans le cas où la structure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ est partiellement relaxée, la déformation γ_{xx} diminue sensiblement jusqu'à la relaxation totale vers 68% d'aluminium dans la couche barrière AlGaIn.

8.5.2 Effet de la relaxation du réseau sur la déformation transversale γ_{zz} en fonction de m

L'évolution de la déformation transversale γ_{zz} en fonction du taux d'aluminium m est représentée sur la figure 1.49 en prenant en considération l'effet de la relaxation dans les deux modèles (standard et couplé).

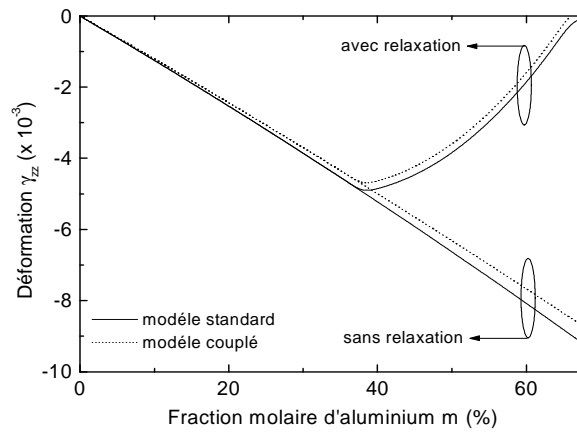


Figure 1.49 : Evolution de la déformation transversale γ_{zz} en fonction de m en prenant en compte l'effet de la relaxation dans les deux modèles (standard et couplé).

On remarque que la déformation transversale γ_{zz} croît (en valeur absolue) avec la fraction molaire d'aluminium dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$. On observe une évolution similaire au cas précédent en prenant en compte la relaxation du réseau et que ce phénomène est davantage marqué dans le cas du modèle électromécanique.

8.5.3 Effet de la relaxation du réseau sur le champ électrique en fonction de m

La figure 1.50 illustre la dépendance du champ électrique E_z en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ en utilisant le modèle standard et couplé et en prenant en compte l'effet de la relaxation du réseau. Le champ électrique montre avoir la même évolution que celle obtenue dans le cas standard décrit précédemment et que le couplage électromécanique diminue légèrement le champ électrique E_z .

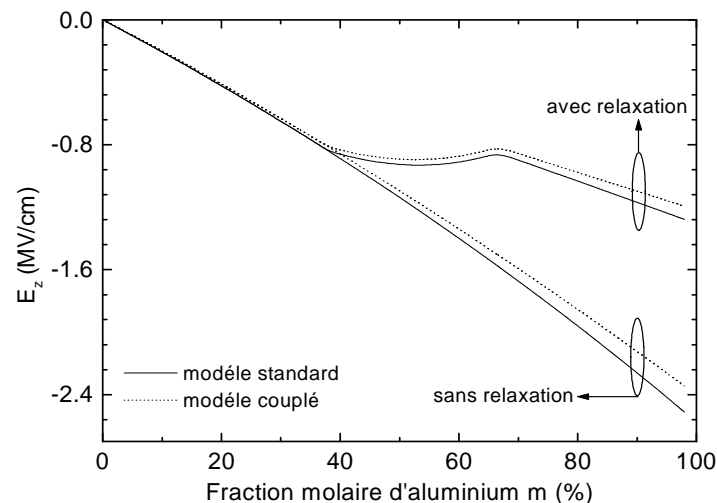


Figure 1.50 : Dépendance du champ électrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour le modèle standard et couplé avec et sans prise en compte de l'effet de la relaxation.

8.5.4 Effet de la relaxation du réseau sur le potentiel électrostatique en fonction de m

La figure 1.51 montre la variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour un épaisseur de couche $d_2=10nm$ en utilisant les modèles standard et couplé ($n_s=0.8P/q$) et en tenant compte de l'effet de la relaxation du réseau.

On remarque que le potentiel électrostatique croît rapidement avec la fraction molaire d'aluminium. Dans le cas des transistors, ce potentiel électrostatique reste pratiquement inchangé.

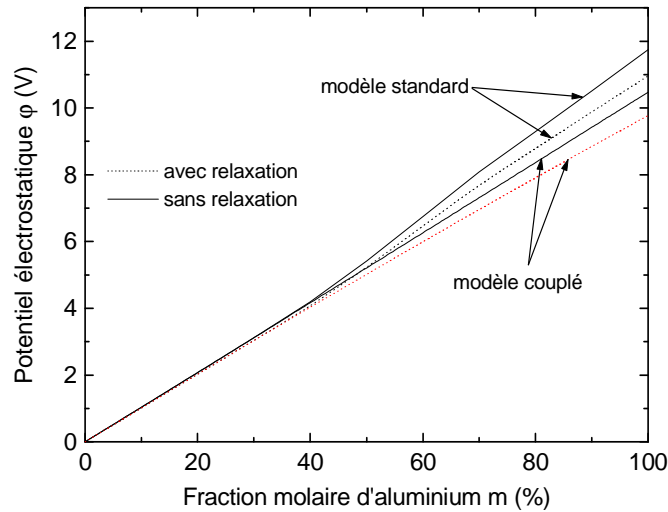


Figure 1.51 : Variation du potentiel électrostatique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ pour un épaisseur de couche barrière $AlGaN$ $d_2=10nm$, avec le modèle standard et couplé ($n_s=0.8P/q$).

Pour des taux d'aluminium élevés, la relaxation du réseau minimise l'influence des charges de polarisation piézoélectrique, lesquelles sont accentuées par la disparition de la contrainte de déformation mécanique dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$. C'est pourquoi dans le cas du modèle couplé avec relaxation, le potentiel électrostatique augmente le moins rapidement avec le taux d'aluminium dans la couche barrière $AlGaN$.

8.5.5. Effet de la relaxation du réseau sur la densité des électrons induite par la polarisation piézoélectrique

La figure 1.52 représente la variation de la concentration des électrons induite par la polarisation piézoélectrique uniquement en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ en prenant en considération l'effet de la relaxation du réseau. On remarque que la variation de la concentration des électrons du 2DEG induit par la polarisation piézoélectrique augmente rapidement avec la fraction d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ si l'effet de la relaxation n'est pas pris en considération.

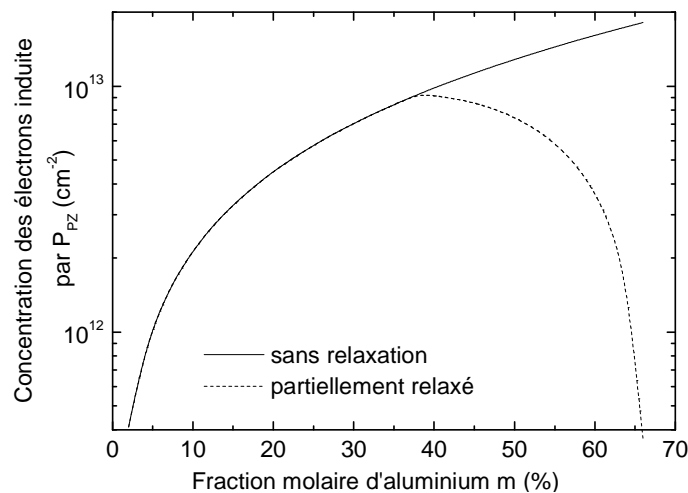


Figure 1.52 : Variation la concentration des électrons induite par la polarisation piézoélectrique en fonction de la fraction molaire d'aluminium dans la couche $Al_mGa_{1-m}N$ en prenant en compte l'effet de la relaxation ($d_2=10nm$).

Dans le cas d'une couche $Al_mGa_{1-m}N$ partiellement relaxée, on obtient une valeur maximale de la concentration en électrons autour de 38%. Au-delà, la contribution des charges de polarisation

piézoélectrique dans la densité d'électrons du gaz 2D, diminue drastiquement pour pratiquement s'annuler. Il ne subsiste alors que les charges de polarisation spontanée.

Un modèle plus rigoureux peut être conçu sur la base de ce modèle électromécanique en prenant en compte les charges de surface et la charge à l'interface avec la couche de nucléation de manière à conserver la neutralité de charge électrique sur l'ensemble de l'hétérostructure. Le deuxième intérêt de ce modèle couplé est d'avoir permis d'établir l'évolution des différents paramètres physiques de l'hétérostructure lorsque la densité d'électrons dans le gaz 2D est nulle. Il nous sera alors plus aisé d'établir un modèle plus rigoureux pour calculer la hauteur de barrière de potentiel ou MS en situation de bandes plates.

9. Limitations des composants

9.1 Contrainte technologique liée à la grille Schottky

La position du contact Schottky n'est pas anodine. Elle est judicieusement choisie à proximité du contact de source, de manière à l'éloigner du contact de drain pour pouvoir polariser à fort champ électrique et maximaliser la tension de claquage. Cependant, si cette distance est trop grande, la structure est pénalisée pour la montée en fréquence.

9.2 Ionisation par impact

L'ionisation par impact ou par choc apparaît dans un matériau où règne un champ électrique intense. En effet, un électron, qui dérive dans un solide sous l'effet d'un champ électrique, gagne de l'énergie sous forme cinétique et en transmet une partie au cristal par le biais des collisions. Ce processus assure la dissipation thermique de l'énergie potentielle perdue par les électrons. Si le champ électrique est suffisamment intense, certains électrons peuvent acquérir une énergie telle que leur impact sur un atome du réseau conduit à la rupture d'une liaison et à la création d'une paire électron-trou. Ce processus peut devenir cumulatif et conduire au phénomène d'avalanche. Ce phénomène se produit dans le canal du transistor, en sortie de grille côté drain où le champ électrique est maximum et peut aboutir si la densité électronique est très grande, au claquage du canal.

Une des possibilités pour repousser cet effet d'avalanche est de réduire l'énergie des porteurs dans le canal en sortie de grille par une redistribution côté drain, grâce à l'ajout d'une plaque de champ (*Fieldplate*) [70] et permet aussi à bas champ électrique, de réduire les effets de dispersion. Une meilleure répartition du champ électrique dans l'espace grille-drain entraîne des valeurs de l'énergie maximale qui peuvent rester sous la valeur critique pour des tensions drain-source plus élevées. Cette technologie permet donc d'augmenter les tensions de claquage et améliore le rendement (PAE) et la fiabilité du transistor.

9.3 Influence des pièges

Les pièges sont habituellement assimilés à une occupation de niveaux d'énergie a priori impossibles, puisqu'ils sont situés à différents niveaux, plus ou moins profonds, à l'intérieur de la bande interdite du semiconducteur. Ceux-ci sont plus ou moins énergétiques et leur activation est conditionnée bien entendu par un apport en énergie, sous quelque forme que ce soit (énergie potentielle par la polarisation, énergie thermique par échauffement, énergie électromagnétique par luminescence). Néanmoins, leur présence se trouve être une des causes principales de la dégradation des performances électriques des composants de la filière GaN. L'origine physique de ces pièges reste

méconnue et est encore aujourd'hui, un objet d'investigation. Aussi, nombreuses techniques de caractérisation permettent la mise en exergue de niveaux d'énergie singuliers, qu'il est possible d'identifier. On peut citer la DLTS (Défauts profonds et spectroscopie des transitoires de capacité), la spectroscopie de photocourant et la technique de photoluminescence. On aura découvert de cette manière, que les effets de pièges peuvent résulter de défauts cristallins, tels que les dislocations, les lacunes d'azote, la présence d'impuretés ou des pertes de périodicité. Les défauts structuraux de surface semblent également avoir une implication non négligeable dans ce phénomène parasite [71]. Afin de minimiser l'impact de ces pièges, des améliorations considérables ont été apportées aussi bien au niveau des techniques d'élaboration du matériau, permettant de réduire ainsi l'impact des pièges en volume, qu'au niveau des procédés technologiques permettant de réduire l'effet des pièges de surface : traitements de surface (nettoyage par voie chimique ou par plasma), recuits, passivations de la surface par différents diélectriques, ou implémentations de structures *Fieldplate* (plaque de champ). Néanmoins, tous ces facteurs peuvent faire l'objet, à elle seule, d'un énorme travail de compréhension, de mesure et d'analyse.

9.4 Effet de l'auto-échauffement

Les performances d'un composant de puissance à base de nitrure III-N dépendent en grande partie de la dissipation thermique du substrat sur lequel s'est effectuée la croissance. En effet, une fois le composant polarisé, il s'échauffe (la température du canal dépasse allègrement les 200°C) ce qui dégrade fortement les propriétés de transport. Il est évident que le Carbure de Silicium dispose une fois de plus d'un avantage de taille avec une conductivité thermique de $3.3\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ en comparaison avec le Saphir ($0.5\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$) et le Silicium ($1.3\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$). Néanmoins, le substrat de Silicium reste un candidat prix/performance de premier ordre.

Il faut donc tenir compte dans nos modélisations de l'impact fondamental de la température sur les propriétés de transport. Un modèle simpliste a été conçu pour remonter à la caractéristique $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ en prenant en considération ces effets thermique et de polarisations diélectrique et électrique.

La caractéristique de sortie d'un transistor HEMT $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}/\text{GaN}$ peut être déterminée en fonction de la fraction molaire d'aluminium m et de la position x dans le canal tel que [51], [55] :

$$I_{ds}(m, x) = Zq\mu(x) \left(n_s(m, x) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{K_B T}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (I.134)$$

Où Z est la largeur de la grille, $V_c(x)$ est le potentiel du canal à la position x induit par la polarisation du drain et $\mu(x)$ est la mobilité qui est reliée au champ électrique par :

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \quad (I.135)$$

où E_1 est donnée par :

$$E_1 = \frac{E_C V_{sat}}{\mu_0 E_C - V_{sat}} \quad (I.136)$$

E_C est le champ électrique de saturation, μ_0 est la mobilité mesurée sous faible champ et V_{sat} est la vitesse de saturation des porteurs. En reportant la relation (I-136) dans (I-135) nous obtenons :

$$I_{ds} = \frac{Zq\mu_0}{1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}} \left(n_s(m) \frac{dV_c(x)}{dx} + \frac{K_B T}{q} \frac{dn_s(x)}{dx} \right) \quad (I.137)$$

Il faut noter que dans la relation (I-138), le terme $\left(\frac{K_B T}{q} \frac{dn_s(x)}{dx}\right)$ est négligeable [72]. De ce fait, on peut

l'éliminer dans le reste de nos calculs. On peut réécrire la relation (I-138) sous la forme :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}\right) = Zq\mu_0 n_s(x) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad (I.138)$$

En reportant les expressions des densités des porteurs n_s de chaque régime dans la relation (I-140) et en remplaçant le «potentiel de grille» par «le potentiel effectif de la grille» ($V_{gs}-V_c(x)$), il est possible de déterminer les expressions du courant dans les différents régimes de fonctionnement. La figure I.53 montre un exemple de résultat obtenu de la caractéristique courant-tension de sortie d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN en tenant compte ou pas, de l'effet de l'auto-échauffement.

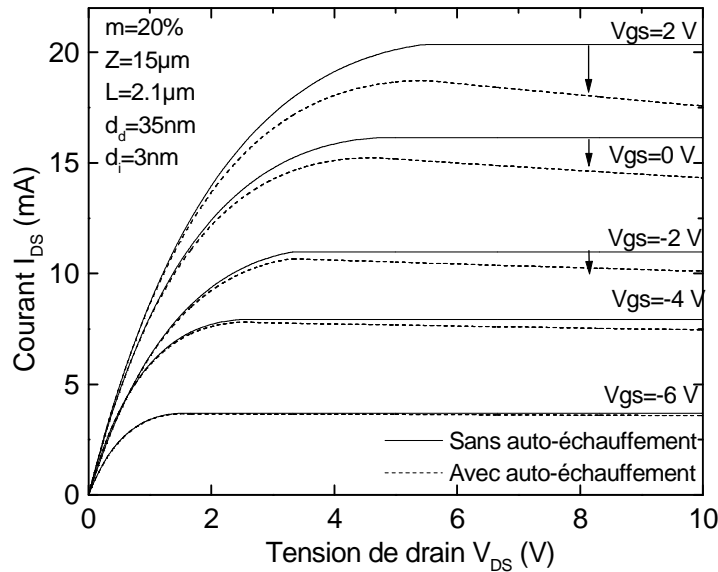


Figure I.53 : Caractéristiques courant-tension d'un transistor HEMT obtenues avec et sans l'effet de l'auto-échauffement.

L'augmentation de la température du canal T_{ch} avec la tension de drain, réduit la mobilité des porteurs et conduit à une réduction du courant de drain. Une résistance de sortie négative est alors observée pour de fortes valeurs de la dissipation d'énergie. Ceci est une conséquence directe d'une température T_{ch} élevée.

C'est pourquoi, un fit des caractéristiques $v(E,T)$ obtenu par la méthode MC est réalisé à l'aide d'un algorithme génétique afin de définir une expression analytique de quelques propriétés de transport dont notamment la mobilité électronique en fonction de la température.

La relation liant la vitesse à l'énergie et à la température a été établi comme :

$$v(E, T) = \frac{\frac{\mu_n(T)}{1 + E/E_3(T)} E + \frac{v_0 + V_{sat}(T) [E/E_2(T)]^4}{1 + [E/E_2(T)]^4} [E/E_{peak}(T)]^\alpha}{1 + [E/E_{peak}(T)]^\alpha}$$

$$\text{où : } v_0 = \left[2V_{peak}(T) - \frac{\mu_n(T)E_{peak}(T)}{1 + E_{peak}(T)/E_3(T)} \right] \left[1 + (E_{peak}(T)/E_2(T))^4 \right] - V_{sat}(T)(E_{peak}(T)/E_2(T))^4$$

T est la température de réseau en Kelvin, μ_n est la mobilité à bas champ, E_{peak} est le pic de champ électrique, v_{peak} est le pic de vitesse et v_{sat} est la vitesse de saturation. L'expression de la mobilité des électrons à bas champ μ_n en fonction de la température du réseau est donnée par l'expression suivante, pour une concentration d'impuretés ionisées $N_D=10^{15} \text{cm}^{-3}$:

$$\mu_n(T) = 634 - 204 \frac{T}{300} + 80.9 \times 10^3 \exp\left(-4 \frac{T}{300}\right)$$

Ces expressions permettront d’améliorer notre modèle semi analytique en cours de finition.

9.5. Mécanismes de diffusion dans les HEMTs AlGaIn/GaN

Il existe plusieurs mécanismes de diffusion qui limitent la mobilité dans le gaz 2D. La diffusion par les phonons optiques polaires, la diffusion due à la rugosité à l’interface AlGaIn/GaN, la diffusion par les impuretés ionisées, la diffusion due au désordre d’alliage dans AlGaIn, la diffusion due aux dislocations, la diffusion due aux dipôles Ga-Al dans la couche barrière AlGaIn. Elles sont toutes très spécifiques au HEMT à base de nitrure de gallium. L’ensemble de ces mécanismes dégrade les propriétés de transport des électrons dans le gaz à deux dimensions à température ambiante et davantage encore à hautes températures.

10. Etat de l’art sur HEMTs AlGaIn/GaN

Les transistors à effet de champ basés sur les SC III-N à LBI sont à l’heure actuelle les candidats les plus prometteurs pour des applications aussi diverses que variées tant du point de vue militaire que grand public (émetteur-récepteur radar HF, télécommunications terrestres, communications par satellite, communications sans fils, brouilleurs...). Les résultats les plus marquants ont été obtenus aux Etats Unis et au Japon avec un record à 30W/mm à 8GHz et 32.2W/mm à 4GHz pour une tension de polarisation de drain de 120V [73] et 10.5W/mm à 40GHz sur substrat SiC [74]. Cependant TIGER (IEMN & TRT) a pu obtenir soit en interne, soit en collaboration externe, des résultats à l’état de l’art mondial avec des densités de puissance de 10.4W/mm en bande X (10GHz), 7.9W/mm à 18GHz sur substrat SiC et 5.1W/mm à 18GHz sur substrat Si(111). Le **tableau I.13** résume l’état de l’art des différentes technologies obtenu sur GaN.

Substrat	HEMT Non Passivé	HEMT Passivé	FP-HEMT*
Al ₂ O ₃	4W/mm @ 4GHz ^[75] 3W/mm@4.2GHz ^[76]	4.65W/mm @ 20GHz ^[77]	12W/mm @ 4GHz ^[78]
SiC	12W/mm @ 10GHz ^[79]	7.9W/mm @ 18GHz ^[80] 10.5W/mm @ 40GHz ^[73]	41.7W/mm @ 4GHz ^[81] 30W/mm @ 8GHz ^[72] 10.4W/mm @ 10GHz ^[82] 11W/mm@10GHz ^[83] 9.1W/mm@18GHz ^[84] 5.7W/mm@30GHz ^[82]
GaN		9.4W/mm @ 10GHz ^[85]	-
SopSiC	3.4W/mm @ 10GHz ^[86]	-	-
SiCopSiC	5.4W/mm @ 10GHz ^[86]	-	-
Si(111)	1.9W/mm @ 10GHz ^[87]	12W/mm @ 2.14GHz ^[88] 5.1W/mm @ 18GHz ^[89]	7W/mm @ 10GHz ^[90]
Si(100)	-	-	2.9W/mm @ 10GHz ^[91]

Tableau I.13 : Récapitulatif de l’état de l’art en fonction du substrat utilisé et de la technologie employée. * La technologie FP-HEMT (Field Plate ou plaque de champ) est en fait une évolution du MISHEMT, c’est-à-dire un transistor à grille isolé conjugué à un transistor HFET. Elle constitue en fait une technologie largement utilisée issue de la filière Silicium, et est développée dans le **chapitre 2**.

On peut également citer les bonnes performances obtenues en terme de bruit RF à 12GHz avec un facteur de bruit de 0.48dB associé à un gain de 11dB pour des composants sur substrat Al₂O₃, un facteur de bruit de 0.77dB associé à un gain de 10.6dB pour des composants réalisés sur substrat SiC et un facteur de bruit de 0.95dB associé à un gain de 13dB pour des composants sur substrats Si(111). Les composants à base de nitrure de gallium ont donc également des applications dans les chaînes de réception des dispositifs où ils apportent en plus une robustesse beaucoup plus marquée que celle des filières traditionnelles. Il a été démontré que des transistors et des amplificateurs LNA à

base de GaN pourraient supporter des puissances allant jusqu'à 36dBm, ce qui laisse supposer que l'on puisse supprimer le limiteur dans une chaîne de réception à base de GaN.

La figure 1.54 présente un état de l'art de la puissance de sortie d'amplificateurs en fonction de la fréquence pour des applications militaires et civiles.

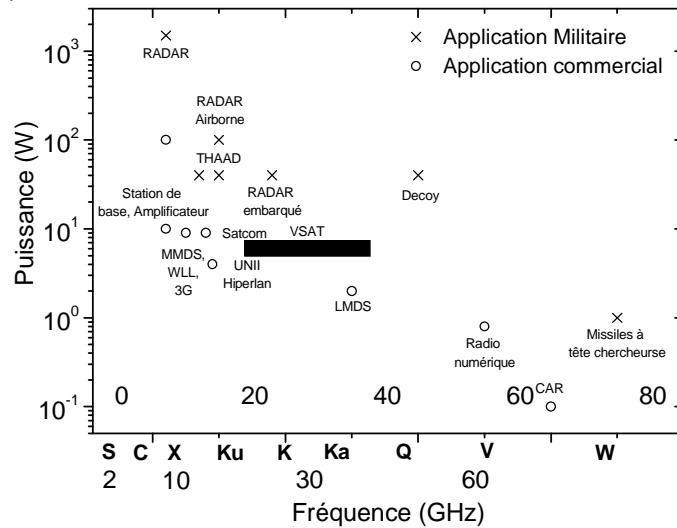


Figure 1.54 : Etat de l'art pour des amplificateurs de puissance pour les applications militaires et civiles. [92]

11. Définition des pièges et techniques utilisées pour les caractériser

Les états de surface et/ou interface sont omniprésents dans les dispositifs à SC et différentes techniques de caractérisation optique et électrique ont été utilisées dans le cadre de ce travail pour quantifier et définir la signature des pièges dans nos composants : les spectroscopies de photoluminescence et de microRaman et les trois principales caractéristiques électriques courant-tension (I-V), conductance-tension (G-V) et capacité-tension (C-V).

11.1 Etat des lieux et définition concernant les pièges

Du fait des interactions entre atomes, les niveaux d'énergie sur lesquels se répartissent les électrons varient selon le matériau. En fonction de la position du niveau de Fermi par rapport aux différentes bandes d'énergies, nous avons déterminé en première partie de ce chapitre les propriétés électroniques ainsi que leurs variations en fonction de paramètres extérieurs (champ électrique et température) par les méthodes ab-initio et MC. Cependant, en surface ou interface des SC ou pour un matériau cristallin qui présente des imperfections en volume (défauts structuraux), l'ordre à longue distance n'est plus respecté et nous avons à faire à des matériaux désordonnés. Les potentiels atomiques vus par l'électron d'un site à un autre, engendrent des états électroniques supplémentaires, notamment à l'intérieur du gap : il s'agit d'états localisés ou étendus.

La théorie quantique permet de plus de montrer que les états localisés viennent occuper le gap autour du niveau de Fermi, mais du fait de leur localisation ne changent pas le caractère semi-conducteur global du matériau. A partir de ce formalisme, Cohen et al. a proposé [93] un modèle électronique de SC amorphe ne faisant plus appel à aucune notion découlant de la périodicité. Ce modèle (Figure 1.55) présente les caractéristiques suivantes : Recouvrement des bandes de conduction et de valence ; Existence d'un gap dit "de mobilité". Les états situés à l'intérieur du gap sont localisés et ne peuvent contribuer au transport que par l'intermédiaire d'un phonon (transport par saut) ; Les états de queue de bande sont uniformément distribués dans le gap (absence de structure).

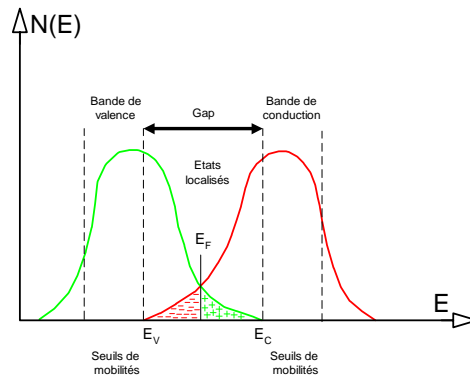


Figure 1.55 : Représentation schématique de la densité d'état d'un semi-conducteur amorphe covalent selon [93].

Une conséquence du recouvrement des bandes est que des états de la bande de valence (BV), ordinairement remplis, ont des énergies plus grandes que celles des états de la bande de conduction (BC) ordinairement vides. Une redistribution des électrons doit donc avoir lieu, donnant naissance à des états chargés négativement pour les états concernés de BC et positivement pour les états de BV. Ce modèle permet de rendre compte des observations expérimentales suivantes : Niveau de Fermi bloqué à l'énergie de recouvrement des queues de bande ; Existence d'une énergie d'activation électrique définie.

Dans d'autres cas, la densité d'état non nulle au niveau de Fermi peut ne pas provenir d'un recouvrement des queues de bande mais de niveaux discrets appartenant à des défauts spécifiques comme la liaison brisée ou défaut de valence, qui ne se trouve qu'en quantité négligeable dans le cristal (excepté en surface ou aux dislocations). La bande centrale (Figure 1.56-a) peut alors être scindée en une bande de donneurs et une d'accepteurs [94] (Figure 1.56-b) situées de part et d'autre du niveau de Fermi. A l'intérieur du gap, on retrouve alors deux types d'états localisés : des états que l'on peut appeler intrinsèques, situés dans les queues de bande, et qui résultent des variations du potentiel atomique d'un site à un autre du fait du désordre ; des états que l'on appellera extrinsèques, situés autour du niveau de Fermi, et qui proviennent des défauts de structure spécifiques aux matériaux amorphes.

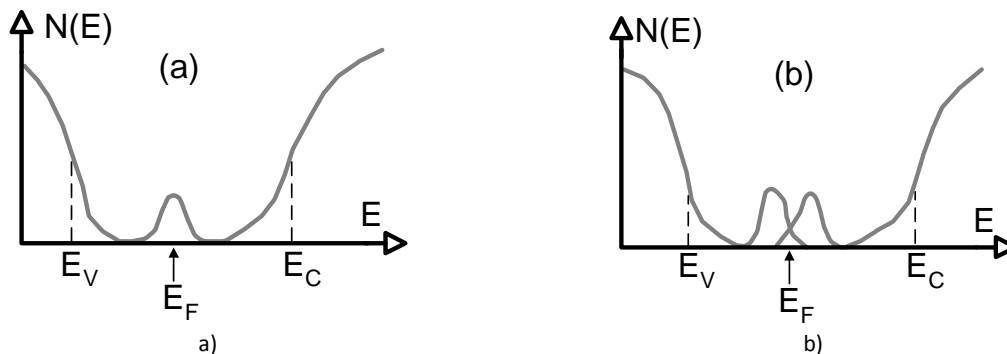


Figure 1.56 : Modèle de Davis & Mott pour la densité d'état d'un semi-conducteur amorphe covalent. (a) une seule bande de niveaux discrets, (b) appliqué à deux bandes centrales.

La présence d'une densité appréciable de différents types de défauts structuraux dans les matériaux amorphes n'est pas surprenante pour deux raisons:

- les méthodes de dépôt utilisées, nécessitent souvent des croissances de couches minces à haute température (entre 800°C et 1050°C), ce qui entraîne un réarrangement du réseau cristallin au cours du refroidissement de la structure et l'apparition de divers défauts.

- on sait qu'il existe des arrangements locaux plus compacts, donc énergétiquement plus favorables que l'empilement périodique, mais dont la croissance régulière est impossible sans création de défauts [95].

Tous ces défauts agissent comme autant de pièges et de centres recombinants pour les électrons et les trous. Le problème qui se pose alors pour obtenir un composé SC opérationnel pour la microélectronique est de trouver un moyen de minimiser cette densité de défauts.

En conséquence, un état de surface/interface est un état électronique, localisé à la surface/interface. Il possède les propriétés suivantes : Il peut émettre ou piéger des porteurs ; son niveau d'énergie est localisé dans la bande interdite ou même dans une des bandes (de valence ou de conduction) mais seuls les niveaux existant dans la bande interdite ou juste au-dessus ou en dessous des extrema de bandes sont capables d'être chargés ou déchargés sous l'effet d'un champ électrique. Cette variation de charge induit une contribution capacitive qui modifie le comportement de la structure étudiée ; Il peut se comporter comme un état donneur ou accepteur.

Un état de surface est caractérisé par : Son niveau d'énergie E_{it} dans la bande interdite du semi-conducteur et la section efficace de capture ou d'émission des électrons σ_n ou des trous σ_p .

Dans le cas d'une distribution continue, deux paramètres définissent les états d'interface : La densité d'états d'interface D_{it} ($\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$) et le nombre d'états de surface défini par unité de surface N_{it} (cm^{-2}) avec : $N_{it} = \int D_{it} dE$.

11.2 Description des processus en photoluminescence

La photoluminescence peut-être définie comme la radiation photonique produite par un SC à la suite d'une excitation lumineuse. Au sein d'un SC, on identifie 3 types de transitions (Figure 1.57) parmi lesquelles on différencie celles qui sont radiatives (émission de photons) et celle non radiatives. Les transitions radiatives dites inter-bande sont à leur tour classifiées selon la configuration des bandes du SC en transitions directes et indirectes. Dans le premier type, la recombinaison radiative de la paire e-h s'effectue de façon directe alors que dans le cas d'une transition de type indirecte, la recombinaison se fait via l'intervention d'une troisième particule à savoir le phonon (vibration du réseau cristallin), afin de conserver le vecteur d'onde k total de la transition.

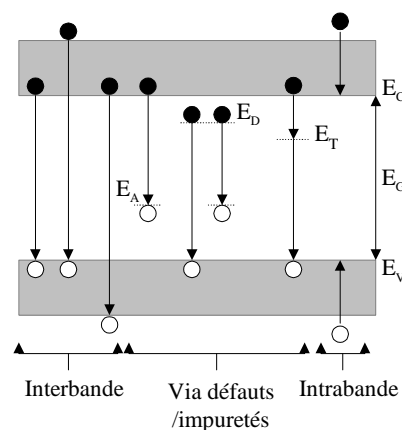


Figure 1.57 : Transitions principales au sein d'un semi-conducteur.

La spectroscopie de photoluminescence est très intéressante car non destructive. Elle ne requière pas de préparation spécifique du matériau ou l'élaboration d'un composant spécifique.

Processus de génération- recombinaison

Une radiation lumineuse appliquée à la surface d'un semi-conducteur est en partie réfractée et/ou absorbée par ce dernier. Dans le cas d'une source ponctuelle (cas d'un faisceau localisé), la densité de flux de photons $\phi(x)$ est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$\phi(x) = \phi_0(1 - R_s)e^{-\alpha x} \tag{I.139}$$

R_s et α sont respectivement les coefficients de réflexion et d'absorption de la lumière et ϕ_0 est la densité de flux des photons incidents.

Si l'énergie des photons incidents est plus grande que celle de la bande interdite du semi-conducteur ($h\nu > E_g$, ν est la fréquence de l'onde), il y a génération de paires électron-trou (e-h) (Figure I.58). Le semi-conducteur est alors dans un état hors équilibre. Si chaque photon absorbé crée une paire e-h, le taux de génération G qui est le nombre de paires e-h générées par unité de volume et par unité de temps est donné par :

$$G(x) = \alpha P_{opt}(x) / (A \times h\nu) \tag{I.140a}$$

Où P_{opt} est la puissance optique et A est la surface excitée.

Lorsque la lumière est absorbée par le SC, la puissance optique diminue avec la distance. Cet effet est décrit mathématiquement par :

$$\frac{dP_{opt}(x)}{dx} = -\alpha P_{opt}(x)$$

L'équation (I.140a) devient :

$$G(x) = \frac{1}{h\nu A} \left| \frac{dP_{opt}(x)}{dx} \right| = \left| \frac{d\phi(x)}{dx} \right| = \phi_0(1 - R_s)\alpha e^{-\alpha x} \tag{I.140b}$$

Avec $\phi(x) = P_{opt}(x) / (A \times h\nu)$

Après un certain temps, les paires e-h disparaissent en se recombinant suivant différents processus (retour à l'équilibre thermodynamique). Ces processus sont généralement classés en recombinaisons radiatives et non radiatives en volume et à la surface du semi-conducteur.

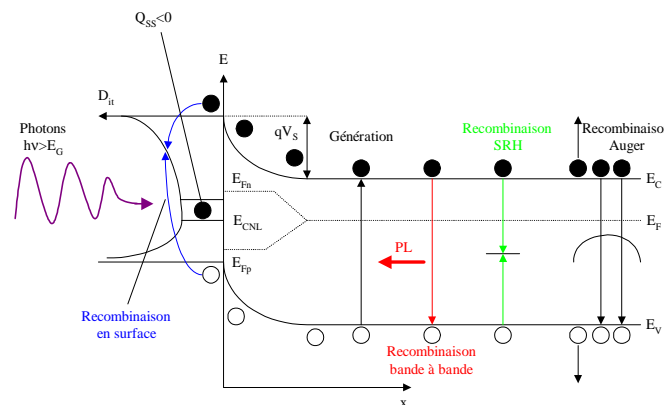


Figure I.58 : Processus de génération et de recombinaison dans un semi-conducteur illuminé [96]. E_{Fn} et E_{Fp} sont respectivement les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous.

11.3 Techniques de caractérisation des pièges

Différentes techniques de caractérisation des pièges, étendus ou localisés, ont été utilisées. Ces techniques sont la PLS³ et les mesures C(V).

11.3.1 La photoluminescence

La photoluminescence est très sensible aux états électroniques d'un semi-conducteur du fait que la recombinaison en surface et interface diminue le taux de recombinaison radiative. Les processus de génération-recombinaison sont très compliqués car l'excès de porteurs divise le niveau de Fermi en quasi-niveaux de Fermi relatifs aux électrons et aux trous et modifie l'occupation des états de surface. Ces derniers changent la courbure de bandes par leur charge, provoquant la recombinaison des porteurs. En plus de la recombinaison en surface, la recombinaison SRH, la recombinaison radiative et la recombinaison Auger sont prises en compte. Une étude théorique nécessite une auto-

cohérence totale entre les phénomènes de recombinaison et de génération, le flux de porteurs, la neutralité de charge électrique, la courbure des bandes, l’occupation des états de surface et les quasi-niveaux de Fermi. Pour quantifier les grandeurs physiques en surface des SC, une approche a été développée. Elle nécessite une approche numérique et donc un temps de calcul très long: c’est la Spectroscopie des états de surface par PhotoLuminescence (Photoluminescence Surface State Spectroscopy ou PLS³).

11.3.2 Technique PLS³

Cette technique s’applique aussi bien aux surfaces SC nues qu’aux interfaces M/SC, MIS, I/SC, SC/SC. Elle consiste à irradier l’échantillon à des longueurs d’onde variables, puis collecter la luminescence sub-gap I_{PL} . L’efficacité quantique de photoluminescence en fonction de la densité du flux de photons incidents ϕ est obtenue à partir de la relation suivante : $Y_{PL}=I_{PL}/\phi$ (I.141)

Le flux de photons incidents ϕ est lié à la puissance de la lumière incidente P_{opt} par la relation :

$$\phi = \frac{P_{opt}}{\frac{\pi d^2}{4} \frac{hc}{\lambda}}$$

où d est le diamètre du spot laser, h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et λ est la longueur d’onde du laser.

En augmentant le flux ou la puissance de la lumière incidente, les quasi-niveaux de Fermi se déplacent de leur position de référence vers les bords de bandes. Le niveau de Fermi de référence correspond à l’équilibre thermodynamique hors illumination (pas de génération). Cette propriété présente l’avantage d’examiner un intervalle énergétique quelconque sur toute la BI, par opposition aux techniques électriques pour lesquelles la tension appliquée à la jonction est limitée par le champ de claquage. Par ailleurs, une analyse rigoureuse des spectres $Y_{PL}(\phi)$ théoriques avec les spectres expérimentaux est réalisée à l’aide de simulations numériques et d’une procédure de fit qu’on décrira dans l’Annexe A.

Le calcul des spectres $Y_{PL}(\phi)$ théoriques se fait par une résolution auto-cohérente des équations de Poisson, de continuité, des courants pour les électrons et les trous auxquels il faut ajouter les conditions aux limites des courants I_n, I_p et du potentiel V à la surface ($x=0$). Les paramètres fondamentaux de surface sont $D_{it}(E)$ et Q_{FC} et non pas la vitesse de recombinaison en surface, qui est calculée à partir du taux de recombinaison des porteurs en surface U_s (voir annexe A) et qui dépend de ϕ . L’expression de D_{it} est donnée par l’expression suivante :

$$D_{it}(Vs)=-1/q \times (dQ_{it}/dVs) \text{ (eV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{)} \tag{I. 142}$$

12. Conclusion

L’étude des propriétés relatives aux matériaux GaN et AlN wurtzite montre l’intérêt de ces SC III-N à LBI pour des applications de puissance. Leurs propriétés physiques remarquables et en particulier le caractère pyroélectrique leur confèrent un point singulier qui est mis à profit pour en faire des transistors de puissance opérable en hyperfréquence. L’étude des propriétés de transport dans ces matériaux permet de mettre en évidence que la vitesse de saturation dans ces SC peut être atteinte pour des champs électriques beaucoup plus intenses que dans le cas des autres matériaux SC III-V conventionnels. L’évolution de la mobilité électronique en fonction du champ électrique et de la température du réseau sont développés en vu de les utiliser dans un modèle semi-analytique permettant de comprendre le fonctionnement du transistor et l’influence des paramètres clés de ce dernier. L’ingénierie de structure de bandes de ces hétérostructures est analysée pour optimiser

l'obtention d'un gaz d'électrons bidimensionnel autorisant un transport électronique plus confiné et à haute mobilité. Aussi, une brève revue des substrats est exposée notamment sur leur pouvoir de dissipation thermique afin de préserver les performances du transistor lors de leur fonctionnement. En effet, la filière AlGaN/GaN devrait exhiber des performances en puissance meilleures que celle obtenue expérimentalement. Ces limitations sont dues principalement à deux phénomènes physiques couplés. Le premier correspond à l'auto-échauffement du composant. La seconde provient de la présence de pièges liés aux défauts en surface, aux interfaces et dans la couche tampon de GaN. Différents procédés technologiques ont été alors utilisés afin de minimiser l'influence de ces pièges :

- Côté épitaxie, le dépôt d'hétérostructure sur substrat monocristallin ultra-mince, l'amélioration de la couche de nucléation, l'ajout d'une monocouche AlN dans la couche barrière ou la fabrication de buffer AlGaN, ont permis de réduire le taux de dislocations de plusieurs ordres de grandeurs et de minimiser le dopage résiduel.

- Côté technologie, les nombreux travaux qui sont développés dans les chapitres suivants, ont permis d'optimiser des procédés physico-chimiques adéquats afin de concevoir des contacts électriques optimums (ohmique et Schottky) de qualité de façon à minimiser les états de surface et d'interface métal/SC associés à des designs technologiques innovants.

Notons que nous avons opté dans le cadre de ce travail pour une stratégie coût/performances optimale qui semble la plus prometteuse au long terme, c'est-à-dire une technologie de choix (bas coût) associée à la compréhension des causes limitant les performances du transistor avec notamment l'impact des pièges et des solutions pour en minimiser les effets.

Références bibliographiques

- [1] M.-A. di Forte Poisson, M. Magis, M. Tordjman, J. Di Persio, R. Langer, L. Toth, B. Pecz, M. Guziewicz, J. Thorpe, R. Aubry, E. Morvan, N. Sarazin, C. Gaquière, G. Meneghesso, V. Hoel, J.-C. Jacquet and S. Delage, "*GaN/AlN HEMT heterostructures grown on SiC/SiC composite substrates for HEMT application*", Journal of Crystal Growth, **310** 23 (2008) 5232-5236.
- [2] M. Rousseau, communication interne (IEMN).
- [3] M. B. Kanoun, communication interne (IEMN).
- [4] S. N. Mohammad, A. A. Salvador, and H. Morkoc., Proc. IEEE 83, 1306, 1995
- [5] J.-Y. Duboz, "*Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN*", Techniques de l'Ingénieur, 1995
- [6] H. Morkoç, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns, "*Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies*", J. Appl. Phys. **76** (1994) 1363.
- [7] M. Mattalah, thèse de doctorat, 2008, Algérie.
- [8] J. Kuzmik, S. Bychikhin, D. Pogany, C. Gaquière, E. Morvan, "*Current conduction and saturation mechanism in AlGaIn/GaN ungated structures*", J. Appl. Phys. **99** (2006) 123720.
- [9] B. K. Ridley, W. J. Schaff, L. F. Eastman, "*Hot-phonon-induced velocity saturation in GaN*", J. Appl. Phys. **96** 3 (2004) 1499-1502.
- [10] B. Benbakhti, M. Rousseau, A. Soltani, J.-C. De Jaeger, IEEE Electron Dev. Lett. **24** (2003) 375 ; IEEE Electron Dev. Lett. **49** (2002) 1496 ; IEEE Trans. Electron Dev. **52** (2005) 1683.
- [11] J. Khurgin, Y.J. Ding, D. Jena, "*Hot phonon effect on electron velocity saturation in GaN: A second look*", Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 252104.
- [12] F. Sacconi, A. Di Carlo, P. Lugli, H. Morkoç, "*Spontaneous and Piezoelectric Polarization Effects on the Output Characteristics of AlGaIn/GaN Heterojunction Modulation Doped FETs*", IEEE Transactions on Electron Devices, **48** 3 (2001) 450-457.
- [13] M. Asif Khan, J.N. Kuznia, A.R. Bhattarai, D.T. Olson, "*Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN*", Appl. Phys. Lett. **62** (1993) 1786.
- [14] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann, "*Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures*", J. Appl. Phys. **87** 1 (2000) 334-344.
- [15] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck, "*Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures*", J. Appl. Phys. **85** 6 (1999) 3222-3233.
- [16] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, "*Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides*", Phys. Rev. B **56** 16 (1997) R10024-R10027.

- [17] R. Chu, Thesis M.Sc., Hong Kong University of Science and Technology (2004).
- [18] D.G. Kent, "Co-Implantation and dry-etch damage recovery by plasma nitridation in GaN", Thesis for the degree of Master of Science university of Florida, 2001
- [19] P. Kozodoy, "Magnesium-Doped Gallium Nitride for Electronic and Optoelectronic Device Applications", Doctor of philosophy in Electrical and Computer Engineering, University of California Santa Barbara, (1999)
- [20] J. K. Sheu, G. C. Chi, "The doping process and dopant characteristics of GaN", *J. Phys.: Condens. Matter* **14** (2002) R657–R702.
- [21] N. Nepal, K.B. Nam, M.L. Nakarmi, J.Y. Lin, H.X. Jiang, J.M. Zavada, R.G. Wilson, "Optical properties of the nitrogen vacancy in AlN epilayers", *Appl. Phys. Lett.* **84** 7 (2004) 1090-1092.
- [22] V. Bougrov, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, A. Zubrilov, "in *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*", Eds. M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur, John Wiley & Sons, Inc., New York, (2001), 1-30.
- [23] Z. Bougrioua, M. Azize, A. Jimenez, A-F. Braña, P. Lorenzini, B. Beaumont, E. Muñoz, P. Gibart, "Fe doping for making resistive GaN layers with low dislocation density; consequence on HEMTs", *phys. stat. sol. (c)* **2** 7 (2005) 2424–2428.
- [24] Chu, T.L, Ing, D.W., Noreika, A.J. *Sol. State Electron.* **10** 10 (1967), 1023-1027.
- [25] Mohammad, S.N., Salvador A.A., Morkoc H., *Proc. IEEE*, **83** 10 (1995), 1306-1355.
- [26] Gorczyca, I., Svane A., Christensen N.E., *Internet J. Nitride Sem. Res.* 2, Article 18 (1997).
- [27] T.L. Tansley, R.J. Egan, "Point-defect energies in the nitrides of aluminum, gallium, and indium", *Phys. Rev. B* **45**, **19** (1992), 10942-10950.
- [28] R.W. Francis, W.L. Worrell, *J. Electrochem. Soc.* **123**, **3** (1976), 430-433.
- [29] P. Boguslawski, E.L. Briggs, Bernholc, "Amphoteric properties of substitutional carbon impurity in GaN and AlN", *J. Appl. Phys. Lett.* **69**, **2** (1996), 233-235.
- [30] J. Neugebauer, C.G. Van de Walle, "Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN", *Phys. Rev. B* **50** (1994) 8067-8070.
- [31] M. K. Kelly, R.P. Vaudo, V. M. Phanse, L. Görgens, O. Ambacher and M. Stutzmann, "Large Free-Standing GaN Substrates by Hydride Vapor Phase Epitaxy and Laser-Induced Liftoff", *Jpn. J. Appl. Phys.* **38** (1999) L217-L219
- [32] A. Taylor, R.M. Jones, J.R. O'Connor, J. Smiltens, "A High Temperature Semiconductor in Silicon Carbide", Eds. Pergamon Press, Oxford, London, New York, Paris (1960), 147.
- [33] Y. Okada, and Y. Tokumaru, *J. Appl. Phys.* **56** 2 (1984) 314-320.

- [34] A. Rennane, "Caractérisation et modélisation du bruit basse fréquence des composants bipolaires et à effet de champ pour applications micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse 2004.
- [35] S.J. Heikman; "*MOCVD Growth Technologies for Applications in AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors*", Doctor of philosophy in Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara.
- [36] D.C. Dumka, P. Saunier "*AlGaIn/GaN HEMTs on Diamond Substrate*", TriQuint Semiconductor, 500 W. Renner Road, Richardson, USA IEEE (2007).
- [37] F. Enjalbert, "Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrides et application au laser UV pompé par cathode à micropointes", Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004
- [38] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, "*Band parameters for nitrogen-containing semiconductors*", J. Appl. Phys. **94** 6 (2003) 3675-3696.
- [39] E. Iliopoulos, K. F. Ludwig Jr., T. D. Moustakas, S. N. G. Chu, "*Chemical ordering in AlGaIn alloys grown by molecular beam epitaxy*", Appl. Phys. Lett., **78** 4 (2001) 463-465.
- [40] L. Chang, S. K. Lai, F. R. Chen, J. J. Kai, "*Observations of Al segregation around dislocations in AlGaIn*", Appl. Phys. Lett., **79** 7 (2001) 928-930.
- [41] D. Pavlidis, "*Recent Advances in III-V Nitride Electronic Devices*", Electron Devices Meeting, IEDM technical Digest. IEEE, international (2004) 795-798.
- [42] S. Heckmann, "Contribution au développement d'une filière de transistors Bipolaires à hétérojonction de très forte puissance en bandes L et S pour applications de Télécommunications Civiles et Radar", Thèse de Doctorat, université de Limoges (2003)
- [43] M. Bon, A. Scavennec, "*Transistors et circuits intégrés à l'hétérostructures III-V*", Techniques de l'Ingénieur, traité de l'électronique, **450** (1999) 2.
- [44] E.T. Yu, G.J. Sullivan, P.M. Asbeck, C.D. Wang. D. Qiao, S.S. Lau, "*Measurement of piezoelectrically induced charge in GaN/AlGaIn heterostructure field-effect transistors*", Appl. Phys. Lett. **71** (1997) 2794-2796.
- [45] J.P. Ibbetson, P.T. Fini, D. Ness, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra, "*Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors*", Appl. Phys. Lett. **77** (2000) 250-252.
- [46] B. J. Rodriguez, A. Gruverman, A.I. Kingon, R.J. Nemanish, O. Ambacher, "*Piezoresponse force microscopy for polarity imaging of GaN*", Appl. Phys. Lett. **80** (2002) 4166-4168.
- [47] W.-C. Yang, B.J. Rodriguez, M. Park, R.J. Nemanich, O. Ambacher, V. Cimalla, "Photoelectron emission microscopy observation of inversion domain boundaries of GaN-based lateral polarity heterostructures", J. Appl. Phys. **94** (2003) 5720.
- [48] M.H. Wong, Y. Pei, T. Palacios, L. Shen, A. Chakraborty, L.S. McCarthy, S. Keller, S.P. Denbaars, J.S. Speck, U.K. Mishra, "*Low nonalloyed Ohmic contact resistance to nitride high electron mobility transistors using N-face growth*", Appl. Phys. Lett. **91** (2007) 232103.

- [49] A.F. Wright, "Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN", J. Appl. Phys. **82** (1997) 2833.
- [50] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L.F. Eastman, "Photoluminescence in n-doped $In_{0.1}Ga_{0.9}N/In_{0.01}Ga_{0.99}N$ multiple quantum wells", J. Phys. Condens. Matter. **14** (2002) 3399.
- [51] Rashmi, A. Kranti, S. Haldar, R.S. Gupta, "An accurate charge control model for spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGaIn/GaN HEMTs", Solid State Electronics, **46** (2002) 621-630.
- [52] G. Steude, B.K. Meyer, A. Göldner, A. Hoffmann, A. Kaschner, F. Bechstedt, H. Amano, I. Akasaki, "Strain modification of GaN in AlGaIn/GaN epitaxial films", J. Jap. Appl. Phys. **38** (1999) L498-L500.
- [53] N. Zhang, "High voltage GaN HEMTs, with low on-resistance for switching applications", Thesis for the degree of doctor in Philosophy in Electrical and computer Engineering, University of California, Santa Barbara, 2002.
- [54] R. Chu, "Properties of Gallium nitride-based heterostructures", Thèse de B.Sc. Hong Kong University of science and technology (2002).
- [55] H. Mathieu, "Cours de Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Edition Dunod, Paris (2001).
- [56] A. Christou, "Charge transport in low-dimensional nitride semiconductor heterostructures", Elsevier Physica B **296** 1-3 (2001) 264-270.
- [57] K. Matocha, "AlGaIn/GaN HFET Design for Switching Applications", Semiconductor Power Devices Project, Rensselaer Polytechnic Institute, Troy, NY USA.
- [58] J. Antoszewski, M. Gacey, J.M. Dell, L. Faraone, T.A. Fisher, G. Parish, Y.F. Wu, U.K. Mishra, "Scattering mechanisms limiting two-dimensional electron gas mobility in $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN$ modulation-doped field-effect transistors", J. Appl. Phys. **87** (2000) 3900-3904.
- [59] L. Hsu, W. Walukiewicz, "Electron mobility in $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ heterostructures", Phys. Rev. B **56** (1997) 1520-1528.
- [60] O. Ambacher et al., "Pyroelectric properties of Al (In) GaN/GaN hetero- and quantum well structures", Journal of physics : condensed matter, **14** (2002) 3399-3434.
- [61] G. D. O'clock et al., "Acoustic surface wave properties of epitaxially grown aluminum nitride and gallium nitride on sapphire", Applied physics letters, **23** 2 (1973) 55-56.
- [62] J. F. Nye et al., "Physical properties of crystals: their representation by tensors and matrices", (oxford: Clarendon)", 1985.
- [63] J. Zalenka, "Piezoelectric Resonators and their Application", Elsevier **24** 33.
- [64] Jon C. Freeman, "Basic equations for modeling of Gallium Nitride (GaN) high electron mobility transistors HEMTs", Glenn research center, Cleveland, Ohio. (2003)
- [65] B. Jogai, J. D. Albrecht, E. Pan, "Effect of electromechanical coupling on the strain in AlGaIn/GaN heterojunction field effect transistors", Journal of Applied Physics, **94** 6 (2003) 3984-3989.

- [66] B.S.Kang, S.Kim, "Effect of external strain on the conductivity of AlGaIn/GaN high electron mobility transistors", Applied physics letters, **23** 23 (2003) 4845-4847.
- [67] N. Maeda et al., "Two-dimensional electron-gas density in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors", Applied physics letters **73** (1998) 1856.
- [68] Bonch-Bruevich VL, Kalashnikov SG. "Semiconductor physics" Moscow: Nauka, (1977).
- [69] D. Siriex, "Modelisation non lineaire des MESFETS sur carbure de silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes", Thèse de doctorat, Université de Limoges, (2000).
- [70] S. Karmalkar, U.K. Mishra, "Enhancement of Breakdown Voltage in AlGaIn/GaN High Electron Mobility transistors Using a Field Plate", IEEE Transactions on Electron Devices, **48** 8 (2001) 1515 - 1521.
- [71] T. Hashizume, S. Ootomo, S. Oyama, M. Konishi, H. Hasegawa, "Chemistry and electrical properties of surfaces of GaN and GaN/AlGaIn heterostructures", J. Vac. Sci. Technol. B **19** 4 (2001) 1675-1681.
- [72] Y. Wang, L.M., Z. Yu, L. Tian, "Optimization of two-dimensional electron gases and I-V characteristics for AlGaIn/GaN HEMT devices", Superlattices and Microstructures **36** (2004) 869-875.
- [73] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R.P. Smith, S. Sheppard, P.M. Chavarkar, T. Wisleder, U.K. Mishra, P. Parikh, "30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization", IEEE Electron Device Letters **25** 3 (2004) 117-119.
- [74] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Rajan, C. Poblenz, S. Keller, S.P. DenBaars, J.S. Speck, U.K. Mishra, "High-power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications", IEEE Electron Device Letters **26** 11 (2005) 781-783.
- [75] M. Werquin et al., 12th GAAS Symposium - Amsterdam, 2004.
- [76] R. Coffie, D. Buttari, S. Heikman, S. Keller, A. Chini, L. Shen, U.K. Mishra, "p-capped GaN/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors (HEMTs)", IEEE Electron Device Letters, **23** 10 (2002) 588-590.
- [77] V. Kumar et al., "High performance 0.25µm gate length AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire with power density of over 4.5W/mm at 20 GHz", Solid-state Electronics, **47** (2003) 1577-1580.
- [78] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, S. Heikman, S. Keller, U. Mishra, "12 W/mm power density AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire substrate", IEEE Electronics Letters **40** 1 (2004) 73-74.
- [69] L. Shen, R. Coffie, D. Buttari, S. Heikman, A. Chakraborty, A. Chini, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, "High-Power Polarization-Engineered GaN/AlGaIn/GaN HEMTs Without Surface Passivation", IEEE Electron Device Letters **25** 1 (2004) 7-9.
- [80] D. Ducatteau et al., Résultat interne soumis à IEEE Electron Device Letters.
- [81] Y.-F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder, P. Parikh, "40-W/mm Double Field-plated GaN HEMTs", Device Research Conference 64th, (2006) 151-152.
- [82] D. Ducatteau et al., Résultat interne soumis à IEEE Electron Device Letters.

-
- [83] J-S. Moon, Wu. Shihchang, D.Wong, I. Milosavljevic, A. Conway, P. Hashimoto, M. Hu, M. Antcliffe, M. Micovic, "Gate recessed AlGaIn/GaN HEMTs for high performance millimetre wave applications", IEEE Electron Device Letters, 26 6 (2005) 348-350.
- [84] V. Kumar, G. Chen, S. Guo, B. Peres, I. Eliasevich, I. Adesida, "Field-plated 0.25 μ m gate length AlGaIn/GaN HEMTs on 6H-SiC with power density of 9.1 W/mm at 18 GHz", IEEE Electron Device Letters, 41 19 (2005) 1080-1081.
- [75] K.K. Chu, P.C. Chao, M.T. Pizzella, R. Actis, D.E. Meharry, K.B. Nichols, R.P. Vaudo, X. Xu, J.S. Flynn, J. Dion, G.R. Brandes, "9.4-W/mm Power Density AlGaIn-GaN HEMTs on free-Standing GaN Substrates", IEEE Electron Device Letters 25 9 (2004) 596-598.
- [86] V. Hoel *et al.*, communication interne soumis à IEEE Electron Device Letters.
- [87] A. Minko, V. Hoel, E. Morvan, B. Grimbert, A. Soltani, E. Delos, D. Ducatteau, C. Gaquiere, D. Theron, J.C. De Jaeger, H. Lahreche, L. Wedzikowski, R. Langer, P. Bove, "AlGaIn-GaN HEMTs on Si with power density performance of 1.9 W/mm at 10 GHz", IEEE Electron Device Letters 25 7 (2004) 453-455.
- [88] J.W. Johnson, E.L. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J.C. Roberts, J.D. Brown, S. Singhal, K.J. Linthicum, "12 W/mm AlGaIn/GaN HFETs on silicon substrates", IEEE Electron device Letters, 25 7 (2004) 459-461.
- [89] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoel, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquière, J.C. De Jaeger, S. Delage, "Output power density of 5.1W/mm at 18 GHz with an AlGaIn/GaN HEMT on Si substrate", IEEE Electron Device Letters, 27 1 (2006) 7-9.
- [90] D.C Dumka, C. Lee, H.Q. Tserng, P. Saunier, M. Kumar, "AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrate with 7 W/mm output power density at 10 GHz", IEEE Electronics Letters 40 (16) (2004) 1023-1024.
- [91] JC. Gerbedoen, IEMN Si(001) soumis à IEEE, Transaction on Electron Device (2008)
- [92] J. Piprek, "Nitride Semiconductor Devices : Principles and Simulation", WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim (2007).
- [93] M.H. Cohen, F. Eritzsche, S.R. Ovshinsky, "Simple Band Model for Amorphous Semiconducting Alloys", Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1065.
- [94] N.F. Mott, Phil Mag. 26 (1972) 505.
- [95] R. Mosseri, Thèse de doctorat d'état, Université de Paris-sud, Centre d'Orsay (1983).
- [96] T. Sawada, K. Numata, S. Tohdoh, T. Saitoh, H. Hasegawa, "n-Situ Characterization of Compound Semiconductor Surfaces by Novel Photoluminescence Surface State Spectroscopy", J. J. Appl. Phys. 32 (1993) 511-517.

Chapitre 2

TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS

2

*TECHNOLOGIE DES COMPOSANTS***Introduction**

Les potentialités des composants de puissance pour les systèmes microondes et larges bandes s'évaluent, entre autres, aux travers des fréquences de transition et de maximum d'oscillation, respectivement F_t et F_{max} . Cette montée en fréquence doit obligatoirement s'accompagner d'une augmentation des tensions de claquage. Bien que plusieurs paramètres technologiques et électriques conditionnent l'accroissement du facteur de mérite $F_t \times V_{br}$, le mécanisme d'ionisation par impact, la longueur de grille (L_g) avec sa lithographie associée et le fossé de grille (recess), sont parmi les éléments clés à prendre en considération. Cependant, le manque de maturité de la filière nitrure de gallium, ne permet toujours pas à ce jour d'agir efficacement sur ces paramètres. Néanmoins, les performances et les résolutions des équipements ne cessent de s'accroître comme ceux de la lithographie électronique qui est un outil de choix pour la conception de composant à grille submicronique. Aussi, le développement récent de microscopes électroniques à balayage (MEB), à haute résolution (HRTEM) et à faisceaux d'ions (FIB), a apporté une nouvelle classe d'instruments à haute résolution et une souplesse d'utilisation permettant d'observer et de comprendre rigoureusement chaque étape du procédé technologique.

Une première partie de ce chapitre est consacrée à la description des principales étapes technologiques relatives à la réalisation de composants HEMT.

La seconde partie présente les différentes méthodes de gravure du GaN (sèche, humide et photochimique) en vue de réaliser le fossé de grille ou les contacts ohmiques. Les avantages et les inconvénients de chacune de ces techniques sont présentés.

La troisième partie comporte les améliorations apportées à la fabrication de transistor HEMT AlGaIn/GaN avec notamment les procédés utilisés afin d'améliorer les caractéristiques du contact ohmique, les études menées sur la vitesse de révélation des résines électroniques et les paramètres critiques lors d'une écriture au masqueur électronique. L'objectif est de réaliser un simulateur en vue de limiter le nombre de tests expérimentaux lors de la fabrication de nanomotifs comme la réalisation une grille en Té sub-100nm, à partir d'un tricouche de résines électroniques.

Enfin, la quatrième et dernière partie présente la conception et la réalisation de nouvelles topologies de transistors de type HEMT de la filière AlGaIn/GaN basée sur la technique du *fieldplate* ou électrode de champ (FP-HEMT ou MIS-HEMT), pour des applications en bandes S, C, X (2-12 GHz) dans le but d'augmenter les performances en puissance par rapport aux transistors conventionnels. L'application de cette technologie sur des transistors de type MISHEMT (FP-MISHEMT) à l'aide de différents diélectriques, est également présentée.

Il est important de signaler que la plupart des transistors fabriqués et présentés dans ce chapitre, sont réalisés à partir d'épitaxies sur substrat Silicium.

Partie 1 : Présentation des principales étapes

1. Les marques d'alignement

Le masqueur électronique a besoin de repères sur les échantillons afin de pouvoir positionner son faisceau d'électrons sur chaque champ d'écriture pour écrire les motifs désirés, à l'aide de résines électrosensibles. C'est pourquoi, des motifs carrés et métalliques sont déposés sur chaque champ d'écriture et permettent au masqueur électronique d'écrire chaque niveau d'un masque avec une résolution de 10nm. Ces marques sont déposées par évaporation à l'aide du séquentiel Mo/Ni/Mo (200/400/700Å), permettant d'obtenir un bon contraste par rapport à la surface de la couche. Les marques forment alors des carrées de 8µm et de 20µm de coté. Ces métaux ont été choisis afin de résister aux différentes étapes de la réalisation des composants, notamment au recuit à haute température nécessaire à la formation des contacts ohmiques. Le Molybdène (Mo) est un métal réfractaire (Température de fusion de 2617°C) mais très contraint. C'est pourquoi, une couche de Nickel (Ni) (Température de fusion de 1450°C) est inséré entre 2 couches de Mo afin de compenser la contrainte du Mo tout en ayant une épaisseur acceptable pour le besoin visuel. Les épaisseurs sont choisies pour faciliter l'étape du lift-off.

2. Les contacts ohmiques

Ces contacts électriques sont définis soit par écriture électronique à 50keV à l'aide d'un bicouche de résine électrosensible, soit à partir d'une lithographie optique, afin d'obtenir un profil casquette. Le choix se fait en fonction de la définition souhaitée au niveau des flancs des électrodes. Des flancs nets et précis évitent tout risque de court-circuit entre des contacts très proches comme par exemple, les contacts de source et de grille, nécessaires dans le cas des composants de puissance (point exposé dans le [chapitre I](#)). Pour atteindre des performances en puissance et en fréquence, il est indispensable de réaliser des contacts ohmiques de source et de drain de faible résistivité. La rugosité de surface de ces contacts a également une importance non négligeable, dans un procédé de fabrication. Une rugosité importante peut entraîner des problèmes de contacts avec les piliers des ponts à air dans le cas de la fabrication de transistors à grand développement. C'est pourquoi, les procédés technologiques utilisés quant à l'optimisation de ces contacts ohmiques sont présentés dans un prochain paragraphe.

3. L'isolation des composants

3.1 Généralités

L'isolation de chaque composant est nécessaire afin de délimiter la zone de fonctionnement du transistor. Cette isolation peut s'effectuer de 2 manières différentes (cf [figure II.1](#)) :

- a) gravure physico-chimique (Mésa)
- b) implantation ionique (technologie planaire)

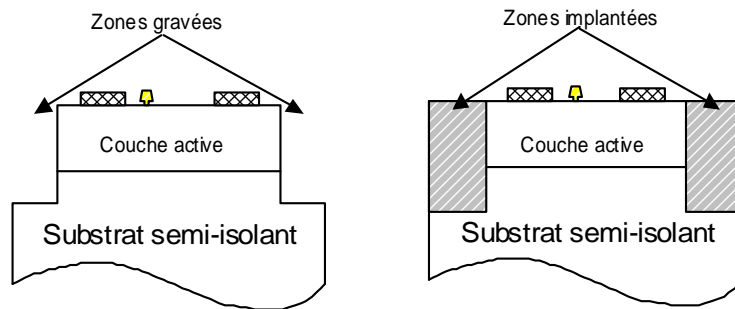


Figure II.1 : Profils de gravure obtenus par les méthodes de gravure (à gauche) et d'implantation (à droite)

Dans le premier cas, l'isolation des composants peut être réalisée avant ou après la formation des contacts ohmiques. La gravure humide nécessite néanmoins une attention particulière concernant l'orientation de la couche tampon GaN. Dans ce cas, la gravure s'effectue suivant les plans réticulaires, ce qui limite l'utilisation de cette technique. La gravure sèche peut être isotrope ou anisotrope en fonction des conditions de plasma.

Généralement, toute chimie composée d'un gaz chloré (comme le SiCl_4) permet de graver GaN avec plus de 20nm/min. Ce procédé est utilisé pour réaliser l'isolation de composants de type MESFET GaN ou HEMT AlGaIn/GaN. Pour augmenter le rendement de fabrication des composants, améliorer la fiabilité et conserver une technologie planaire, beaucoup de technologues réalisent l'isolation des composants par implantation ionique. Ce procédé consiste à briser le réseau cristallin pour le rendre amorphe, sous l'effet d'un bombardant ionique (énergie comprise entre 10keV et 400keV) de manière à obtenir un comportement isolant électrique. Cette étape ne peut se faire qu'après le recuit de contact ohmique, sous peine de réparer les liaisons atomiques cassées lors de l'implantation et de dégrader l'isolation obtenue. Cette étape ne nécessite pas une grande précision, elle est par conséquent réalisée par lithographie optique.

3.2. Isolation par implantation He^+

Plusieurs éléments sont possibles pour isoler les hétérostructures AlGaIn/GaN par implantation ionique tels que l'hydrogène [1], l'azote [2] ou l'argon [3]. Le choix est fonction des éléments disponibles, des conditions d'optimisation de l'implantation, de la tenue en température des zones implantées et de la nature du matériau à isoler.

Cette étape a été développée dans le cadre du laboratoire commun TIGER (IEMN-THALES III-V Lab [4]) et réoptimisée à l'IEMN au moyen d'un logiciel SRIM disponible gratuitement sur la toile. Le principe réside sur une ou de multiples implantations d'ions caractérisés par l'énergie et la dose de l'élément à implanter ainsi que la nature du matériau. La distribution des ions Hélium, de type Gaussienne, est choisie de façon à détruire les liaisons bien au-delà du gaz bidimensionnel, jusqu'à une profondeur effective de 300nm. La caractéristique I-V entre 2 contacts ohmiques isolés distants de $8\mu\text{m}$ ($W=100\mu\text{m}$), sans et avec recuit (à 900°C), est présentée Figure II.2.

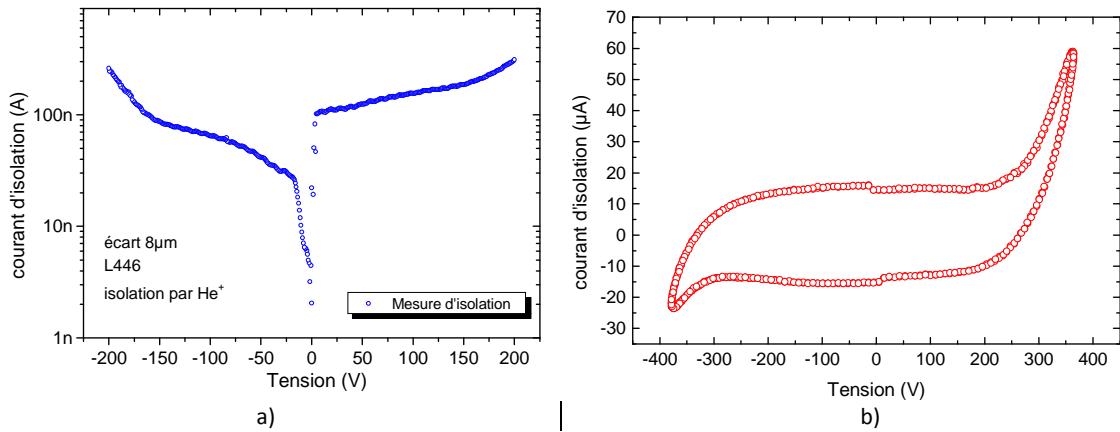


Figure II.2 : a) Mesure du courant d'isolation entre deux plots de contact ohmique distants de 8µm sur la couche L446 sur substrat Si (111) épitaxié par MBE. b) Mesures d'isolation entre 2 contacts ohmiques distants de 5µm après recuit à 900°C pendant 1h sous azote réalisées sur la couche PTC042A.

La figure II.2-a montre que le courant d'isolation obtenu après implantation est très satisfaisant jusqu'à ±200V soit une résistivité moyenne obtenue de $1.16 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$. La figure II.2-b montre que le recuit dégrade l'isolation électrique mais que celle-ci reste toujours effective même après un recuit de longue durée (60min) à haute température. Cette étape technologique ne demande donc pas d'optimisation particulière.

Dans des travaux précédents, A.Minko a montré que l'isolation réalisée par méso et sans recuit, exhibait des courants de fuites de plusieurs mA à 40V [5]. L'implantation ionique a donc permis d'améliorer fortement l'isolation des composants.

3.3. Lithographie pour isolation par implantation

Un bicouche de résine optique positive S1828/LOR10A (2.4µm/800nm) est déposé afin de protéger les zones actives du transistor de l'implantation. La résine S1828 permet d'absorber les ions lors du bombardement ionique, lequel provoque son durcissement par effet Joule. La résine LOR10A permet d'obtenir un profil casquette inversé, pour faciliter le retrait de la résine après implantation (Figure II.3).

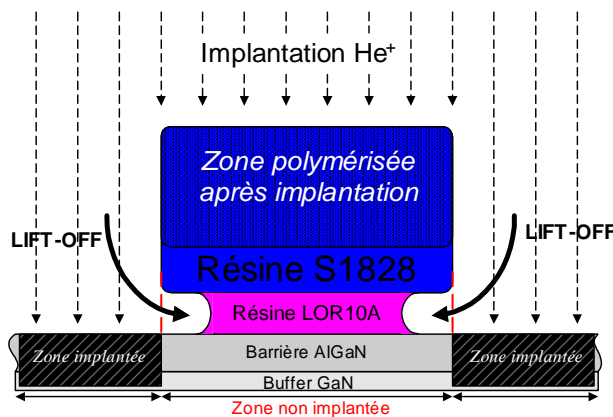


Figure II.3 : Illustration du bicouche de résines utilisées pour l'implantation.

4. Le fossé de grille

Le fossé de grille constitue un des verrous technologiques majeurs des transistors à base de nitrures III-N. Il existe néanmoins plusieurs méthodes qui permettent de graver ce matériau avec plus ou moins de finesse. Ces méthodes peuvent être soit de type humide, soit de type sèche. Les principaux avantages et inconvénients de ces techniques de gravure sont présentés dans le tableau II.1.

	Avantages	Inconvénients
Gravure chimique (ou gravure humide)	faible endommagement de la surface	- gravure suivant les plans réticulaires - non respect des motifs et des dimensions - nécessite des chimies chauffées
Pulvérisation physique (ou gravure ionique)	profil anisotrope	- sérieux endommagement de la surface - rugosité importante - pas de sélectivité
Gravure plasma (ou gravure sèche)	- Dépend des conditions du plasma - Couplage des gravures physique et chimique - gravure rapide ou très lente - rugosité +/- importante	

Tableau II.1: Comparaison des procédés de gravure pour l'étape du fossé de grille.

- **Gravure chimique** : Les chimies les plus réactives sont à base de KOH, NaOH (sels fondus) et H_3PO_4 . Elles permettent de graver le matériau GaN jusqu'à $3.2\mu m/mn$ à des températures comprises entre $90^\circ C$ et $250^\circ C$. Les gravures à partir des bases laissent apparaître les plans réticulaires {11-20}, {10-10} et {10-1-1} alors que les gravures à partir d'acide favorisent plutôt les plans {10-1-2} et {10-13} [6]. Les matériaux riches en aluminium à base de GaN peuvent être gravés par ces mêmes chimies avec des températures de réactions plus basses (entre $50-100^\circ C$) [7]. Ce type de gravure est dans les cas qui nous concernent, ni isotrope ni anisotrope.

- **Gravure sèche** : La gravure sèche est une alternative à la gravure humide. Elle présente l'avantage majeur de former des profils anisotropes caractérisés par des flancs peu rugueux mais il n'existe pas de recettes particulières permettant d'obtenir une sélectivité de gravure suffisante entre AlGaIn et GaN pour de faibles taux d'aluminium (<40%). Certains procédés permettent de limiter l'endommagement de la surface gravée mais toutes les gravures testées restent très sensibles aux taux de dislocations.

5. Technologie de grille

La nécessité de diminuer la longueur de grille pour la montée en fréquence des composants, implique inévitablement une augmentation de la résistance de grille et par conséquent, diminue les performances du composant notamment sur les fréquences de transition (f_T), d'oscillation maximale (F_{max}) ainsi que sur le gain en puissance G_p [8]. Pour pallier à ce problème, une modification de la forme de la grille est nécessaire.

Deux technologies de grille existent et sont décrit **figure II.4** : la grille en Té et la grille nitrure.

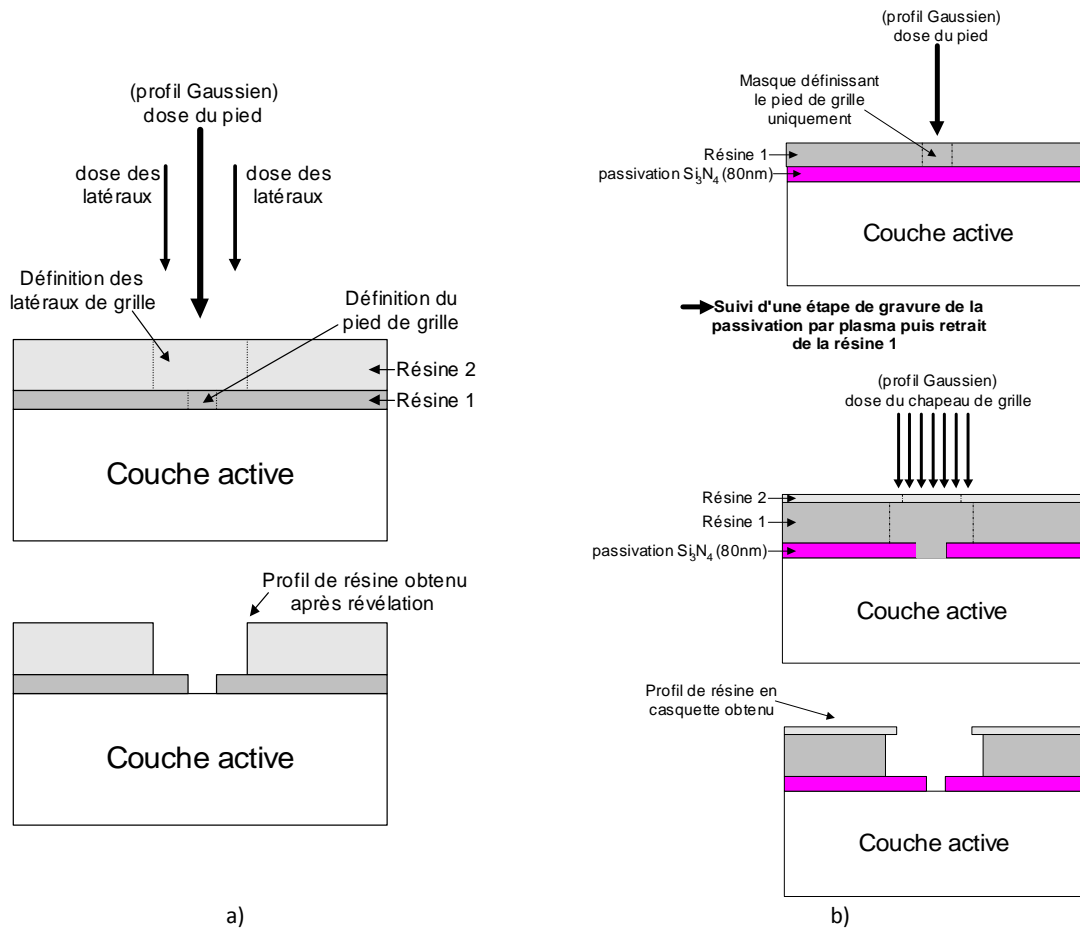


Figure II.4 : Descriptif de la technologie de a) grille en Té ; b) grille nitrure

Dans le cas de la technologie de grille en Té, deux solutions sont également possibles : le bicouche ou le tricouche de résine. Les résines utilisées ont des sensibilités différentes qui rendent alors possible d'obtenir les profils souhaités à l'aide de deux doses différentes au masqueur électronique. Dans le cas du bicouche, l'une définit le pied de grille et l'autre définit les latéraux de grilles (cf figure II.4-a). La seconde possibilité est d'utiliser un tricouche de résine, permettant d'obtenir un profil de résine en casquette et par conséquent une meilleure définition de la grille. De plus elle facilite le lift-off et évite le décalage des métallisations de grille. Cette technologie est adéquate lorsque l'objectif fixé est d'obtenir des performances fréquentielles. Cette technique est en cours de développement au laboratoire et doit être validée sur des composants à base de nitrure de gallium.

La figure II.4-b, correspond à la technologie de grille nitrure. Une couche de passivation est préalablement déposée et est utilisée pour définir le pied de grille au moyen du masqueur électronique suivi d'une gravure anisotrope. Un second passage au masqueur électronique permet de définir le chapeau de grille à l'aide d'un simple bicouche de résine de façon à obtenir un profil casquette. Ce procédé est donc plus long, plus coûteux à mettre en oeuvre et limite les performances fréquentielles des transistors (augmentation des capacités parasites). Néanmoins, l'avantage de cette technologie permet une tenue mécanique très robuste des grilles, une excellente définition du pied et de la tête de la grille.

Chacune de ces technologies possèdent des avantages et des inconvénients complémentaires (montée en fréquence, robustesse des grilles et passivation de la surface). Une solution alternative a été mise au point pour profiter des avantages de chacune de ces technologies de manière à en limiter les inconvénients : nous l'appellerons technologie à grille nitrure à tête décollée.

Aussi, une étude sur les paramètres du masqueur électronique et notamment les effets de proximité ainsi que la vitesse de développement des résines électronique ont été réalisées, permettant de réduire le nombre de tests expérimentaux donc le coût sur le développement d'un nouveau procédé électronique à l'échelle sub-100nm. Ce travail a été appliqué pour réaliser des grilles courtes (<1µm) et ultra-courtes (<100nm).

6. Passivation

La passivation est réalisée à partir d'une couche diélectrique de protection déposée en surface d'un SC qui permet d'une part, de protéger le composant des agressions extérieures mais aussi de préserver l'état électrique de l'interface pour notamment gagner en fiabilité, lors du fonctionnement du composant aux conditions extrêmes (température, fort champ...). En effet, les semiconducteurs à base de GaN sont des matériaux polaires très sensibles à l'environnement extérieur. La rupture de la périodicité du réseau en surface du semiconducteur engendre la formation de liaisons pendantes. L'oxydation naturelle en surface du SC à température ambiante et l'adsorption d'atomes étrangers entre autres, constituent les principaux défauts de surface à neutraliser. La couche de passivation doit nécessairement présenter une densité d'états d'interface la plus petite possible (pour limiter les fuites de courant en surface), une résistivité électrique et un champ de claquage élevé (montée en puissance) et une permittivité élevée (homogénéité du champ).

Dans le cas des transistors à base de GaN, les diélectriques Si_3N_4 et SiO_2 sont les plus couramment utilisés pour réaliser cette fonction. Ces passivations reconnues comme standard à l'IEMN, ont été caractérisées afin de vérifier leurs propriétés électriques. D'autres matériaux isolants comme le ZnO , ZrO_2 ou hBN ont également été utilisés pour réaliser des transistors MISHEMTs.

6.1 Passivations Si_3N_4 et SiO_2

Des mesures de capacité en fonction de la fréquence, entre 1kHz et 1MHz, ont été réalisées sur des capacités de différentes dimensions, afin d'en déduire les propriétés du Si_3N_4 , et du bicouche $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, tous deux utilisés dans le process de fabrication des transistors de puissance. Ces matériaux ont été déposés par PECVD. Cette technique permet de réaliser des dépôts de Si_xN_y , SiO_2 ou SiO_xN_y sur un substrat quelconque et à basse température (entre 160°C-340°C) avec une certaine porosité. A titre d'exemple, le nitrure de silicium est fabriqué par dilution de 3% de silane SiH_4 dans un plasma N_2/NH_3 (600/20sccm-10W_{RF}-1Torr) selon une réaction chimique sur une surface chauffée à 340°C tel que $3\text{SiH}_4+4\text{NH}_3\rightarrow\text{Si}_x\text{N}_y+12\text{H}_2$. Les caractéristiques matériau (stoechiométrie, résistivité, permittivité...) recherchées sont celles en volume. La température de dépôt relative à tous nos procédés de réalisation est de 340°C. Les caractéristiques diélectrique du Si_3N_4 et du bicouche $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, déduites des mesures réalisées à l'aide de motifs circulaires (masque Masklign), sont présentées [Figure II.5](#).

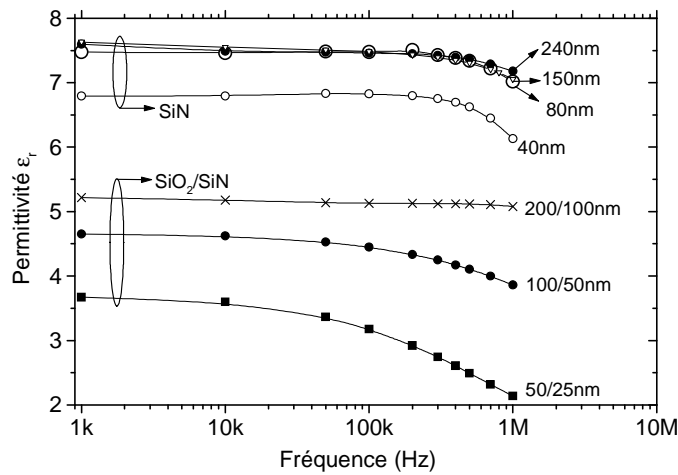


Figure II.5 : Récapitulatif des mesures effectués sur les diélectriques Si_3N_4 et SiO_2/Si_3N_4 obtenu par PECVD à 340°C.

Ces résultats montrent que les diélectriques déposés à l'IEMN présentent des permittivités proches de celles trouvées dans la littérature ($\epsilon_r = 7.5$ pour le SiN et 3.9 pour le SiO_2). Pour des faibles épaisseurs de couches déposées (quelques dizaines de nm), le SiN comme le SiO_2 montrent être plus poreux ou non-stœchiométrique. Le bicouche SiO_2/Si_3N_4 possède une valeur de permittivité relative située entre 3.9 (SiO_2) et 7.5 (SiN) et correspond à une valeur moyenne de 4.5 dans le cas d'une passivation standard d'épaisseur 100/50nm. Ces couches diélectriques exhibent aussi une dispersion fréquentielle perceptible à partir de 100kHz. Ce phénomène est d'autant plus percutant que la proportion de défauts dans la couche est importante.

6.2 Diélectriques high-k

6.2.1. Quelques généralités

Le choix de la couche de passivation ou celle du diélectrique de grille pour la fabrication de transistors MISHEMT [9] dépend de ses caractéristiques physiques et plus particulièrement de sa permittivité diélectrique. Les diélectriques couramment rencontrés dans la littérature sont Al_2O_3 [10], Ga_2O_3 , MgO [11], Sc_2O_3 [12], etc.... Néanmoins, il existe également un intérêt à travailler avec des matériaux à haute permittivité diélectrique (high-k) comme le ZrO_2 , le HfO_2 , Ta_2O_5 L'objectif est de pouvoir confiner le champ électrique sous la grille, dans le diélectrique afin de profiter de la longueur de grille utilisée pour la montée en fréquence en améliorant la transconductance. Il permet également de conserver un caractère isolant lorsqu'un fort champ électrique est appliqué à la grille. Un graphe des principaux diélectriques possibles dans ce travail est présenté figure II.6. Ce dernier montre que la LBI évolue de façon inversement proportionnelle à la permittivité diélectrique. Les matériaux en rouge sont ceux utilisés dans le cadre de cette thèse.

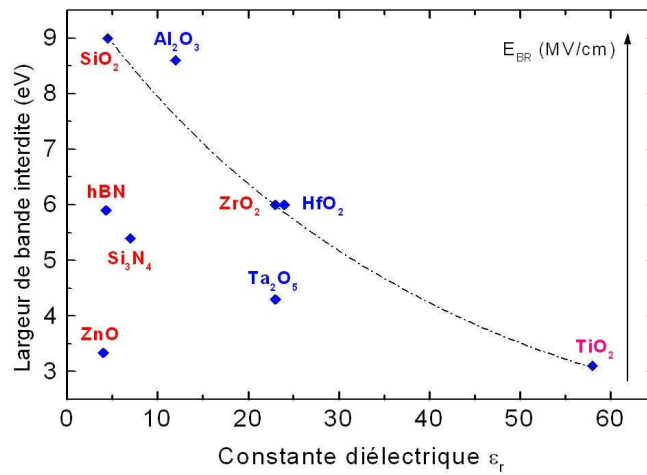


Figure II.6 : LBI des principaux diélectriques utilisés en technologie GaN ou dans cette thèse (rouge) en fonction de leur permittivité diélectrique.

Ces diélectriques ont été déposés soit par PECVD microonde soit par pulvérisation respectivement en collaboration avec le LMOPS de l'Université de Metz (pour le BN) et l'équipe MIMM de l'IEMN (pour ZrO₂ et ZnO). L'objectif étant d'étudier leurs potentialités pour intégrer ces nouveaux matériaux dans la réalisation de composant de puissance GaN.

6.2.2. ZnO

L'oxyde de Zinc (ZnO) est un matériau de choix pour la réalisation de transistor HEMT ou MISHEMT de part ses propriétés physiques et offre de nombreux avantages : haute sélectivité de gravure entre ZnO et AlGaN (AlGaN=couche d'arrêt) ; matériau piézoélectrique et pseudo-accord en paramètre de maille avec GaN (1.8%) ; couche diélectrique de passivation ; matériau à haute permittivité diélectrique....

Dans le cas d'un HEMT, le ZnO peut participer en tant que couche barrière avec AlGaN. Cette couche peut aussi être considérée comme couche de cap et permettrait alors la réalisation aisé d'un fossé de grille compte tenu de la haute sélectivité entre ZnO et AlGaN (cf Figure II.7). Dans ce cas, le choix d'une couche barrière AlGaN extrêmement fine permettrait de fabriquer un transistor pour des applications de puissance à très haute fréquence. De plus, si le ZnO est dopé n, il facilitera alors la formation des contacts ohmiques.

Dans le cas d'un MISHEMT, le ZnO peut servir d'isolant de grille.

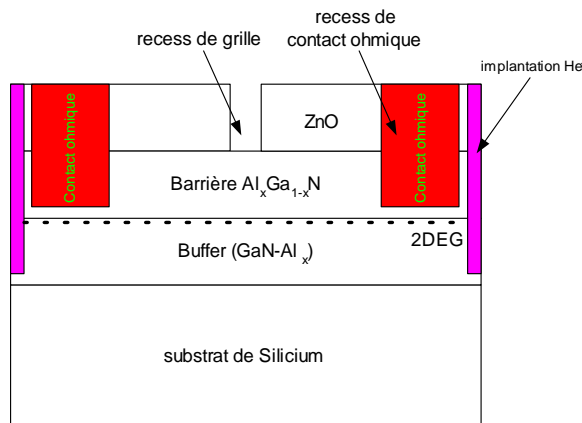


Figure II.7 : Structure d'un HEMT passivée avec du ZnO.

Les hétéroépitaxies en ZnO/n-GaN et ZnO/AlGaIn/GaN ont déjà été mentionnées dans la littérature pour démontrer la faisabilité d'une reprise d'épitaxie mais aucun transistor n'a été réalisé à ce jour sur ces hétérostructures. Le **tableau II.2** regroupe les propriétés du ZnO comparées au GaN.

	Structure cristalline	paramètres de maille (Å)	gap (BI en eV)	Energie exciton (meV)	Coef. d'expansion thermique (K ⁻¹)	ε _r (HF)
ZnO	Wurtzite (hexagonale) P ₆ ³ mc	a=b=3.249 c=5.206	3.34	60	6.51×10 ⁻⁶ 3.02×10 ⁻⁶	4
GaN		a=b=3.189 c=5.185	3.4	28	5.59×10 ⁻⁶ 7.75×10 ⁻⁶	5.01

Tableau II.2 : Récapitulatif de quelques propriétés du ZnO vis-à-vis du GaN.

Dans notre cas, le matériau ZnO est déposé par pulvérisation magnétron à 450°C suivi d'un recuit de cristallisation à 550°C pendant 1h. Le coefficient piézoélectrique d₃₃ du ZnO, correspondant à la constante élastique le long de l'axe de croissance, est le paramètre qui nous intéresse pour les applications transistor. Sa valeur avoisine les 20pm/V pour une structure ZnO/Pt (1µm/120nm) mesurée dans l'équipe MIMM (Figure II.8) [13].

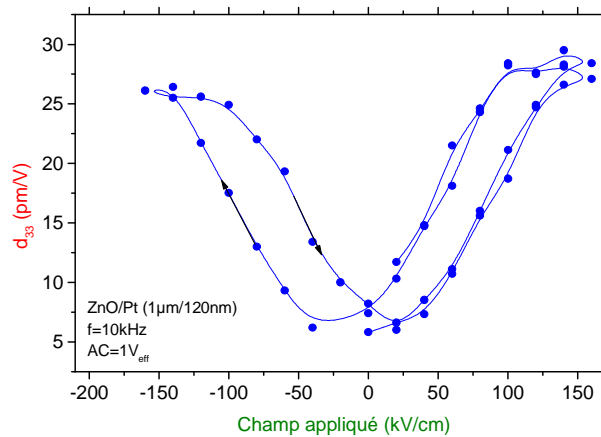


Figure II.8 : Mesure du coefficient piézo d₃₃ du ZnO perpendiculaire au substrat.

Les premiers tests de contact ohmique sur ce matériau ZnO/Pt/Si (100/100nm) à partir du contact ohmique optimisé Ti/Al/Ni/Au (100/2000/400/1000Å) recuit sous N₂ à 395°C en RTA avec une rampe en température de 45°C/s a permis d'obtenir une résistance de contact de 0.06Ωmm associée à une résistivité spécifique de contact de 10⁻⁷Ωcm².

Suite à une analyse HRTEM d'une couche de 30nm de ZnO déposée sur AlGaIn, le matériau synthétisé a montré être amorphe et ne pouvait servir au mieux que de couche de passivation. Une alternative à venir, serait d'épitaxier ce matériau par EJM par exemple. Ce matériau reste extrêmement prometteur et devrait faire l'objet d'une étude plus approfondie dans un prochain travail.

6.2.3. Oxyde de zirconium

Cette couche diélectrique (ZrO₂) présente la permittivité la plus élevée utilisée dans le cadre de ce travail. Elle a une double fonction dans le cas des transistors de puissance AlGaIn/GaN : couche de passivation et oxyde de grille (30nm). Ce matériau est particulièrement robuste aux attaques chimiques, à de nombreux traitements plasma et a une bonne conductivité thermique avec près de 2W.m⁻¹K⁻¹. Dans le procédé technologique, il peut être aussi directement utilisé comme masque de gravure pour réaliser simultanément les fossés de contact ohmique et de grille.

6.2.4. Nitrure de bore

Le nitrure de bore (BN) est un SC à LBI contenant de l'azote et du bore. Il a donc la particularité de pouvoir combler les lacunes d'azote en surface de AlGaN et passiver cette même surface en créant avec l'oxygène résiduel de la surface une fine couche d'oxyde de type B_2O_3 dont l'objectif est de neutraliser ainsi les pièges de surface. Ce matériau est déposé hors plasma par PECVD micro-ondes à 2.45GHz pour respecter au mieux la surface de l'hétérostructure. Le précurseur de bore BDMA $BH_3-NH-(CH_3)_2$ est dissocié dans un plasma N_2 et sous effet de la gravité, les espèces tombent sur le substrat chauffé (à $350^\circ C$) pour former chimiquement une couche avec une épaisseur donnée. La phase formée est hexagonale et le film est polycristallin. C'est un SC non dopé qui est utilisé comme isolant de grille avec des caractéristiques exceptionnelles : très bon isolant électrique, bon conducteur thermique, inerte chimiquement et très stable à haute température ($>1000^\circ C$). Une autre particularité de ce matériau est la possibilité de maîtriser l'orientation de l'axe de dépôt de façon à ce qu'il soit pratiquement perpendiculaire au substrat pour faciliter l'accord en paramètre de maille avec AlGaN. Le film hautement orienté présente une épaisseur de #25-30nm (mesure réalisée au MEB). La qualité cristallographique et l'orientation du film sont analysées par FTIR et par XPS. Le film de hBN présente une orientation préférentielle perpendiculaire à la surface comme le montre les modes de vibrations observés sur la **figure II.9** en incidence normale et oblique à 60° [14].

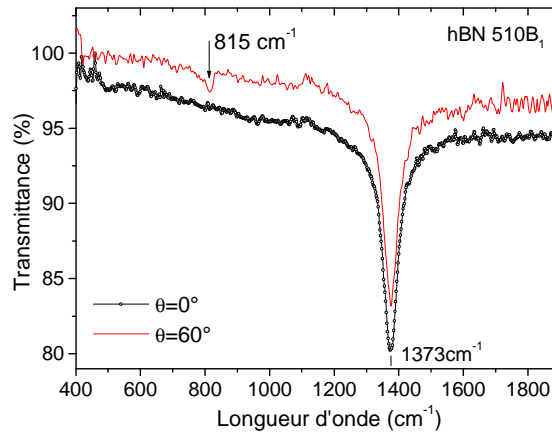


Figure II.9 : Spectre infrarouge de la couche hBN 510 B1 déposée par PECVD obtenue en incidence oblique à 60° et en incidence normale.

C'est ainsi que des composants MISHEMT ont été réalisés sur deux substrats différents : le silicium (111) (Couche A379) et le saphir (Couche AEC930). La description des deux couches est donnée en **Annexe C**. Les grilles réalisées en Ni/Au sont rectangulaires de $2\mu m$ pour un développement de $100\mu m$ (masque TWIST de type TLM [5]).

Des mesures Capacité-Tension (C-V) ont été effectuées sur des structures tests de type MIM (Métal/hBN/Métal) afin de remonter à la permittivité diélectrique en fonction de la fréquence. L'évolution de cette grandeur montre ne pas dépendre de la fréquence jusqu'à 1MHz (**Figure II.10**). Nous la fixerons pour la suite de l'étude à 5.15.

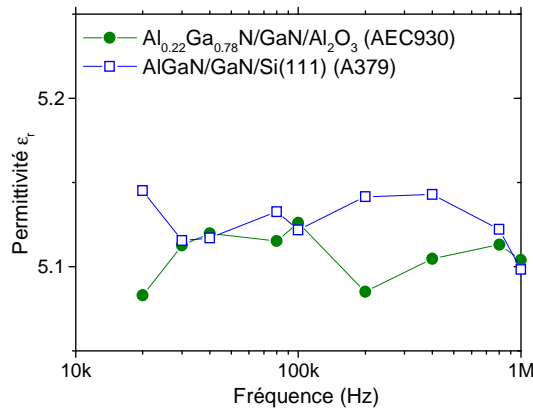


Figure II.10 : Variation de la permittivité de la couche hBN en fonction de la fréquence de mesure sur les deux structures tests.

A. Analyse XPS

Une analyse XPS des espèces chimiques composant le film hBN a été réalisée. La figure II.11 montre le spectre en énergie (survey) d'un film hBN sur une couche barrière AlGaIn après 120mn de gravure aux ions Ar⁺. Ce niveau correspond à une position proche de l'interface hBN/AlGaIn. Ce spectre permet de déterminer les éléments composant le film.

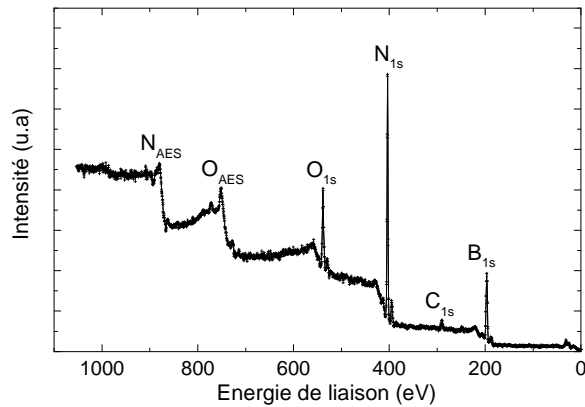


Figure II.11 : Spectre XPS d'un film hBN déposé sur une structure HEMT AlGaIn/GaN (MISHEMT).

Le tableau II.3 présente la position des pics en énergie des niveaux de cœur et le pourcentage de la composition atomique de N_{1s}, B_{1s}, O_{1s} et C_{1s}. A partir de ce tableau II.3, nous pouvons remarquer que la couche hBN exhibe une faible quantité d'impuretés en carbone et en oxygène. (cf. Tableau II.1).

Espèces	Contenu atomique (%)	Niveau de cœur (eV)
N _{1s}	45,2	404
B _{1s}	47,1	196,8
O _{1s}	6,5	538,4
C _{1s}	1,1	290,6
N/B ratio	0,96	

Tableau II.3 : Position des pics des niveaux de cœur et contenu atomique des différentes espèces chimiques présent dans le film hBN, près de l'interface avec la couche barrière AlGaIn d'une structure MISHEMT.

Le rapport du Bore sur l'azote contenu dans le film de hBN a été mesuré. Le spectre en énergie indique que la stoechiométrie N/B est de 0.96.

La figure II.12 montre un spectre en haute résolution du pic B_{1s} et N_{1s}. Le pic B_{1s} est centré à 197eV et le pic N_{1s} à 404eV.

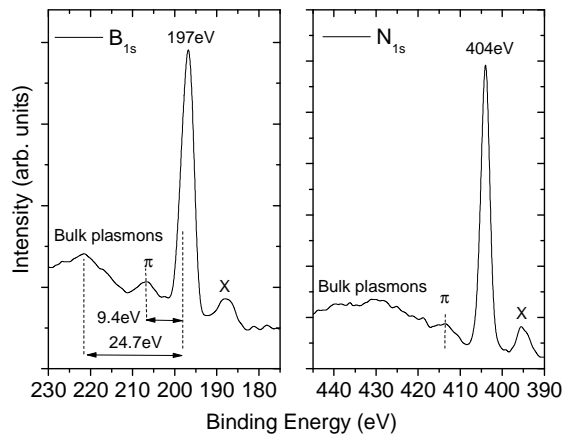


Figure II.12 : Spectre XPS d'un film hBN déposé sur une structure HEMT AlGaIn/GaN (MISHEMT) correspondant aux espèces B_{1s} et N_{1s} .

La présence d'un pic "plasmon π " et son intensité relative est en accord avec les observations usuelle pour un film hBN standard. Ce résultat, associé aux données du spectre infrarouge montré précédemment figure II.9, permet de conclure que le film est principalement composé de h-BN [15]. Ce résultat est similaire à ceux de obtenu par Berns et *al.* [15]. Le film de hBN possède un pic "bulk plasmon loss" à approximativement 25eV à partir du pic B_{1s} .

7. Plots d'épaissements

Cette étape est généralement la dernière pour la fabrication du composant. Elle consiste à recouvrir les plots d'accès de grilles et les contacts ohmiques par des plots métalliques élargis, lesquels s'étalent sur les zones isolées du composant. Les dimensions et les espacements de ces plots sont définis de façon à présenter une impédance adaptée à 50Ω pour pouvoir réaliser des mesures adaptées sous pointes en hyperfréquence. Ces plots sont composés d'un bicouche Ti/Au (100/400nm) et sont généralement déposés par évaporation au canon à électrons.

Partie 2 : Gravure du GaN

8. Présentation des bâtis de plasmas

Il existe de nombreux bâti de gravure dont les plus connus sont : **RIE** (Reactive Ion Etching), **ICP** (Inductively Coupled Plasma), **ECR** (Electron Cyclotron Resonance), **CAIBE** (Chemical Assist Ion Beam Etching), **MRIE** (Magetron Reactive Ion Etching), **LE4** (Low Energy Electron Enhanced Etching). Un plasma est un gaz ionisé qui permet aux espèces qui le compose d'être excitées donc plus réactives. La densité électronique et la température des espèces classifient nos plasmas parmi les plasmas froids.

8.1 Reactive Ion Etching

Les conditions de gravure RIE entraînent des dommages de surface souvent important, diminuant par conséquent les performances électriques ou optiques du composant réalisé. Diminuer l'énergie des ions ou augmenter l'activité chimique du plasma pour réduire les dommages conduit souvent à une diminution des vitesses de gravure ou encore à des profils moins anisotropes.

De nombreux tests de gravure du GaN, utilisant ce procédé, peuvent être trouvés dans la littérature. Le tableau II.4 regroupe quelques cas particuliers avec les chimies les plus couramment utilisés, lesquelles constituent les possibilités pour, en particulier, réaliser les mésas des couches tests.

Gaz utilisé	Puissance RIE	Vitesse de gravure	Pression/Tension d'autopolarisation	Référence
SiCl ₄	0.12 à 0.72 W/cm ²	50nm/mn	40mTorr /-400V	[16]
BCl ₃ / SiCl ₄ (15sccm)	150W	105nm/mn	10mTorr	[17]
HBr (10sccm)	0.2 à 0.85 W/cm ²	5 à 50nm/mn	20mTorr/-100 / -400V	[18]
CHF ₃ /Ar (50/20sccm)	100 à 500 W	5 à 20nm/mn	100mTorr	[19]
CCl ₂ F ₂ /Ar (12/12sccm)	<5000W	40nm/mn	10mTorr	[20]

Tableau II.4 : Récapitulatif des gravures du GaN trouvées dans la littérature.

Ce tableau permet de conclure que la majorité des gaz chlorés grave efficacement le matériau GaN. En effet, cette chimie est très efficace pour casser la liaison III-N et facilite la désorption des éléments gravés.

8.2 Plasma haute densité

Les plasmas **ECR**, **ICP** et **MRIE** ont amélioré les caractéristiques de gravure des matériaux III-N comparés aux réacteurs RIE. Dans ces plasmas, leur densité est entre 2 et 4 fois supérieure à celle en plasma RIE, améliorant ainsi l'efficacité pour briser les liaisons III-N et désorber les produits de gravure. De plus, puisque l'énergie et la densité ionique sont découplées, les dommages liés au plasma sont plus facilement contrôlables. On peut trouver dans la littérature une multitude de techniques de gravure du GaN. Pearton et *al.* ont effectué les premiers travaux de gravure III-N en plasma **ECR** [21] [22]. La vitesse de gravure de GaN et de l'AlN augmente avec l'énergie ou le flux des ions : 110nm/mn pour AlN, 70nm/mn pour GaN en Cl₂/H₂ avec une tension de polarisation -150 V. Les motifs gravés sont anisotropes et la surface reste stœchiométrique dans une large gamme de conditions de gravure.

En **MRIE**, un champ magnétique confine en plus les électrons près du substrat et minimise leur pertes aux parois par rapport au réacteur RIE. Sous ces conditions, l'efficacité d'ionisation est meilleure. Des densités de plasma et des vitesses de gravure élevées sont obtenues à plus faible tension d'autopolarisation. Moins de dommages sont donc créés par ce système. ER(GaN)=350nm/mn à base de BCl₃ à des tensions <100 V [23] mais cette technique n'est pas adaptée pour nos besoins.

Par rapport à l'ECR, le réacteur **ICP** a l'avantage d'être plus simple à utiliser en production (grande échelle), l'uniformité du plasma sur de grandes surfaces est meilleure et le coût de revient est moindre. Les premiers résultats de gravure de GaN en ICP ont été obtenus par Shul et *al.* en plasma Cl₂/H₂/Ar (ER(GaN)=690nm/mn) [24], [25]. Cette dernière technique de gravure a donc été choisie afin d'étudier la gravure du GaN pour atteindre nos objectifs.

Les premiers tests de gravure par plasma sur Al_{0.32}Ga_{0.68}N (couche L446) ont été réalisés avec le bâti Trion en ICP/RIE et sont répertoriés dans le **tableau II.5** suivant :

(Nature du masque) matériau à graver	Gaz utilisé	Vitesse de gravure (nm/min)	Bâti utilisé	Paramètre de la gravure
(Masque AZ1518) AlGaN	BCl ₃ (15sccm)	1.35	TRION ICP	P _{RIE} =300W ; p=5mTorr, rugosité 25nm + désox+ reste de résine
(Masque AZ1518) AlGaN	BCl ₃ (15sccm)	4.8		P _{RIE} =600W ; p=5mTorr, rugosité 50nm + désox+ reste de résine
(Masque AZ1518) AlGaN	Cl ₂ (15sccm)	-		P _{RIE} =300W ; p=5mTorr +désox + reste de résine
(Masque AZ1518) AlGaN	BCl ₃ / Cl ₂ (15sccm)/ (5sccm)	-		P _{RIE} =100W ; P _{ICP} =100W p=10mTorr +sans désox
(Masque AZ1518) AlGaN	BCl ₃ / Cl ₂ (15sccm)/ (5sccm)	-		P _{RIE} =30W ; P _{ICP} =100W p=10mTorr +désox+ reste de résine collée
(Masque AZ1518) AlGaN	BCl ₃ (35sccm)	-		P _{RIE} =20W ; P _{ICP} =150W p=20mTorr +désox
(Masque AZ1518) AlGaN	BCl ₃ / Cl ₂ (30sccm)/ (10sccm)	-		P _{RIE} =80W ; P _{ICP} =50W p=200mTorr +désox

Tableau II.5 : Résultat des tests de gravure de l'AlGaN par ICP à l'aide du bâti TRION. Le symbol « - » signifie que la profondeur de gravure n'était pas mesurable.

Les premiers résultats ont montré une faisabilité de la gravure avec de faibles vitesses de gravure au BCl₃ mais une rugosité encore trop importante et un masque de résine très difficile à retirer même après un bain à ultrasons comme le montre la figure II. 13.

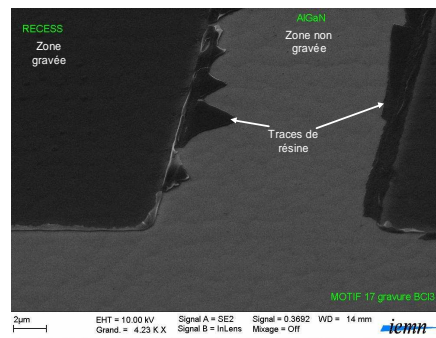


Figure II.13 : Photo MEB d'une gravure AlGaN avec une puissance de 300W au BCl₃ après retrait du masque en résine AZ1518.

8.3 Autres réacteurs plasma

Il existe également dans la littérature des techniques de gravure par faisceau d'ions assisté chimiquement (**CAIBE**) et la gravure par faisceau d'ions réactifs (**RIBE**) pour graver du GaN. Les ions sont créés dans une source haute densité et accélérés par des grilles vers le substrat. En CAIBE, les gaz réactifs sont ajoutés dans le plasma sous la grille d'accélération : la composante chimique de la gravure est privilégiée. En RIBE, les gaz réactifs sont introduits dans la source. Ces techniques fonctionnent avec des ions ayant des énergies élevées (200-2000eV) et à basse pression (< 5mTorr). L'inconvénient majeur avec ce type de gravure est les dommages créés en surface. Ping *et al.* ont montré qu'avec une énergie d'ion Ar⁺ de 500eV ajouté à du Cl₂ ou HCl, la vitesse de gravure du GaN est de ER(GaN)=210nm/mn [26].

Enfin, la gravure assistée par électrons à faible énergie (**LE4**, low energy electron enhanced etching) est une technique qui dépend de l'interaction des électrons de faible énergie (<15eV) avec des espèces réactives à la surface du substrat. La vitesse de gravure du GaN est de 50nm/mn avec un plasma à base de H₂ [27], [28].

Ces trois dernières techniques n'ont donc pas été testées car ces bâtis ne sont ni disponibles au sein de notre laboratoire, ni adaptés à nos objectifs.

9. Gravure sèche

9.1 Gravure IBE

Cette technique est habituellement utilisée à des énergies de 170eV pour décaper une surface des résidus persistants (traces de résine, fine couche d'oxyde natif etc...), préalablement à une métallisation par exemple. Le canon à faisceau d'ion Argon est situé dans le même bâti d'évaporation au canon à électrons que celui où sont réalisés les dépôts métalliques. En augmentant l'énergie des ions, il devient alors possible de graver une couche barrière AlGa_xN typiquement de 20nm, avec des vitesses de gravure maximale de 10nm/mn. Des différences de vitesse de gravure interviennent en fonction du procédé d'épitaxie utilisé. La **figure II.14-a** montre la vitesse de gravure de couches barrières Al_{0,28}Ga_{0,72}N (MBE) et Al_xGa_{1-x}N (MOCVD), mesurées en fonction de l'énergie des ions argon. Une vitesse de gravure de 4nm/mn est mesurée pour une énergie de 300eV et un débit Ar⁺ de 12sccm suite à un léger décapage à 170eV pendant 90s. Il est nécessaire de souligner que le profil casquette de la résine est parfaitement maintenu pour l'opération de lift-off. Quant à la vitesse de gravure du masque en résine (PMMA 3% 495K), elle est de 7.6nm/mn. Il est facile de constater que le matériau élaboré par MBE se grave nettement plus rapidement que celui synthétisé par MOCVD ($ER_{MBE}/ER_{MOCVD}>4$).

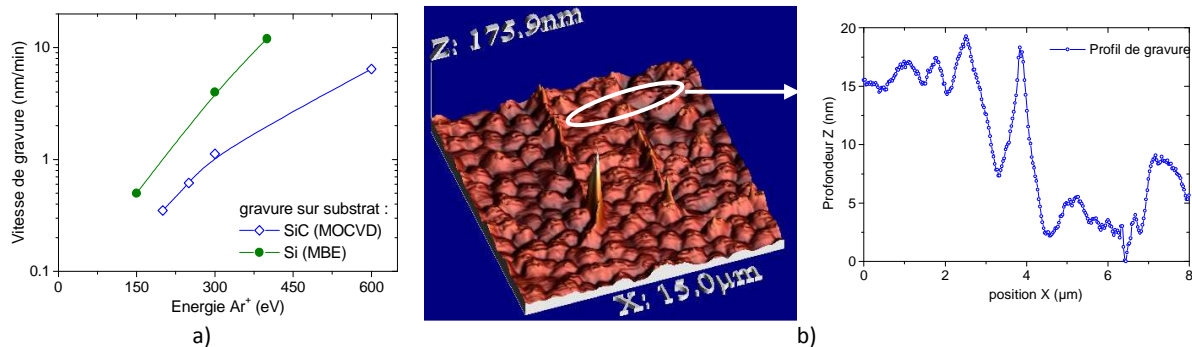


Figure II.14 : a) Comparaison de la vitesse de gravure de l' Al_{0,28}Ga_{0,78}N par IBE entre une couche de SiC (MOCVD AEC1181) et une couche de Si (MBE couche LO586). b) photo AFM d'une gravure IBE à 300eV sur l'Al_{0,28}Ga_{0,78}N sur substrat Si (MBE) avec son profil de gravure associé.

La **figure II.14-b** montre une photo AFM d'une gravure IBE à 300eV d'une couche AlGa_xN MBE. L'état de surface des couches MBE présente une rugosité non négligeable. La rugosité de surface mesurée est de 4.85nm et celle du fond de gravure est de 5.83nm sur une surface de 2μm² chacune.

9.2 Gravure ICP

Différentes conditions de plasma ICP (Plasmalab System100, Oxford) ont été testées pour la gravure des couches AlN (400nm) et GaN (500nm) déposés par MBE sur substrat Silicium (111) en vue de réaliser un recess. Le masque utilisé est Si₃N₄ déposé par PECVD (à 340°C) de 200nm d'épaisseur. Quatre chimies de gravure sont étudiées : CH₄/H₂/Ar - Ar/Cl₂/CH₄ - Cl₂/Ar/O₂ - Cl₂/Ar.

Afin d'obtenir des conditions de gravure ICP reproductibles, quelques précautions expérimentales ont été prises. Après chaque expérience, les polymères ou produits gravés et déposés sur les parois sont éliminés après nettoyage du réacteur soumis à un plasma oxygéné (O₂ ou O₂/SF₆). Puis, un conditionnement du réacteur dans les conditions de gravure est effectué pendant au moins 10mn au préalable à la gravure proprement dite. En particulier pour la chimie CH₄/H₂/Ar, il a été nécessaire de réaliser un plasma de conditionnement avec des débits doublés pendant 10mn, puis un plasma de conditionnement avec des débits initiaux pendant 10mn. Sans ce premier conditionnement à débits doublés, le plasma ne s'allume pas.

Après gravure ICP, la marche (Si_3N_4 +matériau) est mesurée par profilométrie. Le masque de SiN est retiré par un plasma RIE isotrope de SF_6 (20sccm, 200mTorr, 45W). L'épaisseur de matériau gravé (GaN et AlN) ainsi qu'une estimation de la rugosité du fond de gravure et de la surface protégée par le SiN ont ensuite été mesurées au profilomètre.

En optimisant les conditions du plasma, il est possible d'obtenir une vitesse de gravure de GaN de l'ordre de 10nm/mn et celle de l'AlN peut être réduite à 4nm/mn voire inférieure 1nm/mn selon les conditions du plasma.

Dans ces conditions, la vitesse de gravure de $Al_mGa_{1-m}N$ avec $m=25\%$ peut être estimée par $V_{gravure}(Al_mGa_{1-m}N)=V_{gravure}(AlN)\times m+(1-m)\times V_{gravure}(GaN)=8,5nm/mn$.

Par ailleurs, des mesures AFM ont été réalisées pour mesurer la rugosité du fond de gravure dans les cas les plus prometteurs pour réaliser le fossé de grille désiré. Les résultats de tous les tests de gravure réalisés sur une surface de 25mm², sont présentés dans le [tableau II.6](#).

essai	chimie	Plasma (Psource, Pbias, pression)	matériau	vitesse (nm/mn)	Rugosité (nm)	
					fond	masque
1	CH ₄ /H ₂ /Ar (3-7-5sccm)	500W - 50W - 2mTorr	GaN	11	20	-
1			AlN	4	20	-
1			Si ₃ N ₄	9		
10	CH ₄ /H ₂ /Ar (3-7-5sccm)	500W - 50W - 5mTorr	GaN	12		
10			AlN	3		
10			Si ₃ N ₄	4-5		
11	CH ₄ /H ₂ /Ar (3-7-5sccm)	500W - 100W - 5mTorr	GaN	35		
11			AlN	4-5		
11			Si ₃ N ₄	7-11		
12	CH ₄ /H ₂ /Ar (3-7-5sccm)	400W - 100W - 5mTorr	GaN	26		
12			AlN	3.5-4		
12			Si ₃ N ₄	5-8		
2	Ar/Cl ₂ /CH ₄ (2-15-3sccm)	500W - 50W - 5mTorr	GaN	>100	6	7.5
2			Si ₃ N ₄	tout gravé>80nm		
3	Ar/Cl ₂ /CH ₄ (2-10-3sccm)	100W - 50W - 5mTorr	GaN	>20	17	6
3			AlN	>6	8	9
3			Si ₃ N ₄	>16		
13	Ar/Cl ₂ /CH ₄ (2-8-5sccm)	100W - 50W - 5mTorr	GaN	20		
13			AlN	8		
13			Si ₃ N ₄	12-14		
14	Ar/Cl ₂ /CH ₄ (2-8-5sccm)	100W - 50W - 10mTorr	GaN	16		
14			AlN	4-5		
14			Si ₃ N ₄	9-10		
4	Cl ₂ /Ar (10-5sccm)	100W - 30W - 5mTorr	GaN	32	23	10
4			AlN	5-6	7	8
4			Si ₃ N ₄	5		
5	Cl ₂ /Ar/O ₂ (10-5-2sccm)	100W - 30W - 5mTorr	GaN	~2	-	-
5			AlN	<1	-	-
5			Si ₃ N ₄	<1		
6	Cl ₂ /Ar/O ₂ (30-10-2sccm)	100W - 30W - 5mTorr	GaN	9	13	
6			AlN	<1	-	
6			Si ₃ N ₄	6-7		
7	Cl ₂ /Ar/O ₂ (30-10-2sccm)	500W - 50W - 5mTorr	GaN	60		
7			AlN	0		
7			Si ₃ N ₄	55		
8	Cl ₂ /Ar/O ₂ (30-10-2sccm)	500W - 50W - 10mTorr	GaN	45		
8			Si ₃ N ₄	34		
9	Cl ₂ /Ar/O ₂ (30-10-2sccm)	250W - 50W - 10mTorr	GaN	17		
9			AlN	0		
9			Si ₃ N ₄	~13		
15	Cl ₂ /Ar/O ₂ (30-10-4sccm)	500W - 100W - 10mTorr	GaN	63		

15			AlN	(0.4 / 3)		
15			Si ₃ N ₄	48		
16	Cl ₂ /Ar/O ₂ (30-10-4sccm)	300W - 100W - 10mTorr	GaN	11		
16			AlN	(0.8 / 1.6)		
16			Si ₃ N ₄	17		

Tableau II.6 : Bilan des gravures réalisées sur GaN, AlN (matériaux MBE) et Si₃N₄ (matériau PECVD) par ICP.

Un exemple d'image AFM de la surface sans gravure (référence) est présenté figure II.15. Les conclusions relatives à chaque chimie testée sont :

- Les tests effectués avec la chimie Cl₂/Ar/O₂, montrent que la présence d'oxygène favorise la formation d'un oxyde, en surface des matériaux et ralentit, voire bloque leur gravure. Toutefois, la formation d'oxyde d'aluminium est favorisée par rapport à celle d'oxyde de gallium. Il s'ensuit que le matériau AlN est très difficilement gravé par cette chimie. L'optimisation du procédé de gravure étant délicate, il a semblé inintéressant de poursuivre l'étude avec celle-ci.

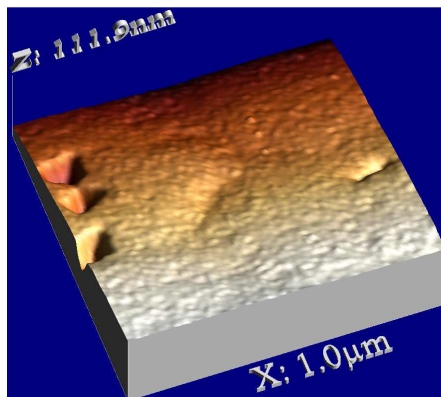
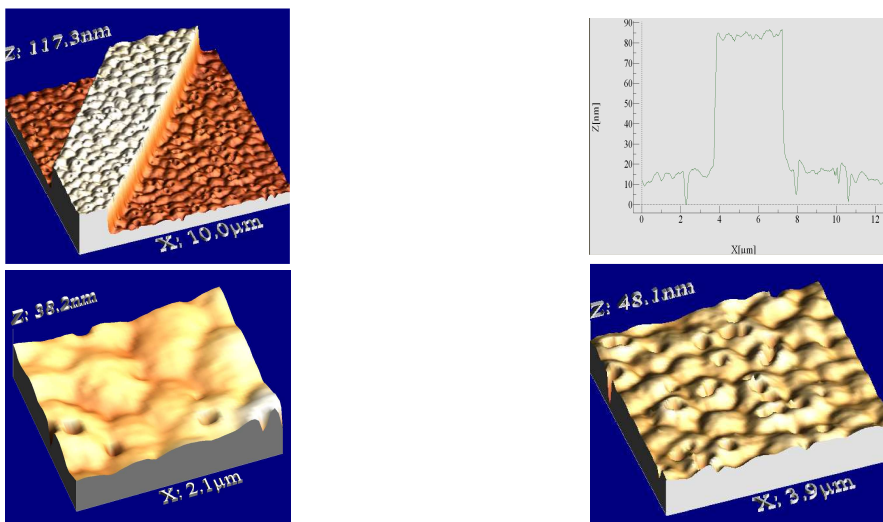


Figure II.15 : Photo AFM de la surface de GaN sans gravure présentant une rugosité de surface de 2.35nm.

- La chimie CH₄/H₂/Ar est intéressante car les vitesses de gravure sont assez faibles. D'autre part, cette chimie est moins agressive qu'un plasma chloré et les surfaces sont moins rugueuses (cf. Figure II.16).

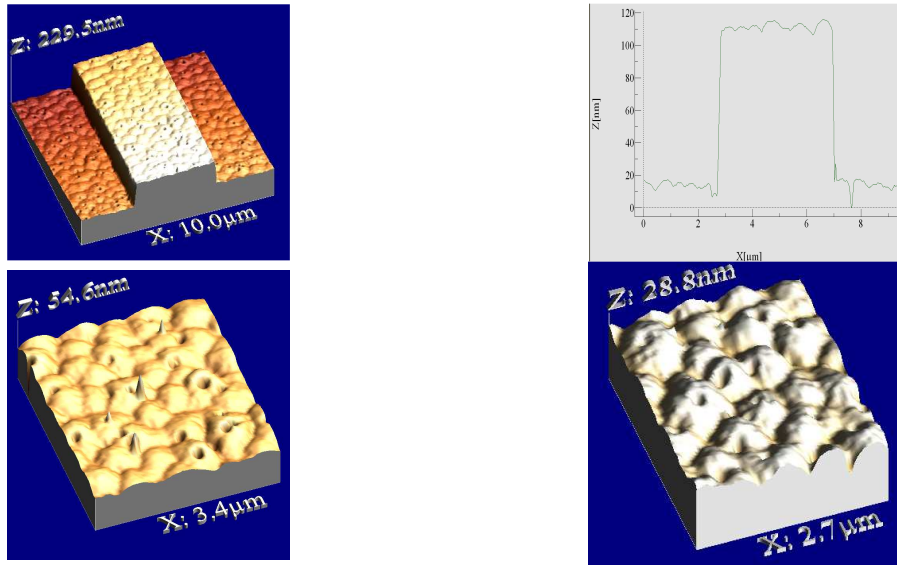


1. rugosité de surface : 2.37nm

2. rugosité du fond de gravure : 3.7nm

Figure II.16 : Photo AFM de la surface de GaN avec gravure ICP CH₄/H₂/Ar correspondant au cas de l'essai n°1.

- La chimie Ar/Cl₂/CH₄ est intéressante car les vitesses de gravure sont les plus faibles. Toutefois, pour tenter de diminuer davantage les vitesses de gravure, le débit de chlore pourrait encore être réduit. Une topographie de la surface par AFM après gravure, à l'aide de cette chimie, est présentée figure II.17.



1. rugosité fond 2.24nm

2. rugosité surface 2.21nm

Figure 11.17 : Photo AFM de la surface de GaN avec gravure ICP Ar/Cl₂/CH₄ correspondant au cas de l'essai n°14.

Un échantillon de GaN (couche A1003) a été gravé par cette chimie (cf. Figure 11.18). La zone non gravée est protégée à l'aide d'un masque en Si₃N₄. La profondeur de gravure obtenue est d'environ 500nm. Certains endroits de la plaque montrent quelques « pics » dans la zone gravée (Figure 11.18a) alors que d'autres, laissent apparaître un très bel état de surface après gravure (Figure 11.18b).

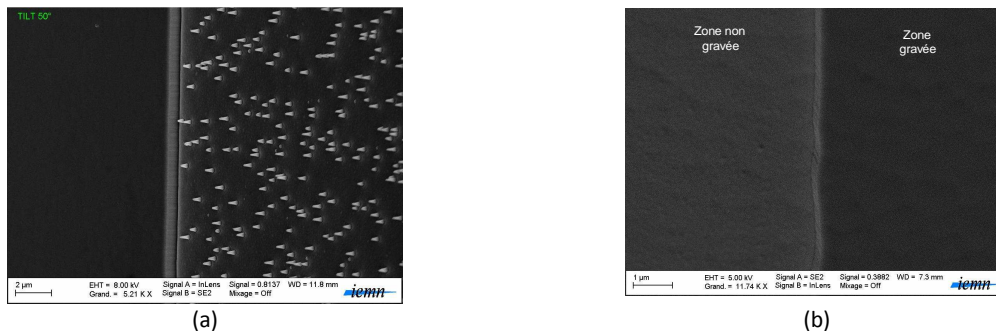


Figure 11.18 : Photo MEB d'une gravure ICP de GaN par chimie CH₄/Cl₂/Ar dans les conditions de l'essai n°14 avec une puissance de 300W pendant 2min puis 100W pendant 2min. a) et b) représente simplement des zones différentes.

10. Gravure humide du GaN

10.1 Gravure photoélectrochimique

Cette technique de gravure à base de KOH a été reproduite afin de retrouver un fond de gravure lisse mais celle-ci laisse souvent apparaître des « spikes » ou moustaches dans le fond de gravure. [29]. La vitesse de gravure peut être accélérée en polarisant l'échantillon par un champ électrique [30]. Dans la littérature, cette technique est toujours appliquée sur des échantillons de GaN dopé type n.

Les tests de gravure ont été réalisés sur la couche L398 (GaN nid de 500nm d'épaisseur sur substrat Si(111)) recouverte d'une couche de passivation en Si₃N₄ de 20nm servant de masque pour la gravure. Un révélateur à base de KOH (AZ400K) et du KOH pur ont été utilisés pour ces tests de gravure et sans polarisation du substrat. La manipulation a consisté à plonger l'échantillon dans différentes solutions à concentration différente de KOH et d'assister la gravure par une illumination sous une lampe ultraviolet de longueur d'onde 365nm et de puissance d'excitation de 10.6mW/cm².

Les résultats de gravure sont disponibles dans le [tableau II.7](#). La rugosité de surface avant gravure a été établie par AFM à 2.35nm. La rugosité de surface après gravure a été mesurée par profilomètre.

Bain (à 300K)	Durée de la gravure (mn)	Gravure (nm)	Rugosité (nm)
AZ400K/EDI (1:50)	43	-	10
AZ400K/EDI (1:250)	83	-	14
KOH (1,6g) + EDI (250ml)	60	≈3 à 4	7

Tableau II.7 : Résultats des tests de gravure par photoélectrochimie sans polarisation.

Cette technique permet d'obtenir une faible rugosité de surface après gravure mais a tendance à amplifier la gravure particulièrement dans les zones de défauts du GaN (cf [figure II.19](#)).

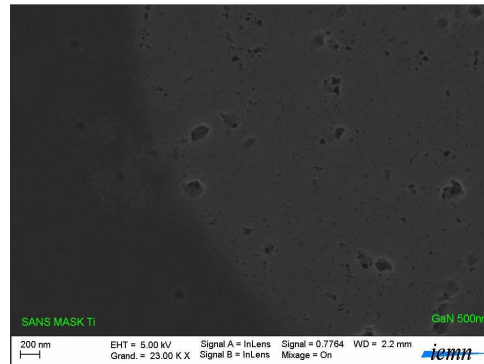


Figure II.19 : Photo MEB d'une gravure photoélectrochimique non polarisée.

Une solution pour augmenter cette vitesse de gravure consiste à déposer une couche métallique sur le matériau de façon à la polariser par rapport à une électrode de référence (Pt) dans un bain KOH sous illumination UV. Ce procédé permet d'obtenir des vitesses de gravure de quelques 10nm/mn. Néanmoins un certain nombre de précautions sont à prendre pour obtenir une faible rugosité de surface. Ce procédé reste assez compliqué à mettre en œuvre, il a donc été écarté pour la réalisation du fossé de contact ohmique ou de grille.

10.2 Gravure humide

Plusieurs solutions à base de H_3PO_4 ou KOH chauffées à des températures comprise entre 100 et 250°C permettent de graver le GaN suivant des plans réticulaires perpendiculaire à l'axe c {10-1-2} et {10-1-3} entre 13nm/min et 3 μ m/mn [6] si la surface présentée est face azote. Dans le cas contraire, une gravure physique est nécessaire. Pour ces raisons, ces types de gravure ne peuvent pas être opérationnelle pour réaliser un recess.

10.3 Digital etching

Le *digital etching* est une technique de gravure par cycle, combinant une phase d'oxydation par plasma d'oxygène et une phase de gravure par une désoxydation par HCl. Chaque cycle permet de graver 2MC soit 0.6nm de GaN. Cette technique a été rapporté par Buttari *et al.*[31]. Elle est connue pour réaliser des gravures très fines (pour la réalisation de fossé de grille notamment), avec une excellente rugosité de surface (proche de la rugosité d'origine). Le désavantage majeur de ce procédé est qu'il est extrêmement long à réaliser. A la fin de la gravure, il est nécessaire d'effectuer un recuit à 400°C pendant 15mn afin de stabiliser la surface et réduire les courants de fuites. Un autre inconvénient majeur de cette technique est la nécessité d'user d'un masque Si_3N_4 . Elle ne peut être opérationnelle que dans le cas de la grille nitrure.

A titre d'exemple, un fossé de grille de 10nm de profondeur a été réalisé par cette technique sur la couche A784 à l'aide de 17 cycles de gravure comme le montre l'image AFM de la [figure II.20](#) pour la

réalisation de deux longueurs de grille de 150nm et 500nm. Les cycles de plasma O_2 (30sccm) sont réalisés à une puissance RIE de 50W, une pression de 300mTorr, pendant 40sec. La désoxydation est réalisée par une solution HCl/EDI (1:1) pendant 1mn suivi d'un rinçage à l'EDI et d'un séchage N_2 de 3mn.

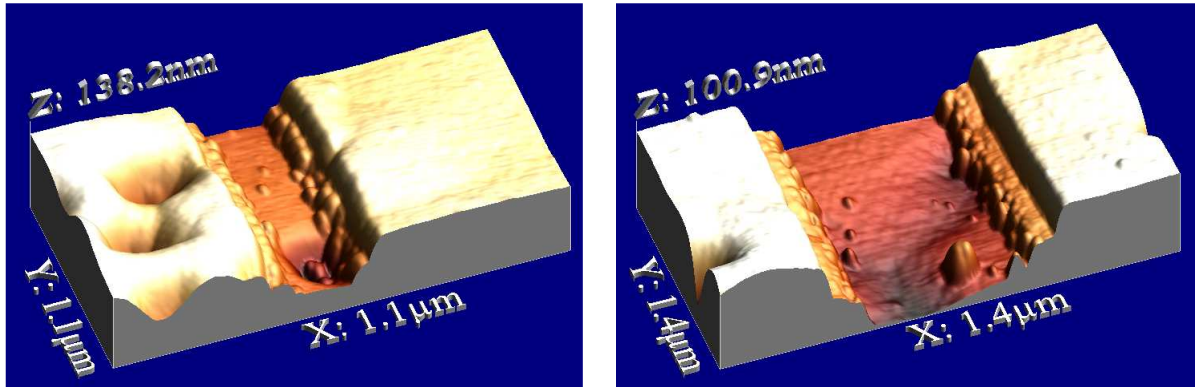


Figure II.20 : Images AFM montrant deux fossés de grille de 10nm de profondeur sur 150nm et 500nm de large respectivement avec un masque en nitrure de 80nm.

Cette technique de gravure a été testée également pour réaliser des fossés de contacts ohmiques afin d'améliorer la résistance de contact R_c . Trois structures différentes ont été utilisées (PTC139, PTC144 et A784). Deux types de diélectrique ont été déposés sur ces structures pour réaliser cette gravure, l'un en ZrO_2 (sur PTC139) et l'autre en Si_3N_4 (sur PTC144 et A784), d'épaisseurs respectives de 30 nm et 80nm. Dans le cas de la couche PTC139, comportant une couche de cap de 5nm, trente-quatre cycles de gravure ont été réalisés afin de graver les $\frac{3}{4}$ de la couche barrière suivi d'un recuit de la surface à 400°C pendant 15min sous N_2 . Le procédé de métallisation des contacts ohmiques standard a été ensuite utilisé. Des valeurs de résistance de contact et de résistivité spécifique de contact respectives de $3\Omega.mm$ et $1.6 \times 10^{-4} \Omega.cm^2$ ont été mesurées. Ces résultats sont dus à la présence du cap épais.

Le même procédé réalisé sur la couche PTC144 à l'aide d'un masque en Si_3N_4 , comportant également un cap épais de GaN (5nm), a montré quant à lui une très mauvaise définition des contacts ohmiques après recuit, ainsi qu'un refoulement de la passivation en Si_3N_4 située autour de ces contacts comme le montre la figure II.21.

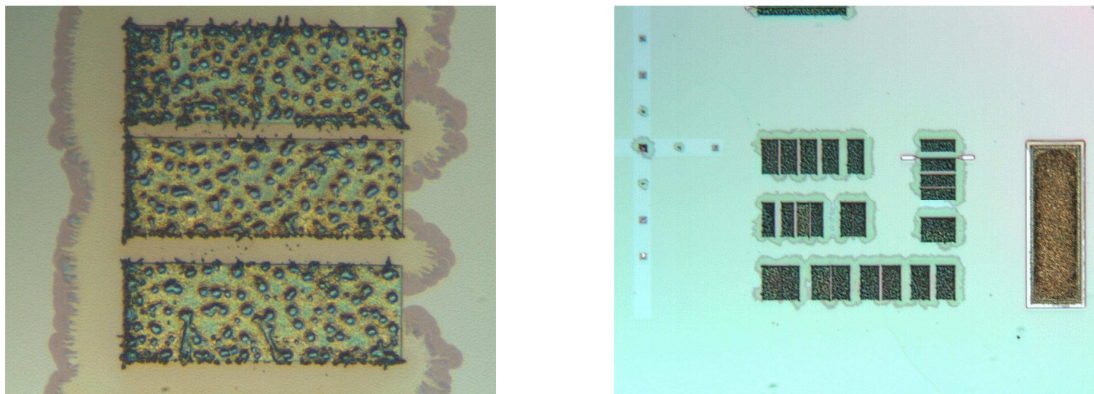


Figure II.21 : Recuit de contact ohmique recessé par digital etching sur HEMT $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN$ avec cap épais (5nm) sur la couche PTC144.

Les contacts obtenus présentent tous un point d'inflexion.

Le même procédé que précédemment a été appliqué à la couche A784 constituée d'un cap fin de 1nm. Vingt-deux cycles de digital etching ont été réalisés suivis d'un recuit à 400°C. Le recuit de contact ohmique a permis d'obtenir des résultats uniformes avec une résistance de contact moyenne

de 0.9Ω.mm associée à une résistivité spécifique de contact moyenne de $4.5 \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Les résultats restent donc moins bons que ceux obtenus par technique IBE.

Cependant, cette technique reste particulièrement adaptée au cas du recess de grille.

11. Vitesse de Gravure des différentes résines

Un récapitulatif des conditions de gravure des différentes résines utilisées dans ce travail est répertorié dans le **tableau II.8**.

Nature du masque/matériau à graver	Gaz utilisé	Vitesse de gravure (nm/min)	Bâti utilisé	Caractéristique de la gravure
COPO 10%MAA17.5	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	35	Ancien RIE plasmalab OXFORD	50mTorr, 125W, DC=510V,
COPO 13%	CHF ₃ /Ar (5/20sccm)	8	Ancien RIE plasmalab OXFORD	100W, 26mTorr (DC=-200V)
PMMA ARP950K	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	31	Ancien RIE plasmalab OXFORD	125W 50mTorr
(masque métallique) PMMA 4% 950K	CHF ₃ /CF ₄ (25/25sccm)	52.5	Nouveau RIE plasmalab OXFORD	150W 50mTorr
(masque métallique) PMMA 3% 495K	Ar (12sccm)	7.6	IBE (PLASSYS EVAP)	300eV 3min
PMMA 3% 495K	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	55	Ancien RIE plasmalab OXFORD	50mTorr, 125W
AZ1518	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	30	Ancien RIE plasmalab OXFORD	50mTorr, 125W
AZ5214	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	10	Ancien RIE plasmalab OXFORD	50mTorr, 125W

Tableau II.8 : Vitesse de gravure des différentes résines utilisées dans le procédé de fabrication des transistors.

12. Vitesse de gravure des diélectriques utilisés

Les gravures réalisées par RIE sont répertoriées **tableau II.9**.

(Nature du masque) matériau à graver	Gaz utilisé	Vitesse de gravure (nm/min)	Bâti utilisé	Paramètre de la gravure
SiO ₂	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	50	Ancien RIE bâti plasmalab OXFORD	50mTorr, 125W
Si ₃ N ₄		80		V _{DC} =-510V
Si ₃ N ₄	O ₂ (30sccm)	-		300mTorr, 50W
Si ₃ N ₄	CHF ₃ /CF ₄ (23/23sccm)	66	Nouveau bâti RIE plasmalab OXFORD	V _{DC} =-180V
Si ₃ N ₄		66		50mTorr, 100W
Si ₃ N ₄		45		50mTorr, 150W
Si ₃ N ₄		15		100mTorr, 100W
Si ₃ N ₄		34		100mTorr, 150W
Si ₃ N ₄		-		200mTorr, 100W
(masque AZ1518) ZrO ₂		CHF ₃ /Ar (5/20sccm)		5.7
(masque COPO13%) Ge 100nm	CHF ₃ /CF ₄ (40/40sccm)	6	V _{DC} =-409V	
				50mTorr, 125W
				V _{DC} =-502V

Tableau II.9 : Vitesse de gravure mesurée du Si₃N₄, SiO₂ et ZrO₂ par différentes conditions du plasma RIE.

La **figure II.22** présente des photos MEB après gravure du matériau ZrO₂. Les flancs obtenus comportent des lichettes qu'il est facile de supprimer suite à un bain à ultrasons ou par voie chimique avec du HF.

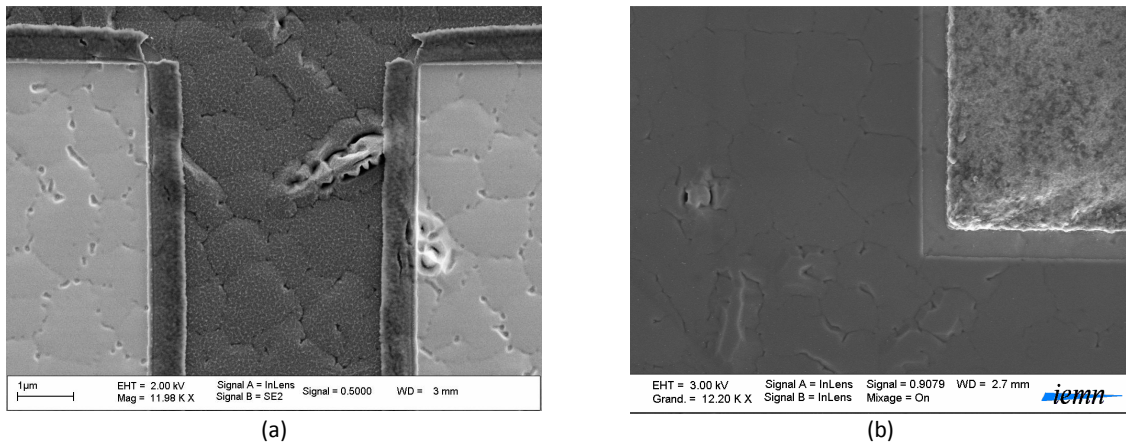


Figure II.22 : a) Ouverture du ZrO_2 (30nm) après plasma RIE. b) Suppression des liches par ultrason. Couche PTC139.

Partie 3 : Améliorations apportées à la technologie des HEMTs

13. Les contacts ohmiques

La métallisation Ti/Al/Ni/Au est actuellement communément utilisée comme schéma standard par de nombreux auteurs. Les épaisseurs relatives à chaque métallisation ont été à nouveau optimisées dans l'équipe en 2001 et correspondent actuellement aux valeurs suivantes ($120/2000/400/1000\text{\AA}$). Cette métallisation a aussi fait l'objet d'une première optimisation de l'étape de recuit. Les résultats obtenus sur les épitaxies de l'époque ont donné une résistance de contact R_c et une résistivité spécifique de contact ρ_c respectivement de l'ordre de $0.17\Omega\cdot\text{mm}$ et $8.2\times 10^{-7}\Omega\cdot\text{cm}^2$ sur des hétérostructures épitaxiées par MOCVD et au mieux, $0.2\Omega\cdot\text{mm}$ et $2\times 10^{-6}\Omega\cdot\text{cm}^2$ sur des hétérostructures épitaxiées par MBE. Des caissons de contacts ohmiques réalisés auparavant par implantation Si ont également permis d'obtenir au mieux une résistance de contact R_c et une résistivité spécifique de contact ρ_c respectivement de $0.25\Omega\cdot\text{mm}$ et $3.1\times 10^{-7}\Omega\cdot\text{cm}^2$ [5]. Dans ce cas, le recuit d'activation a été réalisé en même temps que celui du contact ohmique. Cette étape d'implantation n'est donc pas adéquate pour nos épitaxies réalisées par MBE et les résultats obtenus ne justifient pas l'ajout d'une étape supplémentaire.

Le contact ohmique standard consiste à déposer par évaporation au canon à électrons le multicouche Ti/Al/Ni/Au, précédé d'une désoxydation à l'aide d'une solution HCl diluée (1:1) pendant 1mn30 puis d'un rinçage de 10s à l'EDI suivi au préalable à la métallisation, d'un décapage doux de la surface au moyen d'un bombardement à l'argon à 170eV pendant 1mn30 in-situ dans le bâti de métallisation sous vide. Après l'opération de lift-off, ces contacts subissent ensuite un recuit rapide à 900°C pendant 30s sous N_2 . Le rôle de chacun des éléments de ce schéma de métallisation est décrit dans le [chapitre 3](#).

Les épitaxies à base de nitrure de gallium évoluent continûment et demandent aujourd'hui encore, de constantes rétroactions avec le procédé technologique. L'introduction récente d'une couche AlN à l'interface AlGaIn/GaN permet notamment un meilleur confinement du gaz 2D (n_s et μ_n élevés). Cependant, la présence de cette nouvelle couche rend plus difficile la formation des contacts ohmiques obtenus jusqu'alors. L'utilisation du schéma de métallisation et du recuit standard à ces nouvelles structures, exhibe des caractéristiques de contacts ohmiques médiocres avec des résistances de contacts élevées variant de 1.5 à $5\Omega\cdot\text{mm}$ sur trois couches présentant trois taux d'aluminium différents de la couche barrière AlGaIn (24%, 25% et 28%) associées à des résistivités spécifiques de contact ρ_c de l'ordre de $1.1\times 10^{-4}\Omega\cdot\text{cm}^2$. Le [tableau II.10](#) présente les caractéristiques

essentielles du contact ohmique obtenues sur une hétérostructure standard comportant un espaceur AlN (L431A) à partir de la méthode TLM.


Mesures TLM	Ti/Al/Ni/Au (L431A)	 <p>Epaisseur moyenne 932nm Rugosité du contact ~ 300nm</p>
R_c (Ω .mm)	2.14	
ρ_c (Ω .cm ²)	2.5×10^{-4}	
L_T (μ m)	11.7	
$R_{carrée}$ (Ω /carrée)	183	
r^2	0.9993	

Tableau II.10 : Mesures TLM et photo prise au microscope optique où il est possible de constater les grains formés en surface de la métallisation et la rugosité surfacique du contact ohmique Ti/Al/Ni/Au sur une hétérostructure $Al_{0,24}Ga_{0,76}N/GaN$.

Pour réduire la rugosité en surface de la métallisation après recuit et améliorer le contact, il est possible de remplacer la couche barrière de Ni par un métal plus réfractaire : le Mo. Le tableau II.11 regroupe les caractéristiques essentielles du contact ohmique Ti/Al/Mo/Au obtenues sur une la même couche que citée précédemment (L431B). Ce résultat montre que sur cette épitaxie, la barrière de Mo a effectivement amélioré le caractère ohmique du contact mais la rugosité de surface s'en trouve augmentée (630nm en moyenne contre 300nm avec le procédé standard). Ce comportement est analysé dans le chapitre 3.

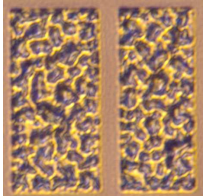
Mesures TLM	Ti/Al/Mo/Au (L431B)	 <p>Epaisseur moyenne 1.3μm Rugosité du contact 540/720nm</p>
R_c (Ω .mm)	1.02	
ρ_c (Ω .cm ²)	4.7×10^{-5}	
L_T (μ m)	4.66	
$R_{carrée}$ (Ω /carrée)	218	
r^2	0.99993	

Tableau II.11 : Mesures TLM et photo optique montrant la rugosité de surface du contact ohmique Ti/Al/Mo/Au sur un HEMT $Al_{0,24}Ga_{0,76}N/GaN$.

Plusieurs approches peuvent être utilisées pour améliorer ces caractéristiques :

- Optimiser la procédure de recuit
- Optimiser la profondeur de gravure de la couche barrière pour faciliter la formation du contact ohmique en direction du gaz 2D.
- Réoptimiser les épaisseurs du schéma de la métallisation standard.
- Enfin, l'impact d'une couche de Tantale (Ta) déposée au préalable à la couche de Ti est corrélé à la rugosité de surface de la métallisation et aux caractéristiques du contact ohmique formé.

13.1. Optimisation de la résistance de contact

13.1.1. Optimisation de la procédure de recuit

Il a été montré que le paramètre clé pour former un contact ohmique sur les hétérostructures AlGa_N/Ga_N est la rampe en température appliquée à la température de consigne [5]. La valeur optimale de ce paramètre a été fixée à 45°C/s et constitue notre point de référence.

La méthode employée consiste à effectuer des tests de recuit successifs croissants en agissant uniquement sur la durée du plateau et la température de consigne. Deux types de recuit flash ont été optimisés (cf. figure II.23). Le recuit nommé flash 1 comporte un plateau de 10s fixé à 450°C, le recuit

flash2 comporte un plateau de 30s fixé à 450°C. Dans ces deux cas, le second palier fixé à 30s correspond à des températures de consignes variant de 725°C à 900°C. Le plateau à 450°C permet de dégazer la surface du SC de toute trace d'humidité et évite ainsi la formation d'un oxyde à haute température. La **figure II.23** résume l'ensemble des tests réalisés sur des échantillons de 2.5cm² de la couche LO586 laquelle comporte un espaceur AlN.

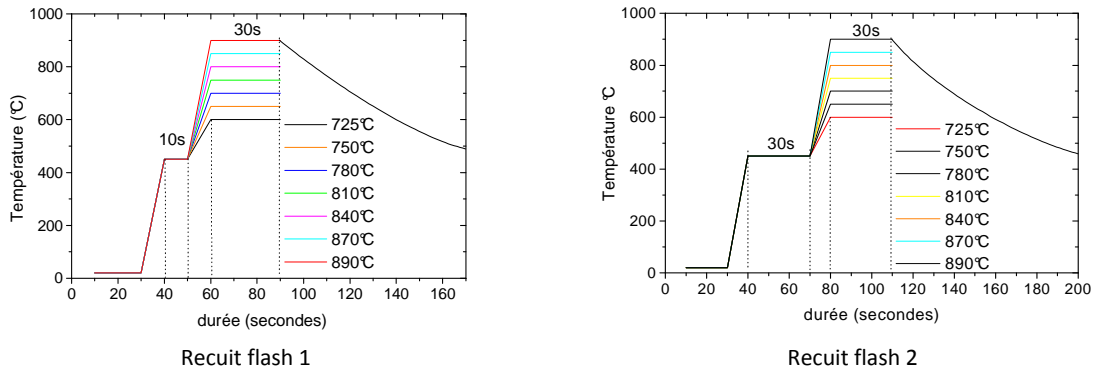


Figure II.23 : Chronogrammes présentant le schéma de recuit des contacts ohmiques.

Deux caractéristiques de contacts ohmiques mesurés sur des échelles TLM sont répertoriées dans la **figure II.24**, suite aux différentes procédures de recuit définies sur la **figure II.23**.

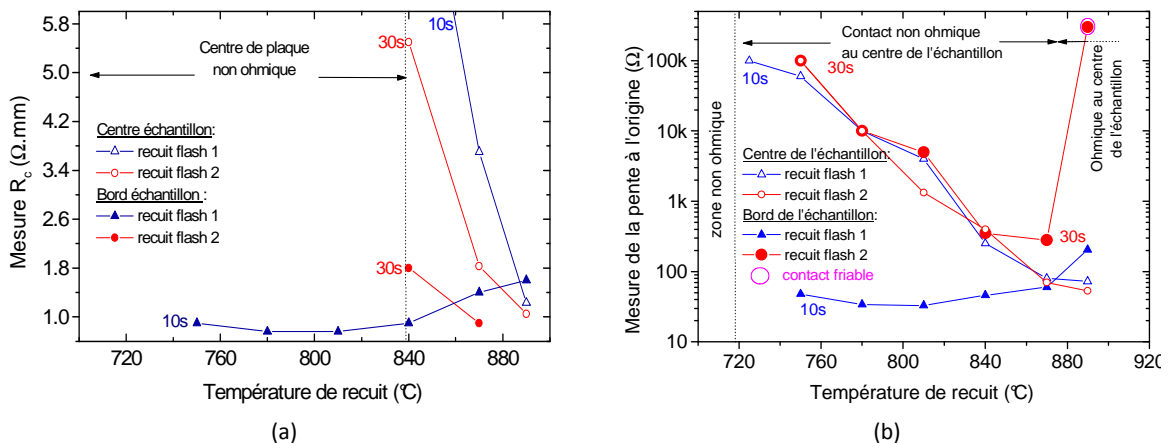


Figure II.24 : Résultats de mesure moyennés pour différentes procédures de recuit avec recuit flash type 1 et recuit flash type 2 sur l'échantillon LO586A Al_{0.28}Ga_{0.72}N/GaN/Si(111). a) Mesure de la résistance de contact R_c; b) Mesure de la pente I-V à l'origine entre deux contacts ohmiques distants de 5µm.

Les résultats de la **figure II.24** permettent de déduire quelques conclusions :

Les valeurs de résistances de contact (R_c) mesurées montrent être inhomogènes en fonction de la position des échelles TLM sur la plaque et ce, quel que soit le procédé de recuit utilisé. Ceci est dû au bilan thermique appliqué aux contacts métalliques qui est plus important au bord qu'au centre des plaques. Les contacts ohmiques situés au bord se forment donc à plus basse température. Seuls les recuits autour de 870°C permettent d'obtenir des contacts de type ohmiques répartis sur l'ensemble de l'échantillon. Le recuit flash 1 ne permet pas d'obtenir des résistances de contact satisfaisantes au centre des plaques. Ce résultat permet d'écarter ce procédé pour la réalisation de contact ohmique pour des applications de puissance hyperfréquence. Cependant, s'il s'agit de travailler sur de petits échantillons, ce procédé est parfaitement adéquat pour obtenir des contacts ohmiques acceptables (<1Ω.mm) à partir de 750°C. Le recuit flash 2, a donné de meilleurs résultats notamment en terme d'homogénéité surfacique avec un comportement ohmique obtenu avec un rendement quasiment de 100%. Il a été retenu pour les étapes suivantes de l'optimisation du contact ohmique.

13.1.2. Optimisation de la profondeur de gravure au moyen d'un fossé de contact ohmique

Cette méthode consiste à optimiser l'épaisseur à graver de la couche barrière AlGa_N (épitaxie LO586) préalablement au dépôt de l'électrode métallique, de manière à se rapprocher du gaz 2D et ainsi faciliter la formation d'un contact ohmique suite au recuit. Comme montré au paragraphe [partie 2](#), il existe plusieurs techniques de gravure pour réaliser un fossé de contact ohmique sur AlGa_N. Nous avons opté dans ce cas précis pour une gravure fine par faisceau d'ions Ar⁺ in-situ dans le bâti de métallisation compte tenu de sa facilité de mise en œuvre. Cependant, ce n'est pas la technique retenue pour toutes les réalisations des contacts ohmiques dans le cas des transistors de puissance hyperfréquence.

Les [figures II.25](#) montrent les évolutions de la résistance de contact en fonction du type de recuit flash et de la consigne en température pour différentes profondeurs de barrière AlGa_N gravée. Les résultats expérimentaux montrent que la profondeur optimale de gravure correspond approximativement à $\frac{3}{4}$ de la couche barrière AlGa_N. Avec le recuit flash2, la température optimale associée est de 850°C pour une résistance de contact R_c de 0.31Ωmm. Le recuit flash 1 donne des résultats moins bons mais acceptables sur une large gamme de température et à partir de 700°C associé à un R_c moyen de 0,8Ωmm ([cf. figure II.25a](#)).

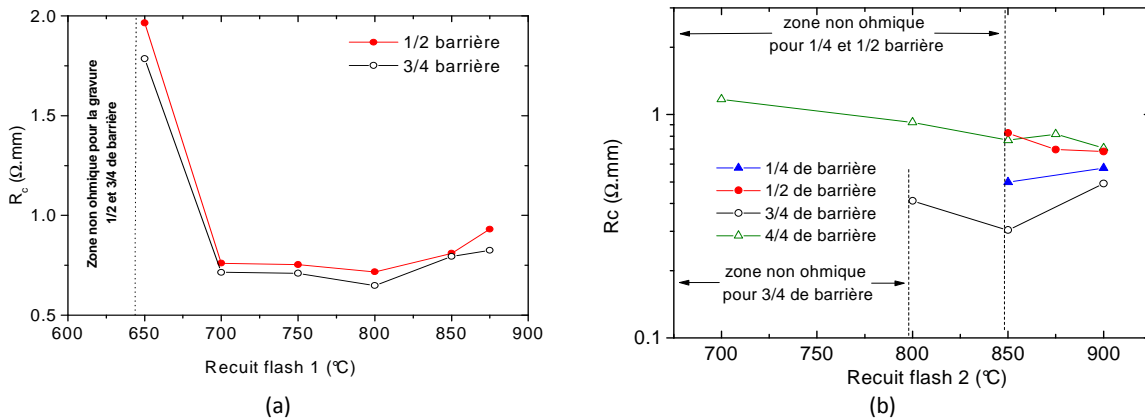


Figure II.25 : Résultats de mesure moyennés de R_c pour différentes profondeurs de gravure. a) avec recuit flash type 1 et b) recuit flash type 2 sur l'échantillon LO586A AlGa_N/Ga_N/Si(111).

L'avantage du recuit flash 1 est l'obtention d'une résistance de contact acceptable et une morphologie de surface meilleure qu'avec le recuit flash2.

L'application du recuit flash2 à des épitaxies de 1/2" a permis d'obtenir à 870°C une résistance de contact R_c comprise entre 0.2 et 0.3Ωmm associée à une excellente uniformité (~95%). Notons que le taux d'aluminium de la couche barrière AlGa_N est de 28%.

Le procédé de gravure à l'argon utilisé lors de ces tests a été réalisé à l'aide d'un masque de résine optique (AZ1518), puis transféré sur un bicouche de résine électronique (COPO-PMMA) et a montré être parfaitement compatible avec l'étape de *lift-off*.

Le recuit flash 2 est donc la procédure de recuit retenue pour la réalisation des contacts ohmiques sur les hétérostructures à base de nitride de gallium associés à un fossé de contact ohmique situé à 5-6nm du gaz 2D.

13.1.3. Effet de l'épaisseur du schéma de métallisation

Une attention particulière est portée sur les épaisseurs des couches métalliques de Titane et d'aluminium. Les justificatifs de cette étude sont données chapitre 3. Le prétraitement de surface préalable à la métallisation reste similaire à celui énoncé précédemment. Le [tableau II.12](#) montre les résultats obtenus pour les quatre cas testés sur la couche L446 (pas d'espaceur AlN) en sans fossé de contact ohmique.

Echantillon	Métallisation du contact ohmique	Rc (Ω.mm)	ρc (Ω.cm ²)	L _T (μm)	R _{carré} (Ω/□)	r ²	I _{max} sur 5μm@10V
A	Ti/Al/Ni/Au (150/2200/400/1000 Å)	1.28	3.82×10 ⁻⁵	2.98	427	0.9999	70mA
B	Ti/Al/Ni/Au (100/2000/400/1000 Å)	0.39	3.8×10 ⁻⁶	0.97	398	0.9992	107mA
C	Ti/Al/Ni/Au (120/2200/400/1000 Å)	0.85	2.3×10 ⁻⁵	2.7	310	0.9999	90mA
D	Ti/Al/Ni/Au (120/2000/400/1000 Å)	2.17	1.45×10 ⁻⁴	6.6	325	0.9996	65mA

Tableau II.12 : Résultats de mesures TLM de différents contacts ohmiques basés sur Ti/Al/Ni/Au pour différentes épaisseurs de Ti/Al sur un HEMT Al_{0,32}Ga_{0,68}N/GaN sans couche d'AlN de la L446.

Ces résultats montrent qu'un choix adéquat des épaisseurs du bicouche Ti/Al permet d'améliorer substantiellement le caractère ohmique des contacts réalisés. Dans le cas particulier de la couche L446 ne comportant ni espaceur AlN, ni fossé de contact ohmique, le bicouche Ti/Al (100/2000Å) permet d'obtenir au mieux 0.39Ωmm et un courant à saturation de 1.07A/mm.

Aussi, une analyse statistique de toutes les couches procédées au cours de cette thèse, permet d'en déduire que pour obtenir un contact ohmique à partir de la métallisation optimisée Ti/Al/Ni/Au (100/2000/400/1000Å) et d'une hétérostructure AlGa_mN/GaN ayant un taux d'aluminium *m* inférieur à 20%, la présence d'une couche métallique en aluminium s'avère nécessaire pour former le contact ohmique. A l'opposé, plus la couche barrière Al_mGa_{1-m}N dispose d'un taux d'aluminium *m* important, plus les caractéristiques du contact ohmique s'en trouvent dégradées. Cette constatation peut être corrélée à d'autres éléments de réponse détaillés dans le [chapitre 3](#).

13.2. Contact ohmique à base de Ta

Jusqu'à présent, nous avons constaté que le recuit de contact ohmique à haute température engendre une rugosité de surface des électrodes qui peut nuire à la suite du procédé technologique. En effet, cette dernière constitue un obstacle à l'uniformité du dépôt de la résine sur la plaque surtout si son épaisseur est faible (problème couramment rencontré lors du résinage des pieds de grille). Le rendement de fabrication des grilles s'en trouve alors fortement affecté. Un autre cas possible correspond à une quelconque étape de protection de la plaque par une résine ou une couche de passivation par un diélectrique, laquelle ne pourra pas recouvrir totalement le contact ohmique s'il présente une forte rugosité. La mise en contact avec certains produits chimiques (l'acide chlorhydrique par exemple) peut rendre ce contact friable et pourrait augmenter sa résistance voire rendre isolant l'électrode en surface. L'intérêt de réduire cette rugosité est donc essentiel pour la fiabilité des composants et pour améliorer le rendement de fabrication. La première solution envisagée a consisté à réduire la température de recuit, mais le résultat n'est probant que pour des échantillons de petites tailles (<1cm²) en utilisant le recuit flash 1.

L'ajout d'une couche de tantale (Ta) au préalable à la couche de Ti dans le schéma de métallisation est une autre solution. Ce nouveau schéma de métallisation a été testé par lithographie optique sur

la couche PTC249 contenant un taux d'aluminium de 28%. Le dépôt est précédé d'une désoxydation HCl et d'un etching IBE Ar⁺ à 300eV pendant 1mn dans un bâti de métallisation par évaporation sous vide. L'échantillon est réinséré dans un bâti de pulvérisation cathodique pour réaliser le dépôt de Ta (150W/10sccm/5mn/1125V), précédé d'un etching Ar⁺ (150W/25sccm/20s). L'échantillon est à nouveau retiré du bâti, puis désoxydé chimiquement une seconde fois avant d'être réintroduit dans le bâti d'évaporation pour réaliser la séquence standard Ti/Al/Ni/Au puis le recuit avec le procédé flash 2 (Pour éviter ces complications, il suffirait de réaliser le dépôt de Ta par évaporation sous vide). La comparaison entre un échantillon avec une métallisation standard et deux autres échantillons avec du Ta (10 et 130nm) est présentée **figure II.26**.

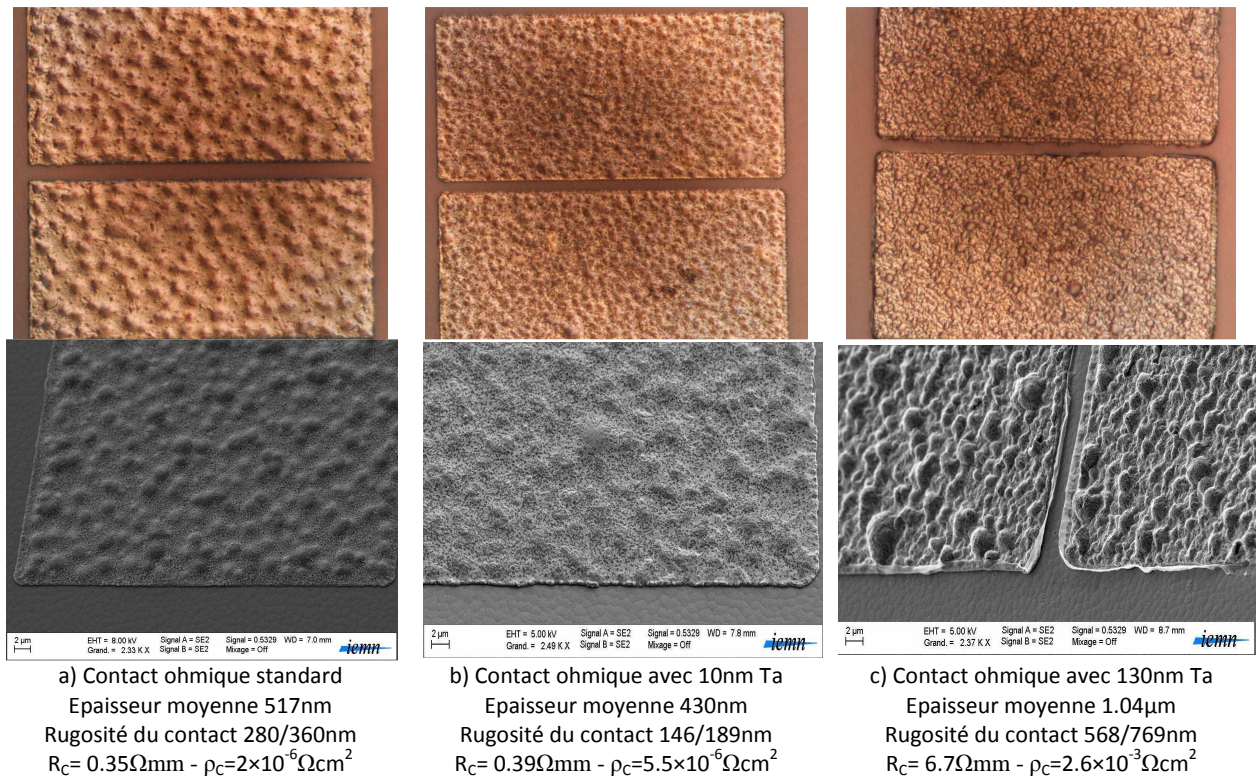


Figure II.26 : Photos prises au microscope optique et au MEB de la surface des contacts ohmiques standard sans et avec deux épaisseurs de Ta différentes.

Dans le cas du Ta avec 130nm d'épaisseur (**Figure II.26-c**), un débordement de la métallisation de Ta est observé et est juste attribué à un artefact de lithographie. Cela dit, la rugosité obtenue sur ce contact nous permet d'écarter les fortes proportions de Ta dans le schéma de métallisation. Avec une couche d'accroche de 10nm de Ta, la rugosité s'en trouve réduite d'un facteur 2. De plus, nous avons observé par HRTEM qu'il se forme à l'interface une couche de TaN/TiN dont le faible travail de sortie permet de favoriser une conduction par effet thermoionique ou par effet de champ. Cependant, cette approche n'est pas utilisée dans la suite de cette étude, elle ne constitue qu'une solution possible pour le développement technologique futur.

14. Effets de proximité - masqueur électronique

L'amélioration de la résolution par lithographie électronique présente un véritable challenge scientifique. L'objectif fixé est de développer des moyens de lithographie sub-100nm, reproductible sur n'importe quel support. Cependant, cette technique est limitée au cours d'une écriture, par divers mécanismes d'interactions entre les électrons diffusés et rétrodiffusés avec la résine électronique et le substrat [32]. Ces phénomènes sont communément regroupés sous l'appellation

"effets de proximité", auxquels il faut encore y ajouter les effets thermiques engendrés par les électrons secondaires suivant la nature des résines électroniques utilisés et le substrat considéré. Actuellement, l'ensemble de ces phénomènes et leurs corrélations est mal ou pas du tout pris en compte. Tous les essais technologiques effectués en salle blanche utilisent des procédures empiriques ce qui impose un coût financier à la mise au point du processus. Pour corriger ces effets de proximité et gagner du temps masqueur, il est nécessaire de développer un logiciel de simulation dont l'avantage serait de contrôler tous les paramètres ce qui n'est pas le cas des logiciels commerciaux. Deux procédés de simulation sont envisagés : un processus de simulation direct basé sur des méthodes semi-analytiques déterministes et un processus inverse non-déterministe basé sur les algorithmes génétiques. Seules les méthodes déterministes seront développées dans cette partie.

Ces problèmes sont, depuis près de dix ans en cours de résolution et certaines solutions intéressantes commencent à être diffusées. SFIT de Zurich a publié récemment une méthode de simulation non-déterministe très innovante dont les résultats sont impressionnants. *Fujitsu lab.* a montré un nouveau procédé de simulation 3D simple qui répond parfaitement à l'expérimentation. Aussi, l'ECE de l'Université de San Diego a dévoilé l'impact majeur des problèmes de la thermique dans les résines après une écriture au faisceau d'électrons, etc...[33],[34],[35],[36]. L'ensemble de ces travaux montre qu'il est aujourd'hui indispensable à l'heure des nanotechnologies, de ne pas négliger ces effets.

En conséquence, plusieurs approches sont envisageables en commençant par des approximations simplistes mais réalistes. Le processus direct impose que l'on se concentre sur les méthodes mathématiques employées pour simuler l'écriture électronique en développant des outils qui permettront de réduire le temps de calcul et d'améliorer la résolution des motifs à dessiner. Des méthodes semi-empiriques de type *Doughnut* ou la méthode de *lift-off*, seront appliquées pour déterminer les paramètres de correction des effets de proximité provoqués par les effets thermiques entre autre. Une fois l'ensemble de ces problèmes résolus, l'énergie dans la résine déduite de ces résultats, permettra de définir un modèle de développement des résines.

14.1 Le masqueur électronique

La lithographie électronique est une technologie issue du développement de la microscopie à balayage qui est parue au début des années 60 [37]. Le principe du masqueur électronique est de pouvoir dévier avec précision, un faisceau d'électrons sur une surface revêtue par un ou plusieurs polymères sensibles aux électrons. Cette technique permet d'écrire des motifs à l'échelle nanométrique ([figure II.27](#)). En effet, la nature ondulatoire des électrons présente des longueurs d'onde électroniques de quelques dixièmes d'angströms, bien en deçà des longueurs d'ondes utilisées en photolithographie optique (UV entre 190 et 400nm). Les électrons peuvent être focalisés pour former un faisceau (ou un spot) de quelques nanomètres de diamètre. La lithographie électronique est donc idéale pour écrire des motifs de très haute résolution.

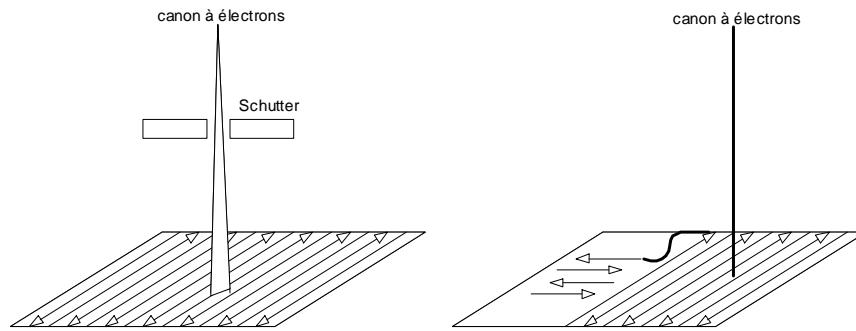


Figure II.27 : Comparaison entre les méthodes d'écriture : écriture de type continue à gauche (raster scan) et écriture de type vecteur à droite (vector scan).

Différents systèmes d'écriture directe par faisceau d'électrons existent : les systèmes où le masque entier est projeté et ceux où l'écriture se fait directement par faisceau. Ce faisceau peut être préformé (en forme de carré par exemple) ou de la forme d'un spot. C'est ce dernier procédé que nous disposons à l'IEMN avec un masqueur LEICA EBP5000+, travaillant à trois énergies possibles : 20keV, 50keV et 100keV. Néanmoins, les masqueurs électroniques disponibles sont réglés pour fonctionner habituellement à 50keV et 100keV.

14.2 Les résines électroniques

Les résines électroniques utilisées dans le cadre de cette étude sont principalement des résines positives PMMA. Ces résines sont largement répandues car elles présentent une résolution élevée, une bonne adhérence et une bonne résistance aux attaques chimiques acides. Ce paragraphe présente les propriétés essentielles qu'il convient de connaître pour tirer parti des grandes possibilités des PMMA mais également pour appréhender leurs limitations ainsi que celles des autres résines couramment utilisées.

Le **tableau II.13** récapitule les quelques résines les plus utilisées citées dans la littérature :

Résines	type	Résolution (nm)	Sensibilité ($\mu\text{c}/\text{cm}^2$)	Révéléteur
PMMA	Positive	10	100.0	MIBK:IPA
EBR-9		200	10.0	MIBK:IPA
PBS		250	1.0	MIAC : 2-pentanone 3:1
ZEP		10	30.0	Xylene : p-dioxane
AZ5206		250	6.0	KLK PPD 401
PMGI				TEAH
COP	Négative	1000	0.3	MEK : ethanol 7:3
HSQ		10	1000	TMAH 25%
SAL-606		100	8.4	MF312 : EDI

Tableau II.13 : Récapitulatif des révélateurs associés à chaque résine.

14.3 Les solvants

Le solvant "contenu" dans la résine procure au mélange une viscoélasticité suffisante pour son étalement sur le substrat. Le type de solvant et sa proportion influencent l'épaisseur de la résine déposée et donc les paramètres du dépôt. Le solvant ne semble pas avoir d'impact sur les performances des résines PMMA. Ainsi, on assiste progressivement au remplacement du chlorobenzène par des solvants moins dangereux pour la santé comme le PMGEA ou l'anisole qui est le solvant présent dans nos résines PMMA.

Cependant, le type de solvants est un facteur important pour la réalisation des systèmes multicouches puisque deux résines ayant le même solvant peuvent présenter des problèmes de

miscibilité si la température de recuit n'est pas suffisamment élevée pour pouvoir évaporer la totalité du solvant.

14.4 Les révélateurs

Il existe de nombreux révélateurs pour la résine PMMA et les copolymères associés P(MMA-MAA). Le révélateur (appelé également développeur) est un mélange de MIBK et d'alcool isopropylique (IPA) dans les proportions 1:2 ou 1:3. Ce révélateur permet de développer aussi bien le PMMA que le copolymère avec des vitesses dépendantes des proportions entre MIBK et IPA. Ce révélateur est le plus utilisé et offre le meilleur contraste pour la résine PMMA 950K (le nombre suivi de la lettre K donne le poids moléculaire).

Outre le MIBK, il existe de nombreux autres révélateurs du PMMA qui sont le toluène, le chlorobenzène, le CS (Cellosolve), etc... le mélange de produits peut améliorer le contraste, comme c'est le cas en ajoutant du MEK (methyl ethyl ketone) au CS (*cellosolve*) ou au MIBK, pour le PMMA. Le choix du révélateur influence également la sensibilité. En effet, le PMMA est plus sensible que le copolymère en utilisant le chlorobenzène comme révélateur, alors que c'est l'inverse avec les révélateurs à base d'alcool. Ceci est la conséquence d'une plus grande affinité du méthacrylate, contenant des groupes acides, aux solvants hydroxyliques.

Les révélateurs utilisés pour les copolymères sont donc généralement à base d'alcool. Ainsi l'utilisation de mélange IPA/méthanol ou EGMEA/ETOH, permet la révélation sélective de copolymères par rapport aux PMMA.

14.5 Paramètres d'exposition

Beaucoup de facteurs influencent l'écriture et doivent être contrôlés ou compensés. Différents logiciels commerciaux disponibles ne tiennent pas toujours compte de tous les phénomènes comme l'angle d'incidence du faisceau [38], l'échauffement de la résine [39] ou son chargement électrique (dans le cas de substrat hautement résistif).

Les paramètres influant sur l'exposition d'une résine sont :

- **La tension d'accélération des électrons** : plus elle est élevée, plus le faisceau est directif.
- **La taille du spot et le courant de faisceau** : La taille de spot minimum (ϕ) est limitée par les répulsions électrons-électrons dans le faisceau puisque celui-ci est fonction du courant de faisceau. Ainsi, pour avoir une petite taille de spot, il faut un faible courant de faisceau. L'intensité de ce faisceau suit généralement un profil de type Gaussien.
- **La résolution** : c'est le pas de déplacement du faisceau utilisé pour l'écriture d'un motif. Ainsi, comme illustré sur la [figure II.28](#), l'écriture d'une ligne de 200nm de large avec une résolution de 50nm, entraîne 4 balayages de faisceau (largeur à mi-hauteur d'une gaussienne).
- **La fréquence d'écriture** vaut $1/t$ où t est le temps d'exposition de la résine sur un pixel donné. Ce temps t est modulé en fonction de la dose à appliquer par un générateur de fréquence. Si l'on considère une zone de surface a , couverte par un faisceau de courant i pendant un temps t alors la dose D (C/cm^2) qu'elle reçoit est régie par l'équation $D = (i.t)/a$.

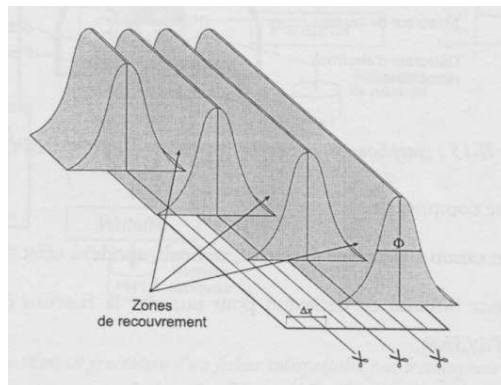


Figure II.28 : Illustration des zones de recouvrement engendrées par le choix de la résolution Δx et de la taille de faisceau.

14.6. Effet de proximité

14.6.1 Définition

Quand un faisceau électronique pénètre dans un film polymère (ou tout autre matériau), il perd de l'énergie via des collisions élastiques et inélastiques (interactions Coulombiennes). Le transfert d'énergie des électrons du faisceau électronique à la résine, permet de modifier la solubilité de cette dernière. Les collisions élastiques provoquent uniquement un changement de direction des électrons, alors que les collisions inélastiques provoquent en plus une perte d'énergie (cf. figure II.29). Ce processus d'interaction provoque une dispersion des électrons dans le matériau lors de l'écriture et par conséquent produit un élargissement du faisceau électronique. On peut classer ces interactions en trois types :

- **L'interaction des électrons avec la résine** : dans ce cas, on distingue la dispersion des électrons vers l'avant (*forward scattering*), c'est-à-dire suivant une direction faisant un angle petit par rapport à la normale ($<90^\circ$) ou la rétrodiffusion des électrons (*back scattering*), c'est-à-dire suivant un angle important par rapport à leur direction d'origine (proche de 180°).
- **L'interaction avec les électrons secondaires** générés dans la résine (cf. figure II.30).
- L'interaction avec les électrons secondaires ou rétrodiffusés provenant du substrat (cf. figure II.30).

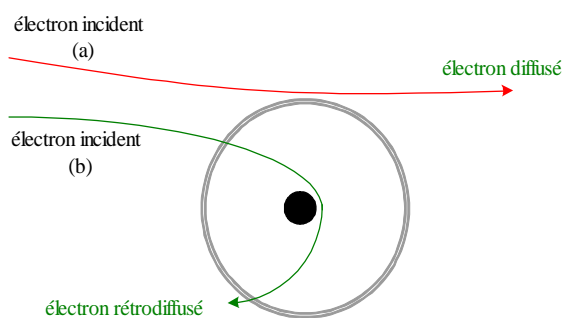


Figure II.18

Figure II.29 : (a) Interaction électron-électron (*forward scattering* - angle $<90^\circ$), (b) Interaction électron-noyau (*backward scattering* - $90^\circ < \text{angle} < 180^\circ$).

Figure II.30 : (a) Représentation des gaussiennes des électrons diffusés et rétrodiffusés. (b) Poire de diffusion des électrons dans une résine électronique sur un substrat donné pour des énergies de faisceau d'électrons de 20 et 50keV.

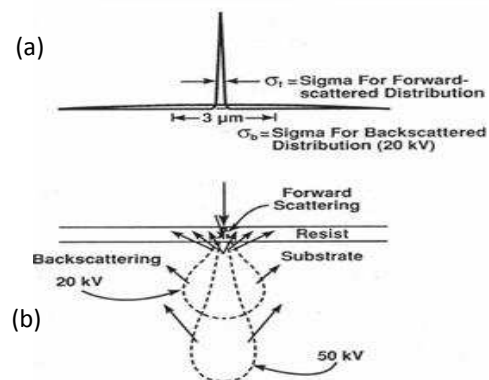


Figure II.19

Ces différents mécanismes dépendent de la masse atomique, de la densité de la résine, de la nature du substrat, ainsi que la vitesse des électrons (tension d'accélération). Cet ensemble engendre les effets de proximité. Ainsi, si deux lignes très proches l'une de l'autre sont exposées, il y aura superposition des doses appliquées entre les deux faisceaux (figure II.31).



Figure 11.31 : Exemple d'illustration des effets de proximité sur l'exposition entre deux lignes proches ; (a) sans interaction, (b) avec effet de proximité.

Cette exposition latérale, simulée par un logiciel commercial de type Monte Carlo (*Skeleton*) disponible au laboratoire, peut atteindre quelques dizaines de micromètres en fonction du dessin des motifs, de l'épaisseur de résine et du substrat. La proportion d'électrons rétrodiffusés étant approximativement proportionnelle au nombre atomique du matériau, la rétrodiffusion des électrons par le substrat produit des électrons secondaires excédentaires dans la résine. Cet effet conduit à une exposition plus importante de la résine située à proximité du substrat.

14.6.2 La fonction de proximité

Nous avons vu qu'il est possible de découpler la fonction de distribution liée aux électrons diffusés et ceux correspondant aux rétrodiffusés. La fonction de proximité la plus utilisée est définie par la superposition de 2 gaussiennes [40]:

$$f(x) = \frac{1}{\pi(1+\eta)} \left(\frac{1}{\alpha^2} \exp\left(-\frac{x}{\alpha}\right)^2 + \frac{\eta}{\beta^2} \exp\left(-\frac{x}{\beta}\right)^2 \right) \tag{II.1}$$

où x est la distance latérale de faisceau électronique, α représente la largeur à mi-hauteur des électrons diffusés, β représente la largeur à mi-hauteur des électrons rétrodiffusés et η est le rapport d'énergie dissipée par les électrons diffusés sur les rétrodiffusés.

Pour tenir compte des effets de proximité, il existe d'autres fonctions de proximité correspondant à la superposition de 3 gaussiennes ou encore par 2 gaussiennes et une exponentielle :

$$f_1(x) = \frac{1}{\pi(1+\eta+\nu)} \left(\frac{1}{\alpha^2} \exp\left(-\frac{x}{\alpha}\right)^2 + \frac{\eta}{\beta^2} \exp\left(-\frac{x}{\beta}\right)^2 + \frac{\nu}{\gamma^2} \exp\left(-\frac{x}{\gamma}\right)^2 \right) \tag{II.2}$$

$$f_2(x) = \frac{1}{\pi(1+\eta+\nu)} \left(\frac{1}{\alpha^2} \exp\left(-\frac{x}{\alpha}\right)^2 + \frac{\eta}{\beta^2} \exp\left(-\frac{x}{\beta}\right)^2 + \frac{\nu}{2*\gamma^2} \exp\left(-\frac{x}{\gamma}\right) \right) \tag{II.3}$$

La fonction exponentielle représente la génération des électrons secondaires. Aussi, notons que les deux dernières fonctions (II.2) et (II.3) ne sont que très peu employées car elles imposent la connaissance de nombreux autres paramètres qu'il n'est pas toujours évident de déterminer.

14.6.3 Méthodes utilisées pour calculer les paramètres de proximité

Ces effets ont été largement étudiés et ont donné naissance à de nombreux modèles très utiles pour comprendre l'impact d'un faisceau d'électrons et notamment la dose incidente, l'influence du substrat ou encore la géométrie du dessin. Ces modèles permettent la prédiction des profils de résines exposés ainsi que la correction d'une écriture afin de générer un dessin aussi proche que possible du motif désiré.

A. Méthode de Doughnuts Shaped

De nombreux modèles analytiques ou de types Monte Carlo [41] ont été développés afin de déterminer avec précision les paramètres de la fonction de proximité. La simulation sous *Skeleton*

repose sur un modèle à une interaction où la trajectoire d'un électron (de vitesse donnée) est suivie à travers une série d'événements dispersants se produisant dans un empilement de matériaux (résine et substrat). Cependant, ce procédé ne tient pas compte de certains processus physiques comme l'échauffement des résines.

Outre ces méthodes numériques, il existe des méthodes empiriques qui permettent de calculer les paramètres de cette fonction de proximité. Une des ces méthodes est le *Doughnut-shaped* [36] dont le principe consiste à exposer des matrices de *doughnuts* (figure II.32) de rayon extérieur identique et de révéler un cercle au centre de rayons variables (r) en fonction d'une dose minimum (D) à appliquer, nécessaire pour révéler parfaitement la résine .

Cette méthode est facile d'emploi puisque l'observation des diamètres des cercles intérieurs peut se faire à l'aide du MEB, contrairement à l'utilisation d'instruments plus complexes comme les microscopes à champ proche de type STM ou AFM.

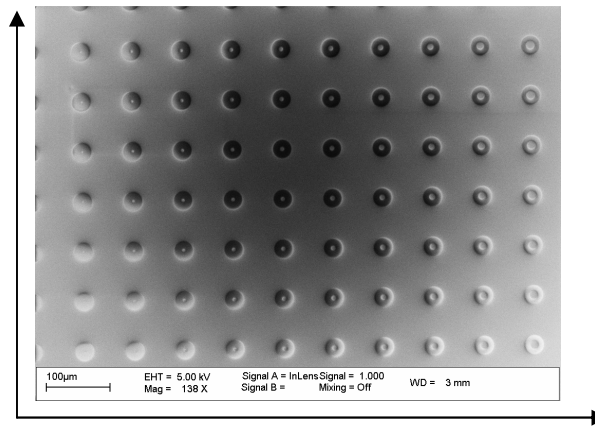


Figure II.32 : Image MEB d'une matrice de doughnuts après révélation. L'axe de abscisses correspond à une augmentation du rayon interne et l'axe des ordonnées correspond à une augmentation de la dose appliquée.

Cette expérience a été réalisée pour deux types de résines électroniques : une positive (PMMA) et l'autre négative (HSQ) ainsi que sur 2 types de substrats différents GaAs et Silicium.

A partir des points expérimentaux obtenus, l'enveloppe mathématique décrivant au mieux cette expérience a pour expression $D(r)$:

$$D(r) = \frac{D_0(1 + \eta)}{\exp\left(-\left(\frac{r}{\alpha}\right)^2\right) + \eta \exp\left(-\left(\frac{r}{\beta}\right)^2\right)} \tag{II.4}$$

où D est la dose minimum appliquée pour révéler le cercle interne de rayon r . D_0 est la dose minimum appliquée pour révéler juste un point au centre du cercle ($>30\text{nm}$). η , β et α sont les paramètres de la fonction de proximité.

A partir d'un programme basé sur un algorithme génétique disponible gratuitement sur la toile [42], il est possible de fitter la courbe expérimentale et par conséquent, de calculer les paramètres de la fonction de proximité, en particulier β et η (figure.II.33).

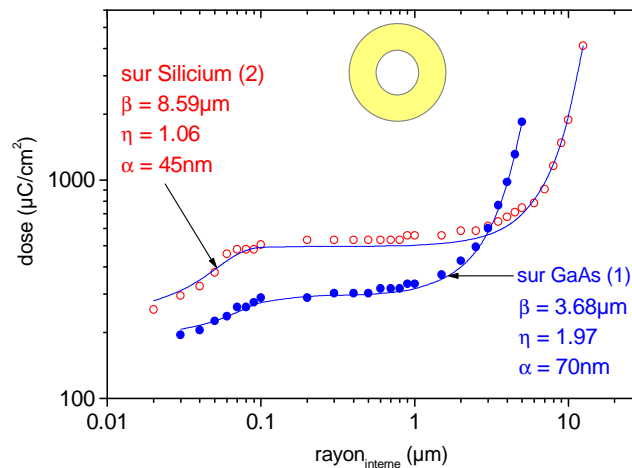


Figure II.33 : Illustration des points mesurés à partir de la méthode de doughnuts-shaped (rond interne) et fit des points après calcul des paramètres (1) cas de la PMMA sur substrat GaAs. (2) cas de la HSQ sur substrat Si.

L'inconvénient majeur de cette méthode est l'incertitude sur la détermination de α pour des motifs sub-100nm. En effet, il est très difficile de déterminer la taille des motifs au MEB avec une précision suffisante à ces dimensions (figure II.34).

Ces tests ont été réalisés sur substrats GaAs et Si, l'épaisseur des résines utilisé est 70nm pour la PMMA et 30nm pour HSQ, les écritures ont été réalisées avec une dose de base de $120\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la PMMA et de $200\mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour la HSQ avec une augmentation de dose de progression géométrique d'ordre 1.05 et un courant de 330pA.

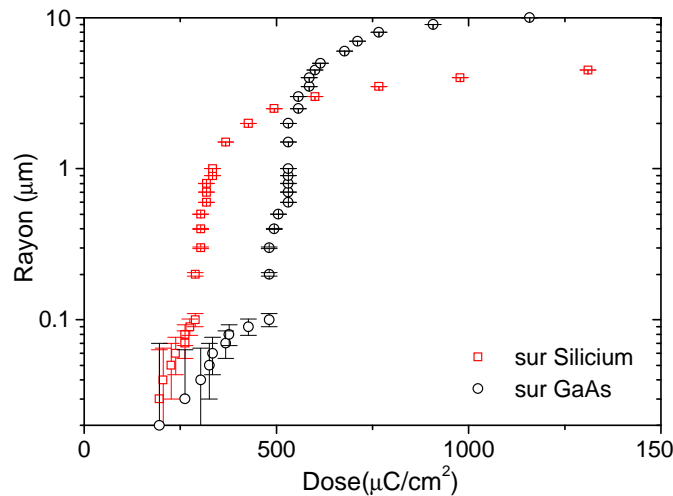


Figure II.34 : Erreur d'incertitude sur la détermination du rayon intérieur des doughnuts. L'erreur de mesure au MEB a été estimée autour de 5nm.

Le **tableau II.14** présente les valeurs des coefficients calculés par la méthode de Doughnuts pour les paramètres de proximité.

Substrat /Résine	α_{exp} (µm)	α estimé (nm)	β (µm)	η
Si/HSQ	0.070	~ 15	8.596	1.061
GaAs/PMMA	0.045		3.687	1.97

Tableau II.14 : Valeurs des coefficients calculées par la méthode de Doughnuts pour les paramètres de proximité.

La largeur du faisceau d'électrons incident est estimée à 15-20nm environ pour ce type d'équipement.

Cette méthode est bien adaptée pour la détermination de β et de η . Cependant, la valeur obtenue pour α semble incorrecte par rapport aux spécificités de l'équipement (cf. taille du spot incident [figure II.35](#)). Les réglages du masqueur électronique correspondant à cette étude sont repérés par la courbe 200apt.

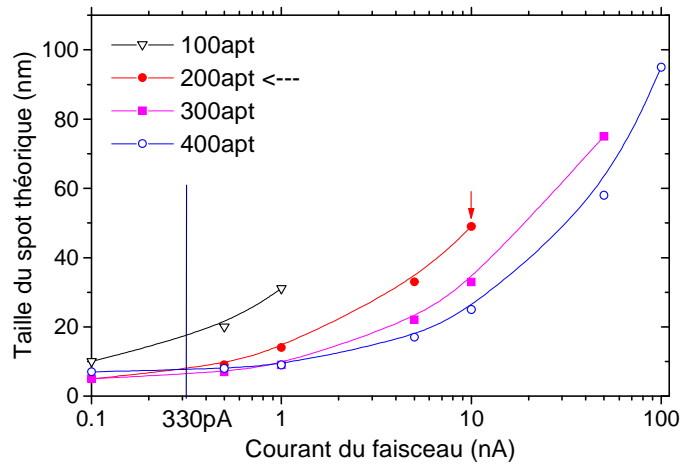


Figure II.35 : Taille du spot du faisceau d'électron, calculée par Leica Corporation.

Pour un courant de faisceau de 330pA, le diamètre de spot est estimé autour de 8nm.

B. Méthode du lift-off

Pour résoudre le problème d'incertitude lié à la valeur de α cité précédemment, nous avons opté pour une autre méthode, toujours empirique mais beaucoup plus rigoureuse. Cette méthode [43], [33] est basée sur une technique qui sert à proposer 9 valeurs de α (10, 20,...90nm), faire la correction pour chaque valeur à partir du logiciel dédié à la correction des effets de proximité PROXECCO™, puis chaque motif est exposé pour chaque valeur de α (cf. [figure II.36](#)). Le principe est décrit en annexe A.

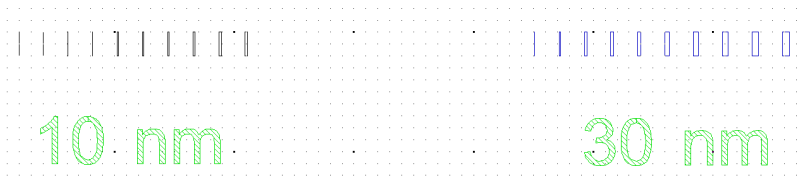


Figure II.36 : Motif de base utilisé pour le calcul de α avec 2 pas différents, ici $\alpha = 10\text{nm}$ et $\alpha = 30\text{nm}$.

Ces motifs sont des lignes adjacentes dont la largeur est un multiple du pas de départ. Pour chaque ligne, la dose est constante. La dose de départ vaut $250\mu\text{C}/\text{cm}^2$ et celle-ci décroît avec une progression géométrique de raison 0.95. Afin de pouvoir visualiser au MEB les lignes développées, nous opérons une métallisation Ti/Au, avec un rapport 10/20nm et un lift-off. Si toutes les lignes restent alignées après lift-off, la valeur de α choisit est alors correcte.

Le résultat est représenté [figure II.37](#). Le second motif est le plus révélateur. Nous pouvons donc en conclure que la valeur de α vaut approximativement 20 nm.

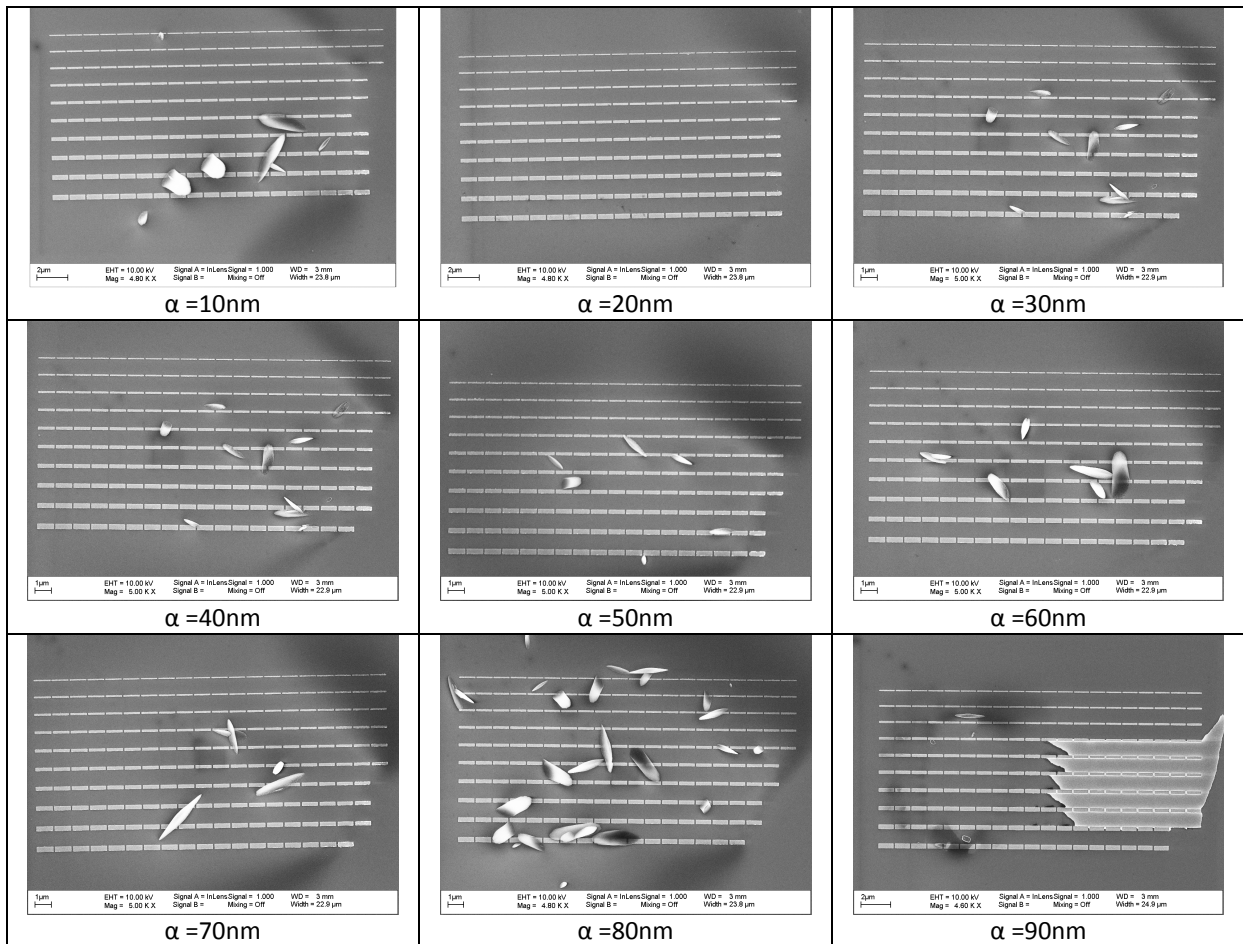


Figure II.37 : Illustration des neuf motifs exposés après le développement et lift-off sur substrat GaAs. α est testé pour des valeurs comprises entre 10 et 90nm.

Une fois les paramètres de proximité et la distribution de la dose dans la résine (ou le multicouche de résines) connus, l'écriture des grilles en Té peut alors être entreprise. Les tests sur des résines de type PMMA et COPO qui constituent les résines les plus fréquemment utilisées à l'IEMN sont réalisés sur substrat GaAs.

Les deux paramètres restant à identifier sont le temps de révélation ainsi que le rapport du mélange MIBK:IPA.

14.6.4 Détermination de la vitesse de révélation

Le calcul de la vitesse de révélation se fait à partir de la solubilité de la résine dans son développeur. Pour cela, une matrice de carrés de même dimension a été exposée avec une variation de dose (cf [figure II.38](#)). Le premier motif est exposé avec une dose de $50\mu\text{C}/\text{cm}^2$, les motifs suivants sont exposés avec une dose qui augmente de $1\mu\text{C}/\text{cm}^2$ à chaque fois. La durée de révélation est fixée à une minute pour chaque test. A partir de mesures au profilomètre, il est possible de mesurer la vitesse de révélation associée à chaque dose.

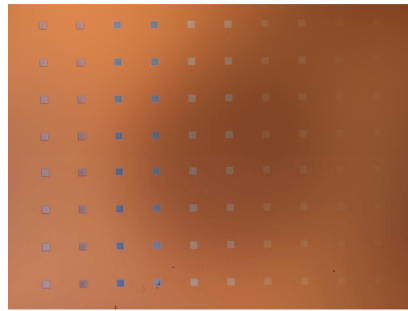


Figure II.38 : Test de solubilité obtenue sur GaAs. Le développement de la résine est variable suivant les motifs. La résine déposée est la PMMA50K d'épaisseur 120nm et le révélateur MIBK:IPA (1:3).

La vitesse de la révélation des résines en fonction du temps peut être mise sous la forme [44]:

$$v = A \times (B + Dose / C)^\alpha \tag{II.5}$$

Les paramètres de cette équation sont calculés à partir d'un programme basé sur un algorithme génétique développé par A.Tahrini. Après avoir calculé les paramètres, il est alors possible de fitter les courbes qui lient les points mesurés comme le montre les figure II.39 et figure II.40.

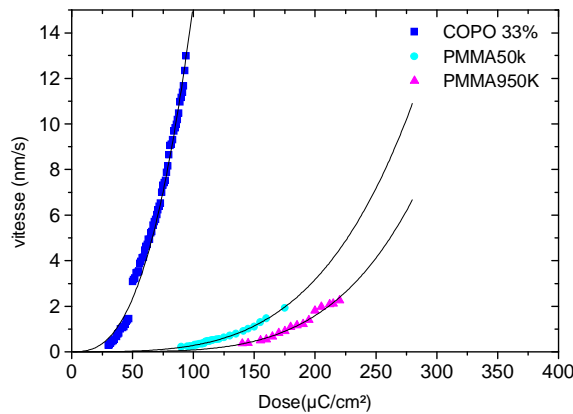


Figure II.39 : Illustration des vitesses pour les trois types de résine utilisées, avec révélateur MIBK:IPA(1:2).

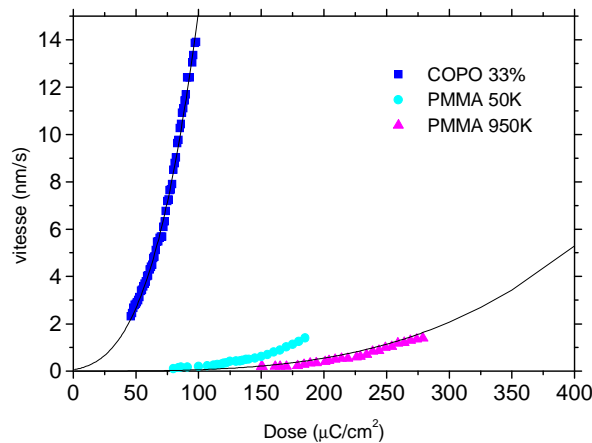


Figure II.40 : Illustration des vitesses pour les trois types de résine utilisées, avec révélateur MIBK:IPA(1:3).

Ce test a été réalisé sur 3 types de résines PMMA (PMMA950K, PMMA50K et COPO 33%). Le taux de dilution du mélange MIBK:IPA utilisé dans ces tests est de (1:2) et (1:3). Les équations déduites de ces résultats sont placées dans le tableau II.15.

Type de la résine	Rapport MIBK/IPA (1:2)	Rapport MIBK/IPA (1:3)
PMMA950k	$0.77 \times (0.0089 + Dose / 170.27)^{4.297}$	$0.38 \times (0.008 + Dose / 170.423)^{3.775}$
PMMA50k	$1.97 \times (0.091 + Dose / 192.83)^{3.938}$	-

COPO 33%	$13.84 \times (0.0036 + Dose/96.55)^{2.723}$	$13.97 \times (0.202 + Dose/121.24)^{3.399}$
-----------------	--	--

Tableau II.15 : Equations de la vitesse de développement de chaque résine, déterminés par les algorithmes génétiques, suivant deux taux de dilution différents.

La figure II.42 montre la différence entre la vitesse de révélation de la PMMA950K pour deux rapports MIBK:IPA différents.

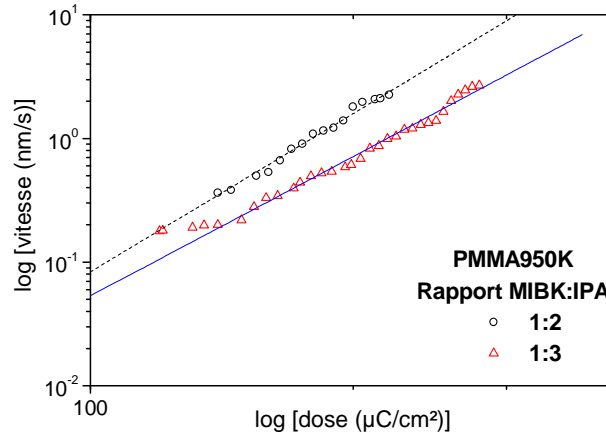


Figure II.41 : Comparaison des vitesses de développement de la PMMA950K d'épaisseur 120nm pour deux taux de dilution du MIBK:IPA (1:2) et (1:3).

Les résultats (figure II.42) montrent que la COPO 33% utilisée à l'IEMN est extrêmement sensible et se révèle très rapidement quel que soit le taux de dilution du MIBK.

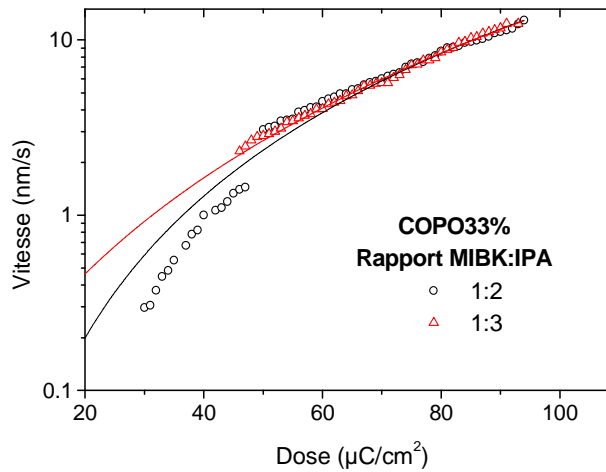


Figure II.42 : Comparaison des vitesses de développement de la COPO33% d'épaisseur 820nm pour deux taux de dilution du MIBK.

Une étude similaire a été réalisée avec du toluène dont la vitesse de développement est de 5nm/s sur la résine PMMA495K et a permis d'établir un nouveau procédé tri-couches.

14.6.5 Comparaison des modèles : Empiriques & Skeleton

Afin de valider nos modèles empiriques, nous avons utilisé le masque Damascenelitho. Ce masque contient des motifs qui permettent, une fois la dose optimisée, de valider les corrections de proximité et de comparer les résultats selon le modèle de correction : Skeleton et nos paramètres obtenus empiriquement. Ce masque, présenté figure II.43, se compose de motifs complexes dont les dimensions varient (épaisseur, développement de grille et distance entre les pieds de grille) permettant ainsi d'examiner la qualité de ces paramètres.

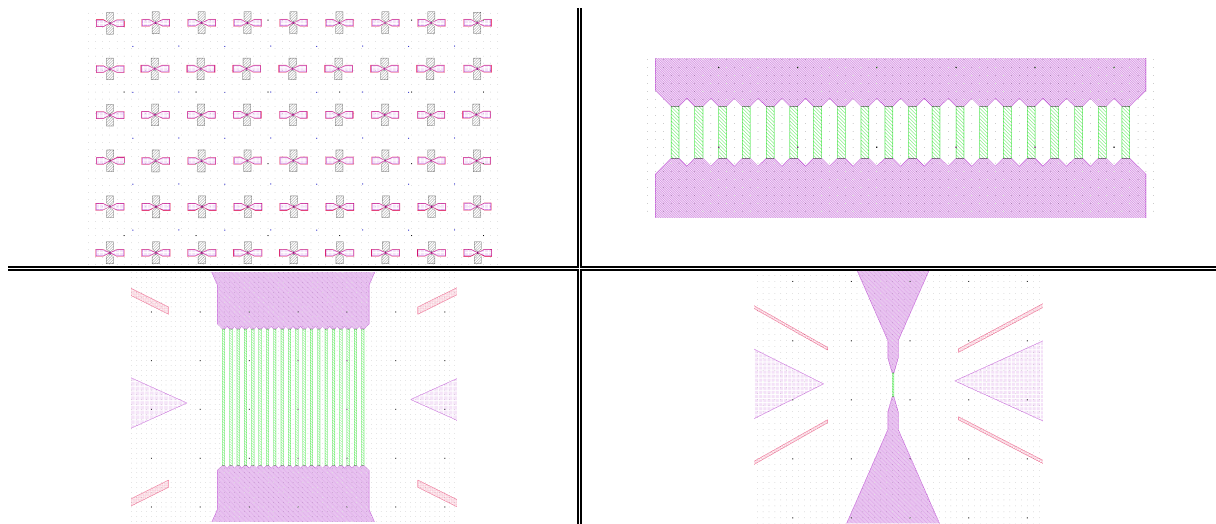


Figure II.43 : Motifs du masque utilisés pour vérifier la qualité des paramètres calculés par les méthodes empiriques.

Les paramètres de proximité ont été calculés précédemment à partir de méthodes empiriques (Doughnuts Shaped et Lift-off), ainsi qu'avec le logiciel développé à base d'un algorithme génétique (voir annexe B).

Les deux expériences ont été réalisées sur substrat GaAs de type P avec une PMMA950K de 80nm d'épaisseur. Les paramètres du masqueur électronique sont : une énergie de 50keV, un courant de faisceau de 330pA et une dose de base de $150\mu\text{C}/\text{cm}^2$ avec un pas de dose de $3\mu\text{C}/\text{cm}^2$ sur 30 champs.

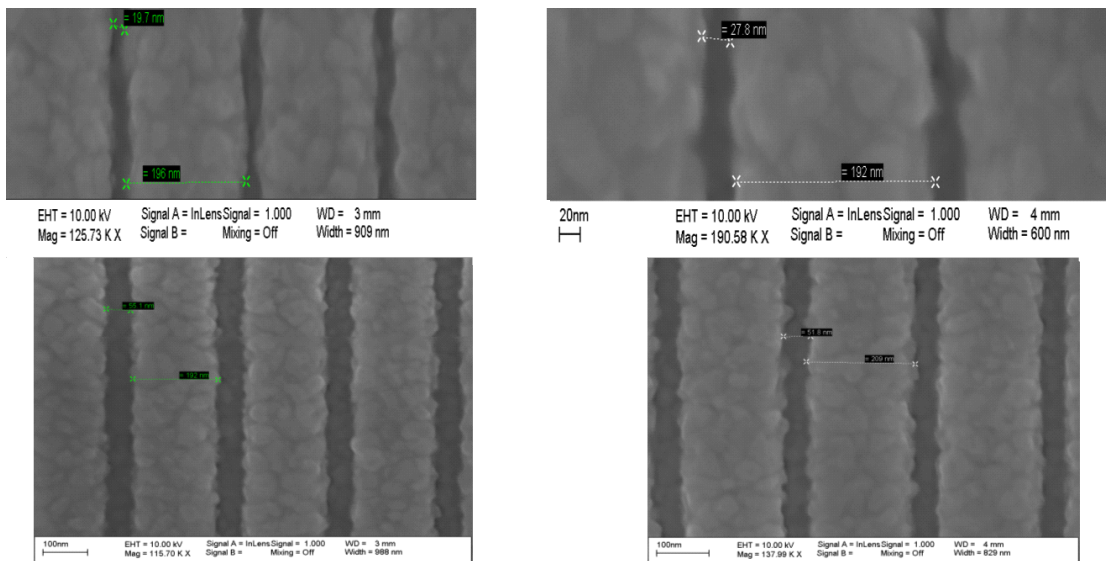


Figure II.44 : Comparaison entre l'écriture de deux lignes de largeur 20nm et 50nm. A gauche, le premier motif est corrigé avec les paramètres de la fonction de proximité déterminés empiriquement et la seconde (à droite) avec Skeleton.

Il en ressort que tous les motifs révélés sont déjà pratiquement à la limite du surdosage. Les premières doses acceptables sont donc toutes proches de $150\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Nous constatons qu'en fonction du développement visé, les deux techniques (empirique et Skeleton) donnent des résultats similaires et tout à fait acceptables (figure II.44).

14.6.6 Simulateur du profil de résines

A partir des paramètres obtenus empiriquement β , η et α qui tiennent compte des effets de proximité et de l'échauffement de la résine, nous avons déterminé une fonction de proximité $f(x)$ où

x est la position dans la résine. Pour un système à 3 couches, nous avons calculé l'énergie des électrons dissipée dans la structure. Celle-ci a montré être la même sur une ligne verticale. Par conséquent, nous avons choisi comme hypothèse que cette constatation reste vraie quelque soit le multicouche dont l'épaisseur n'excède pas 600nm.

Le calcul de la distribution de la dose appliquée localement dans la résine se fait à partir de l'expression : $D_{local}=f(x) \times D_0$ où D_0 est la dose du faisceau incident [45].

L'étape suivante a consisté à simuler le développement de l'empilement en fonction du temps [46], [47]. Après le calcul de la distribution de dose dans l'empilement de résines, nous simulons le développement des résines dans le plan xz (plan de la feuille). La simulation commence par l'initialisation d'une chaîne de points horizontaux représentant la surface de la résine au temps $t=0$. Cette chaîne de points se propage en fonction du temps suivant la vitesse de développement des résines calculée au préalable.

La **figure II.45** représente l'algorithme de révélation du multicouche de résine suivant le temps de développement.

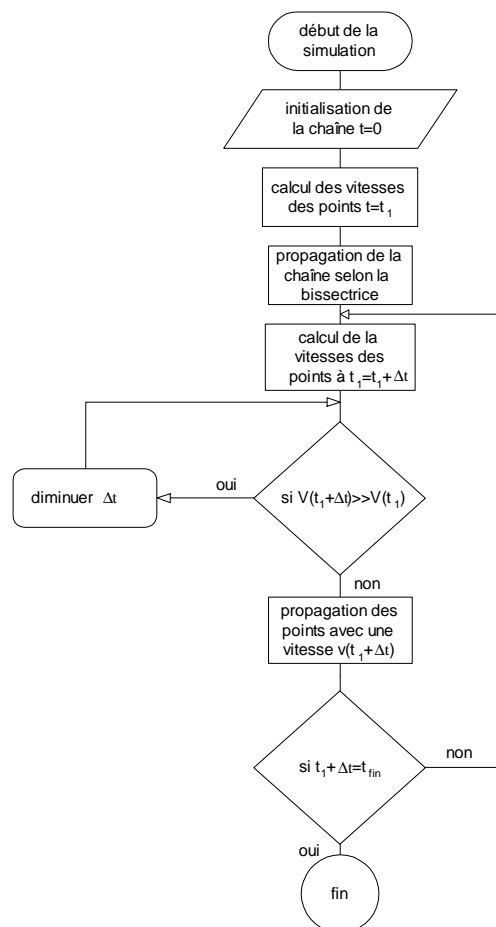


Figure II.45 : Organigramme de l'algorithme élaboré réalisant la simulation pour développer le multicouche de résines.

Le calcul de la vitesse de chaque point se fait localement pour un temps $t+\Delta t$ calculé à partir de l'équation de la vitesse locale et ceci pour chaque résine constituant l'empilement. Le front de révélation est représenté par une chaîne de points initialement située à la surface de la résine (cf. **figure II.46** où $t=0$). Ce front se propage ensuite dans la résine, la direction de propagation de chaque point de la chaîne étant donnée par la bissectrice de l'angle formé avec les deux points adjacents, la distance de propagation à chaque intervalle de temps étant directement liée à la sensibilité de la résine et à la dose localement déposée.

Il convient donc de définir des modèles séparés pour les deux résines ainsi d'éviter une propagation trop rapide dans une résine sensible, ce qui pourrait poser des problèmes de convergence. L'intervalle de temps ne doit donc pas être fixe mais être réduit ou augmenté en fonction de l'amplitude maximale de propagation le long de la chaîne lors du Δt précédent. Pour visualiser la propagation des points de la chaîne, nous utilisons l'algorithme de la [figure II.46](#). La [figure II.47](#) représente la propagation des points suivant xz .

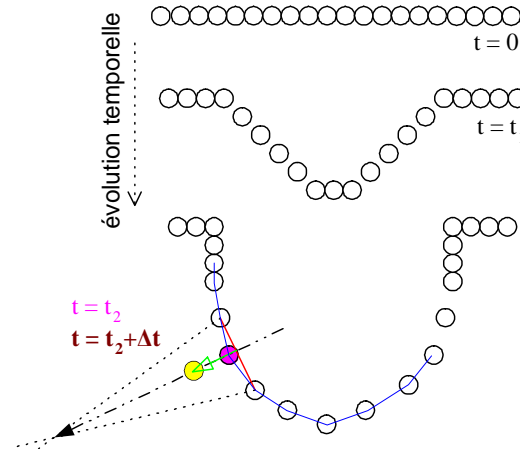


Figure II.46 : Illustrations du déplacement temporel des points. La direction de déplacement est fixée par la bissectrice entre trois points consécutifs, la vitesse est déterminée par Δt et l'orientation est toujours dirigée vers la résine.

15. Réalisation technologique des grilles

L'application évidente et indispensable de la simulation précédente, est la réalisation de grille en Té submicronique voire sub-100nm, pour un fonctionnement des transistors HEMT en gamme d'ondes millimétriques. Cette simulation a aidé à développer un procédé de lithographie tricouche.

15.1 Grille en Té

Il existe deux manières pour réaliser une grille en Té, soit par un bicouche de résine, soit par un tricouche de résine.

A. Grille en Té avec bicouche

Deux doses sont utilisées pour écrire une grille, l'une permet de définir le pied de grille et la seconde les latéraux. La [figure II.47](#) présente une photographie au MEB et illustre l'ouverture obtenue d'un pied de grille de 120nm ainsi que ses latéraux. Les grilles sont réalisées avec une bicouche de résine de type PMMA/COPO. La révélation standard du bicouche utilisé sur AlGaIn/GaN s'obtient par un mélange MIBK/IPA (1:2) avec une agitation de 110tr/min pendant 90s. Il faut veiller à ce que la hauteur du bicouche de résine soit supérieure ou égale à deux fois l'épaisseur de métallisation pour pouvoir ensuite effectuer aisément le *lift-off* du métal.

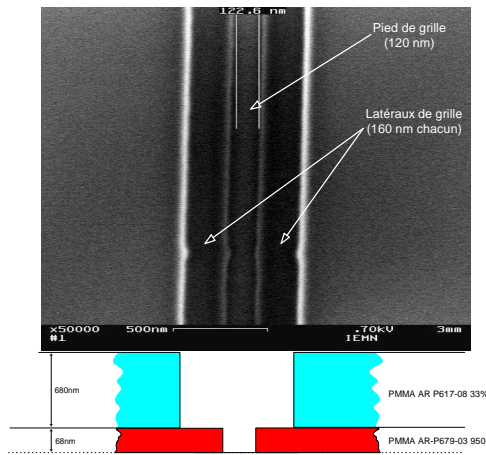


Figure II.47 : Vues de dessus et de profil d'une grille en Té après développement au MIBK/IPA.

L'augmentation de la section de métal grâce au "chapeau" de grille permet d'avoir une faible résistance de grille. Une déshydratation à 200°C pendant 15mn sur plaque chauffante est nécessaire avant de déposer la première couche de résine afin d'évaporer l'humidité présente à la surface du SC et améliorer le mouillage de la résine sur cette dernière. Il s'en suit une définition plus juste des motifs écrits au masqueur électronique.

Ce bicouche de résine utilisé jusqu'alors ne permettait pas d'obtenir un rendement de grille satisfaisant car l'adhérence du métal sur le semiconducteur est dégradée après *lift-off*. En effet, des lichettes apparaissent sur le chapeau de grille car le profil de résine ne présente qu'une très légère casquette et ne permet pas d'éviter leurs formations (cf. figure II.48 et II.49).

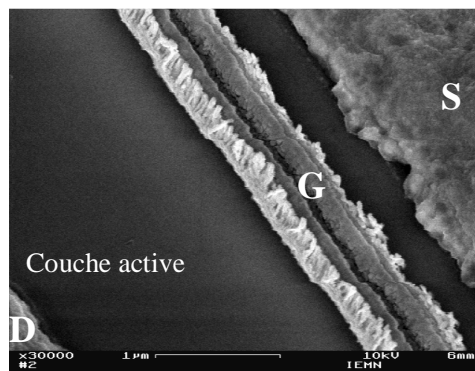


Figure II.48 : Photo MEB d'une métallisation de grille en Té Mo/Au. Des lichettes apparaissent après *lift-off*.

Ces lichettes de grille constituent un problème majeur car, comme nous le verrons plus loin, elles peuvent connecter (donc court-circuiter) avec l'électrode de champ (*fieldplate*) qui vient se superposer parallèlement à la grille en plus de tirer sur le chapeau lors de l'étape du *lift-off*. L'adhérence de la grille s'en trouve réduite donc la fiabilité des grilles aussi. Ces lichettes peuvent être minimisées et non supprimées, en effectuant un bain à ultrasons à 35kHz pendant 3mn.

B. Grille en Té avec tricouche

Le tricouche de résine choisi pour réaliser une grille en Té, est composé d'une couche de PMMA50K pour réaliser la casquette, d'une couche de COPO33% pour le chapeau de grille et d'une couche de PMMA950K pour le pied de grille (figure II.49 et II.50).

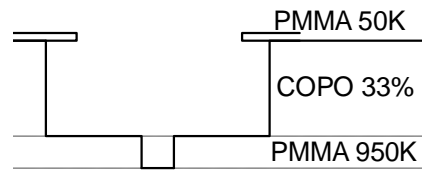


Figure II.49: Profil de résine pour la réalisation d'une grille en Té en tricouche.

D'autres empilements de résine peuvent être trouvés dans la littérature pour la réalisation de grille sub-100nm comme par exemple le ZEP/PMMA/ZEP [48].

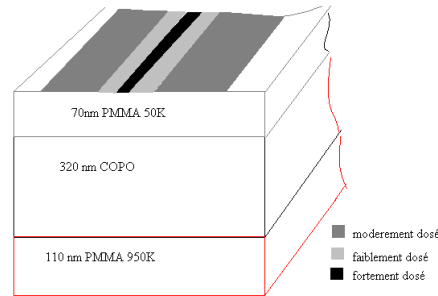


Figure II.50 : Schéma de distribution de dose sur un tricouche de résines pour réaliser une grille en Té. Il est composé d'une forte dose centrale pour le pied de grille, une dose modéré pour les latéraux et une dose faible pour les espaceurs.

Les paramètres de la fonction de proximités (α , β , η) ayant été déterminés au préalable comme montré précédemment, nous avons calculé la fonction de distribution de dose dans la résine (figure II.51). Le calcul s'est fait avec une dose centrale de $400\mu\text{C}$ (pied de grille), $40\mu\text{C}$ (pour les espaceurs) et $120\mu\text{C}$ (latéraux). Les régions exposées du pied de grille, des espaceurs et des latéraux font respectivement 20nm, 20nm et 100 nm.

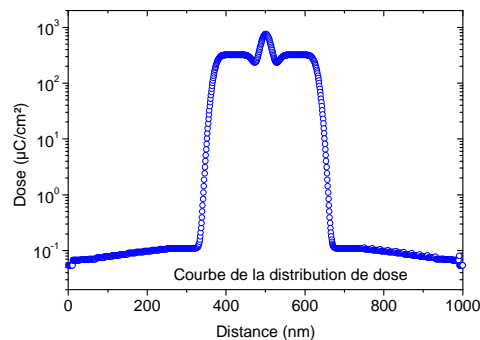


Figure II.51 : Distribution de la dose calculée dans l'empilement du tricouche après écriture électronique.

L'exploitation du modèle décrit précédemment a permis de déterminer le profil recherché en fonction du temps. La figure II.52a montre le résultat de simulation de l'ouverture d'un pied de grille obtenu après développement de la résine PMMA4%950K utilisée (100nm d'épaisseur) pour une écriture à 100keV. La taille du faisceau d'électron utilisé est de 50nm pour un temps de révélation fixé à 120s. L'exposition de cette résine présente moins d'électrons secondaires réfléchis par rapport au cas d'une exposition à 50keV, dans les mêmes conditions. Par conséquent, le développement de la résine à cette tension d'accélération, se révèle plus lentement et montre une révélation incomplète pour le même temps de révélation (cf. Figure II.52a).

La figure II.52b montre le profil de développement complet d'une grille en Té à 100keV obtenu suite à deux écritures successives dont le pied de grille est de 113nm. Le temps de développement de la tête de grille est de 31s pour la casquette. La révélation de la COPO33% avec du Methanol/IPA(1:1) est de 60s. Le pied de grille est révélée avec du MIBK/IPA(1:3) pendant 220s.

L'écriture relative à une tension d'accélération de 50keV donne une longueur de pied de grille de 124nm pour 120s de révélation. Cette valeur est différente de celle simulée sur la résine PMMA seul (100nm) (Figure II.52a). Ceci est dû principalement, à l'effet des deux écritures successives du pied et du chapeau de grille. Ceci doit donc être considéré pour définir correctement les dimensions de l'ouverture du pied de grille.

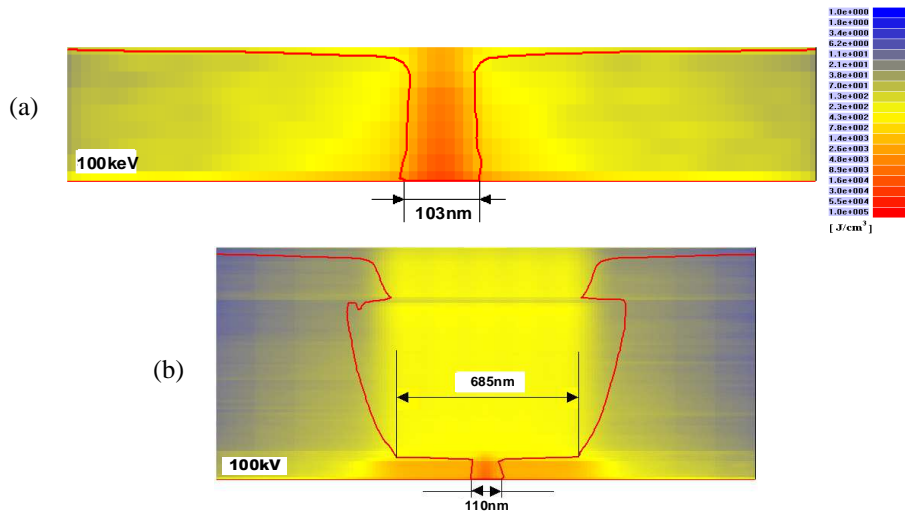


Figure II.52 : a) Simulation de l'ouverture du pied de grille pour une énergie de 100keV sur une couche de PMMA4%950K. b) Simulation de l'ouverture d'un tricouche de résine PMMA4%950K/COPO33%/PMMA3%495K pour une tension d'accélération de 100keV.

L'ensemble de ces résultats de simulation a été appliqué à la réalisation d'une grille en Té à l'aide d'un tricouche de résine (Figure II.53). Cette grille est obtenue à l'aide de trois révélations successives et sélectives correspondant à chacune des trois résines utilisées de type PMMA4%950K/COPO33%/PMMA3%495K à partir des développeurs cités précédemment. La métallisation est ensuite réalisée par évaporation au canon à électrons à l'aide d'un tricouche métallique Mo/Au (40/300nm). Le pied de grille obtenue est de 110nm.

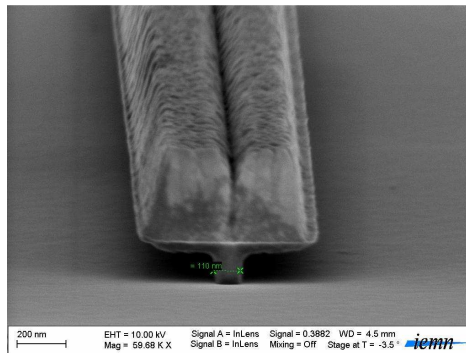


Figure II.53 : Photo MEB d'une grille en Té à l'aide d'un tricouche de résine avec un pied de grille de 100nm.

15.2 Grille nitrure

A. Grille nitrure standard

L'avantage de cette technique réside dans la facilité de sa reproductibilité et dans le haut rendement des grilles Schottky. La particularité de cette technique vient du fait que le pied de grille est inséré dans une couche de passivation en Si_3N_4 (cf. figure II.54). Cette technologie offre la possibilité d'une excellente tenue mécanique et d'élaborer des grilles sub-100nm tout en facilitant l'opération de *lift-off*. Cependant, elle nécessite une passivation préalable de la surface. C'est un avantage dans le sens où la surface est constamment protégée tout le long du procédé de fabrication, mais c'est aussi un

inconvenient puisque les capacités parasites C_{GS} et C_{GD} s'en trouvent augmentées et par conséquent les performances en fréquence réduites. Elle offre la même qualité de grille que la technique tri-couche, à la différence près qu'elle nécessite deux passages au masqueur électronique, un pour définir le pied de grille dans le nitrure et un second pour définir le chapeau de grille. Il est nécessaire aussi de souligner que ce procédé présente un avantage essentiel pour la réalisation de transistor de puissance : sa robustesse mécanique.

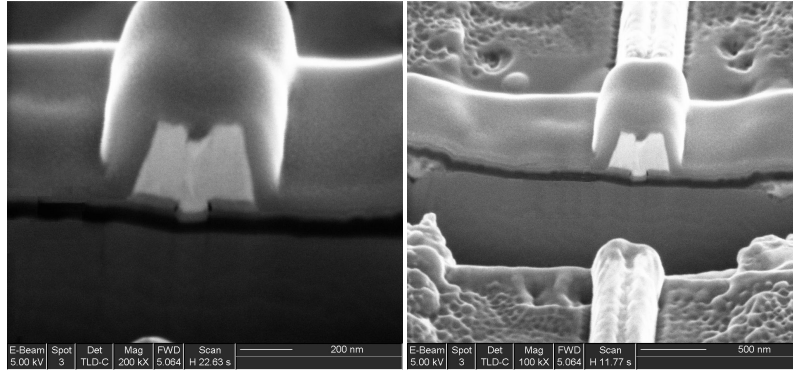


Figure II.54 : Vue en coupe de la technologie grille nitrure.

B. Grille nitrure à tête décollée

Les capacités parasites consécutives de la technologie grille nitrure, peuvent être minimisées par un nouveau procédé qui a été mis au point. Ce dernier consiste à insérer une couche sacrificielle sur la couche de passivation (dans notre cas : 40nm de Ge), laquelle est ensuite dissoute par voie chimique après métallisation des grilles (cf. Figure II.55). Cette couche sacrificielle est choisie de manière à pouvoir se graver avec le même plasma que celui de la couche de passivation (gravure anisotrope CHF_3/CF_4) lors de l'ouverture du pied de grille (figure II.56). Ainsi, après lift-off de la grille et retrait de la couche sacrificielle suite à une gravure par une solution d'eau oxygénée (H_2O_2 diluée), il se forme un gap d'air sous le chapeau de grille. Ceci permet de réduire la permittivité effective de la zone entre la grille et le SC, donc les capacités parasites.

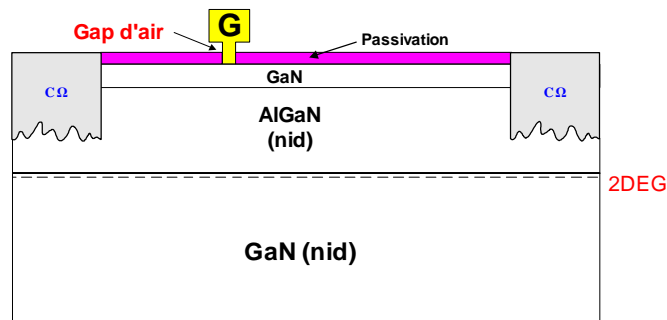


Figure II.55 : Vue schématique de la technologie grille nitrure décollée.

Cette technologie de grille à été réalisée sur la couche A784 sur substrat Silicium (001) HR ($\rho > 5k\Omega cm$). Les performances de cette épitaxie innovante sont présentées dans le chapitre 4. Toutes les étapes de réalisation de cette technologie sont données en Annexe C.

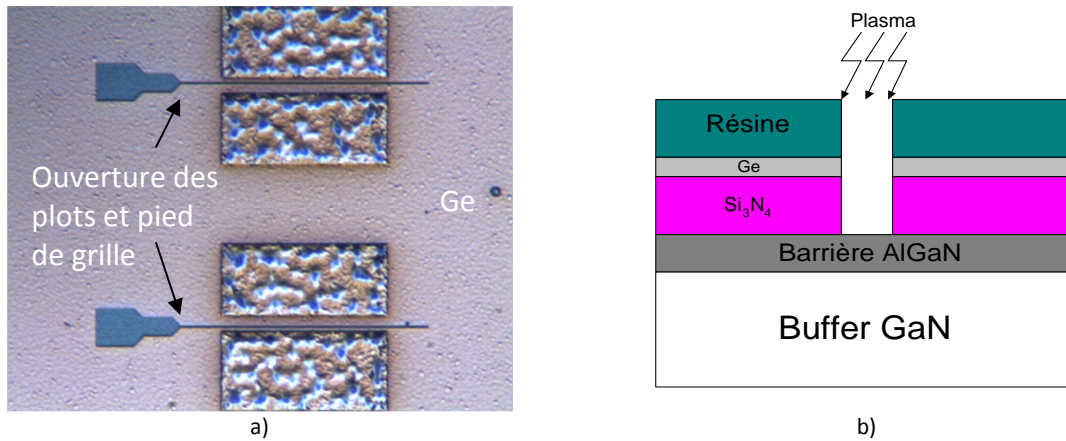


Figure II.56 : a) Vue au microscope optique de l'ouverture du Ge et du nitrure dans le pied de grille par plasma. b) Représentation schématique de la vue en coupe correspondant à la photo optique.

Une vue en coupe du transistor à grille Gamma réalisé est présentée figure II.57.

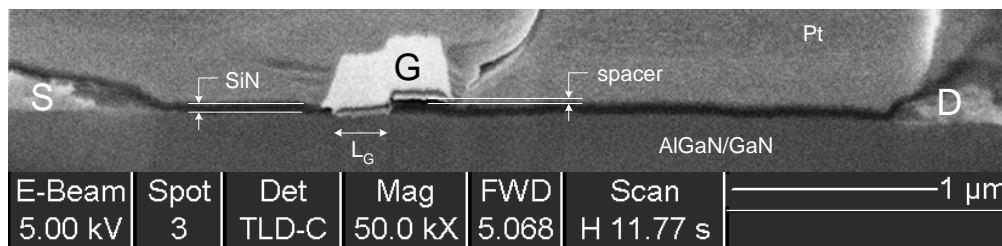


Figure II.57 : Coupe FIB d'un transistor à grille décollée, basé sur la technologie grille nitrure.

Une précaution particulière doit être prise lors de la dissolution du Ge par la solution de H_2O_2 , car cette dernière grave d'autres métaux comme le Mo utilisé notamment pour définir les marques d'alignement ou le pied de grille ainsi que le Pt. Il faut donc veiller d'une part à utiliser des métaux résistant à cette chimie et placer les marques sous le diélectrique de passivation en guise de protection.

15.3. Choix de la métallisation de la grille

Le choix de la métallisation du contact Schottky est une étape très critique car elle conditionne l'efficacité de la commande du transistor. Cette étape arrive en fin de procédé de réalisation et peut, dans le cas d'une métallisation inappropriée, rendre inopérable le transistor. Pour obtenir un fonctionnement correct des transistors en ondes millimétriques, le contact Schottky doit respecter plusieurs critères, notamment : courant de fuite en polarisation inverse le plus faible possible, tenue électrique à fort champ, bonne adhérence avec le SC, tenue en température, faible résistance métallique et présenter une hauteur de barrière la plus élevée possible avec le meilleur coefficient d'idéalité.

Plusieurs métallisations ont été testées telles que Au, Ni/Au, Mo/Au, Ni/Mo/Au, Pt/Ti/Pt/Au, Pt/Ti/Au, etc... par évaporation au canon à électrons et TiN/Au, TiW/Au, etc... par pulvérisation cathodique. Les résultats obtenus sont foncièrement différents en fonction de la technique de dépôt, des conditions de prétraitement de la surface du SC, des épaisseurs du schéma de métallisation et des conditions de recuit du contact Schottky et de la nature du matériau. A titre d'exemple, les profils de grille TiN réalisés ont été observés au FIB. Des grilles en Té et grilles nitrures de 100nm et 150nm, sont présentées figure II.58.

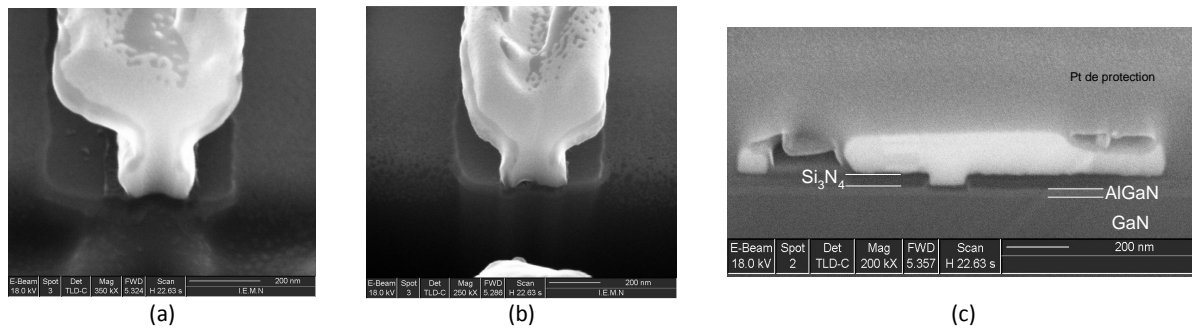


Figure II.58 : Observation au FIB : a) grille en Té ($L_g=100nm$), b) grille en Té ($L_g=150nm$) et c) grille nitrure ($L_g=100nm$) réalisée en pulvérisation cathodique en TiN/Au d'épaisseur 50/1500Å.

Les dépôts par pulvérisation magnétron sont isotropes et épousent la forme de la résine. Ceci favorise la formation de lichettes de grilles et implique une épaisseur limite de métallisation pour réaliser aisément le *lift-off*. Une grille de 40nm à double FP Gamma a été réalisée selon ce procédé (cf. figure II.59).

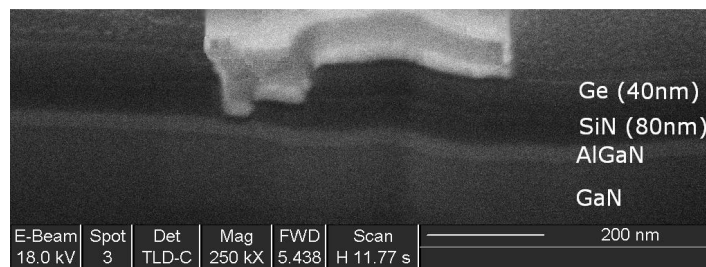


Figure II.59 : Vue en coupe d'une grille nitrure à double FP avant l'opération de retrait de la couche sacrificielle en Ge.

Partie 4 : Réalisation de FP-HEMT et FP-MISHEMT

16. Description de l'étude

L'objectif de cette étude consiste à concevoir une nouvelle configuration du transistor HEMT AlGaIn/GaN sur substrat de silicium bas coût. Basée sur la technique du "field plate" ou plateau de champ (FP-HEMT), ces composants sont destinés à fonctionner pour des applications dans la bande 2-12GHz (S,C,X). Cette innovation consiste à rallier 2 technologies, le transistor à grille isolé (MIS) et le transistor à haute mobilité (HEMT) afin de bénéficier des avantages de chacun de ces procédés. La réalisation d'un FP-HEMT consiste en une passivation du composant, constituée d'une couche de diélectrique SiO_2/Si_3N_4 [49] et recouverte en partie par une couche métallique.

Cette structure implique des avantages et des inconvénients :

- ① Passiver et donc "protéger" le composant [50],
- ② Redistribuer le champ électrique entre la grille et le drain en réduisant la valeur du pic de champ sous la grille tout en l'étalant côté drain [52].
- ③ Augmenter les tensions de claquages V_{br} (V_{br} de 99V sur HEMT et V_{br} de 596V sur FP-HEMT AlGaIn/GaN sur SiC [51]).
- ④ Minimiser les effets de pièges en surface, donc augmenter la densité de porteurs dans le canal [52].

Cette nouvelle structure devrait permettre de multiplier les performances en puissance avec un composant demeurant plus robuste, plus stable et qui présente des caractéristiques électriques plus reproductibles.

Les travaux de R. Therrien *et al.* [53] ont permis d'obtenir une densité de puissance de 10.2W/mm à 2.14GHz sur substrat Si(111) pour une tension de drain de 60V. Saito *et al.* [54] ont étudié l'influence de l'épaisseur de la couche de diélectrique de passivation sur les tensions de claquage.

Deux études sur les *fieldplates* ont été menées. Les masques se nomment « FIELDPLATE.GDS » et « TITEUFP.GDS ». La première étude consiste à utiliser des transistors de dimension unique afin de pouvoir interpréter l'effet de la modulation de l'étalement du champ électrique apporté par la seconde grille, située sur la couche de passivation. Le choix des caractéristiques des transistors s'est porté sur une longueur de grille (L_G) de 0.3 μm , une distance grille-source de (L_{GS}) de 1 μm et une distance grille-drain (L_{GD}) de 4 μm . Les dimensions des composants de ce masque sont données en annexe D.

La seconde étude consiste à utiliser un *fieldplate* unique sur des transistors ayant des dimensions différentes pour observer l'effet du *fieldplate* sur les dimensions des composants. Les dimensions des composants correspondant à cette seconde étude sont données dans le **tableau II.16**.

W (μm)	L_G (μm)	L_{GD} (μm)	L_{GS} (μm)	L_{FP} (μm)	
50	0.15	1.5	1	0.7	
	0.5				
150	0.3				2.5
	0.5				3.5
250	0.5				
	0.8				

Tableau II.16 : Dimensions des transistors du masque TITEUFP correspondant à la seconde étude.

La géométrie des composants et leurs dimensions associées, sont choisies pour réaliser des composants de puissance pour la montée en fréquence ($L_{GD} < 4\mu\text{m}$). La simulation et les calculs semi analytiques, définis dans le **chapitre 4**, ont permis de déterminer les dimensions critiques pour les longueurs de FP pour une unique topologie donnée.

16.1. Masques utilisés

Les deux masques réalisés pour ces études sont présentés **figure II.60** et **figure II.61**. Chaque masque est composé de 18 composants (6 de 2x50 μm , 6 de 2x150 μm et 6 de 2x250 μm) et d'un ensemble de motifs d'alignements optiques, de motifs pour les mesures à effet Hall, de motifs pour la mesure de la résistance de contact et de lignes de calibration.

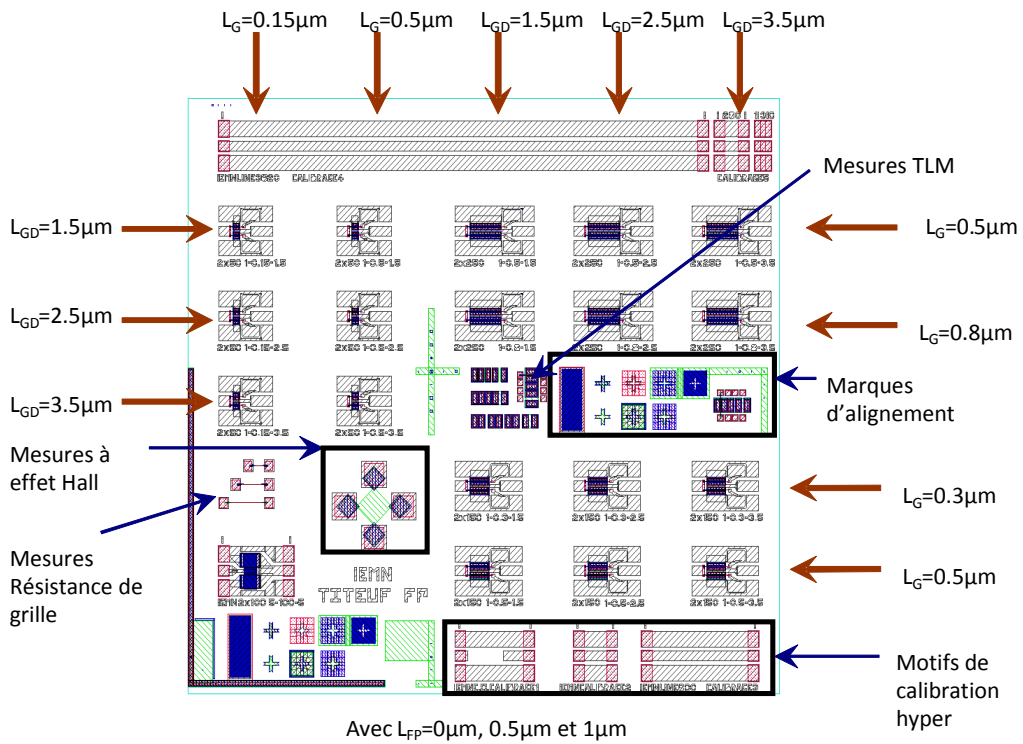


Figure II.60 : Masque TITEUFFP utilisé pour la réalisation des FP-HEMT.

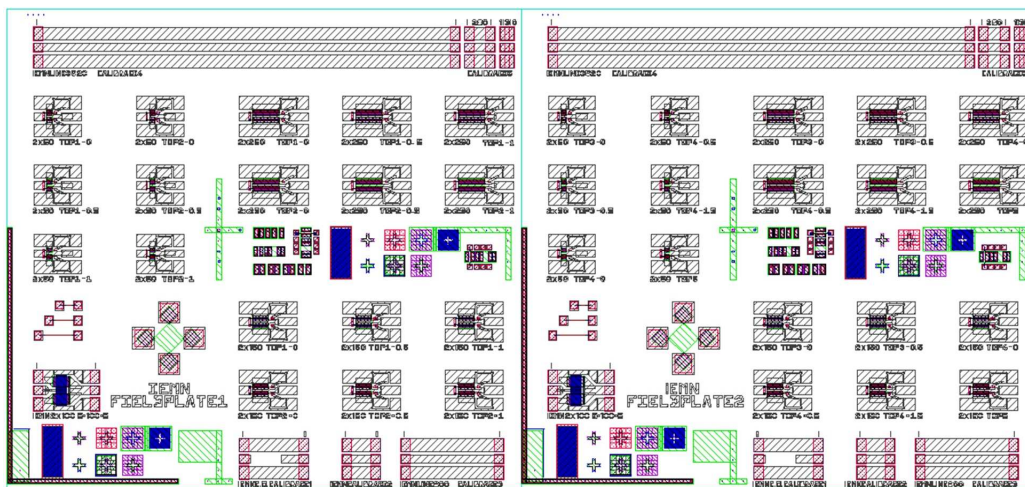


Figure II.61 : Masque FIELDPLATE utilisé pour la réalisation des FP-HEMT.

16.2. Description du procédé technologique des transistors avec Fieldplate

Le procédé de réalisation des FP-HEMTs utilisé est donné [tableau II.17](#). Une fois la réalisation des transistors HEMTs terminée, les composants sont passivés par un bicouche SiO₂/Si₃N₄ d'épaisseur soit de 100/50nm, soit 200/100nm.

NIVEAU	ETAPES	REMARQUES	MASQUE
1	Marques	Métallisation des marques Mo/Ni/Mo (200/400/700) Å	Electronique
2	Contacts ohmiques	Métallisation des contacts ohmiques : Ti/Al/Ni/Au (120/2000/400/1000) Å Température de recuit de type 'flash': 900°C pendant 30 s sous azote	Electronique
3	Isolation par implantation d'ions He+	(La première dose n'est pas utile si la surface est passivée) E = 20 keV Dose : 0.25×10^{14} at/cm ² . E = 30 keV Dose : 1×10^{14} at/cm ² . E = 80 keV Dose : 1.5×10^{14} at/cm ² . E = 190 keV Dose : 2.5×10^{14} at/cm ²	Optique
4	Grilles en Té	Métallisation des grilles en Té Mo/Au (400/3000) Å	Electronique
5	Passivation de surface	Passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄ d'épaisseurs différentes selon les échantillons (150nm ou 300nm)	-
6	Grille field plate	Métallisation des fieldplate Ni/Au (300/2300)Å	Electronique
7	Ouverture du nitrure	Gravure RIE CHF ₃ /CF ₄ 40/40sccm 125W 50mTorr	Optique
8	Plot d'épaissement	Métallisation des plots d'épaissement Ti/Au (1000/4000)Å	Optique

Tableau II.17 : Procédure de réalisation des FP-HEMT.

17. Transistors HEMT avec Fieldplate (FP-HEMT)

Une vue schématique et une vue en coupe prise au FIB, de chaque topologie de transistor FP-HEMT réalisée, sont présentées sur la figure II.62.

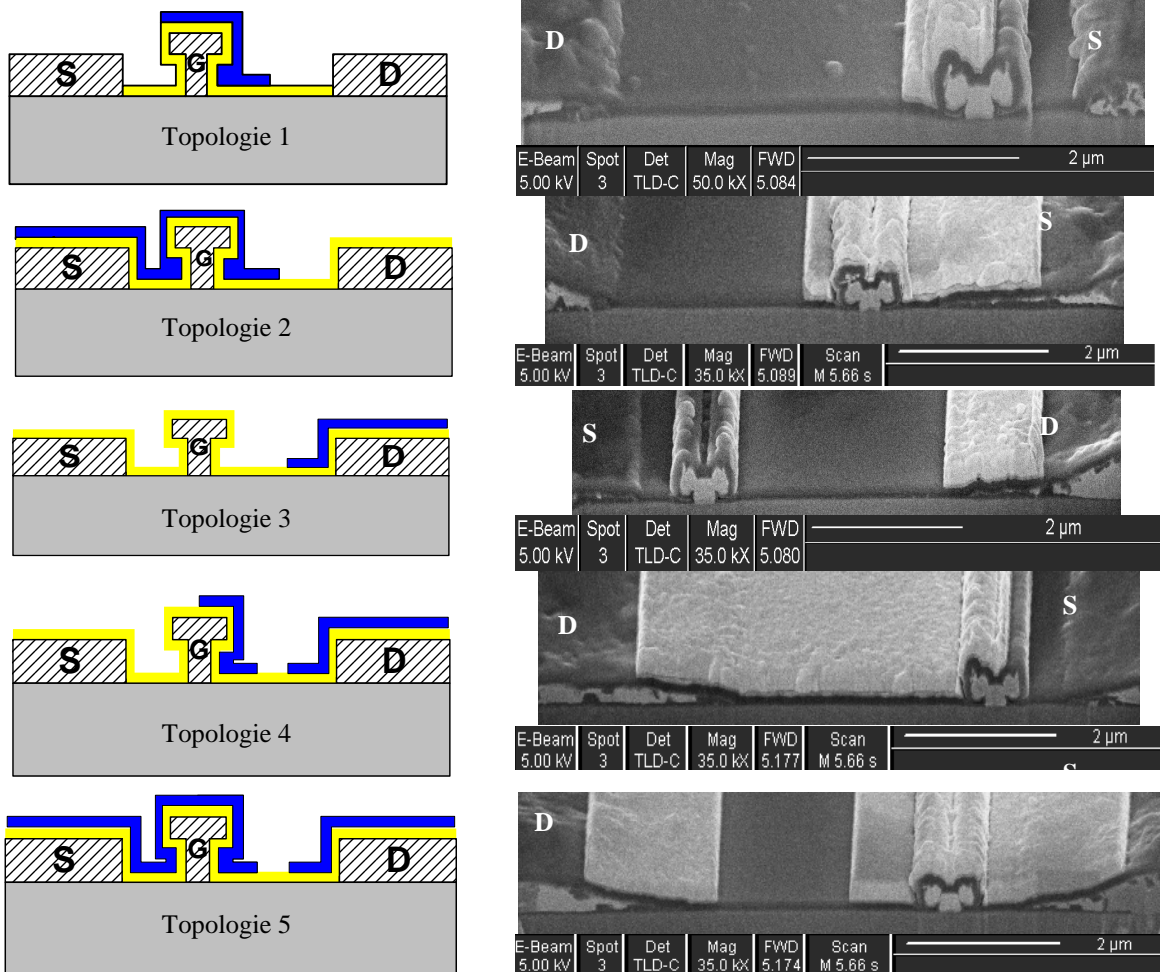


Figure II.62 : Photos FIB des transistors FP-HEMT réalisés avec les différentes topologies.

Le fieldplate correspondant à la topologie 1 consiste à recouvrir la grille en s'étalant coté drain. Trois étalements sont réalisés (0µm, 0.5µm et 1µm).

Le fieldplate correspondant à la topologie 2 consiste à recouvrir l'ensemble source-grille et à s'étaler coté drain pour trois valeurs identiques à précédemment.

La topologie 3 est constituée d'un fieldplate recouvrant uniquement le drain et s'étalant coté grille. Deux étalements sont réalisés : 0µm et 0.5µm.

La topologie 4 est une combinaison des topologies 1 et 3. Les valeurs de l'espace laissé entre les deux fieldplate sont de 0µm, 0.5µm et 1.5µm.

La topologie 5 est une combinaison des topologies 2 et 3. La valeur de l'étalement du fieldplate au dessus de la grille coté drain est de 1µm et celle au dessus du drain coté grille est de 0.5µm.

18. Transistors MISHEMT avec Fieldplate (FP-MISHEMT) avec ZrO₂ et Si₃N₄

Comme présenté précédemment, les matériaux disponibles pour la réalisation de transistors MISHEMTs sont ZrO₂, hBN et Si₃N₄. Cette technologie devrait permettre de réduire les courants de fuite de grille, une meilleure tenue en tension et en température et l'avantage de pouvoir travailler aussi bien en régime de déplétion, qu'en régime d'accumulation. Le choix de la métallisation de grille dans ce cas, n'est pas aussi critique que dans le cas du HEMT. En effet, il faut uniquement veiller à ce que le métal adhère sur la couche de diélectrique. La figure II.63 présente des images FIB d'un transistor Mo/ZrO₂/HEMT réalisé en lithographie électronique.

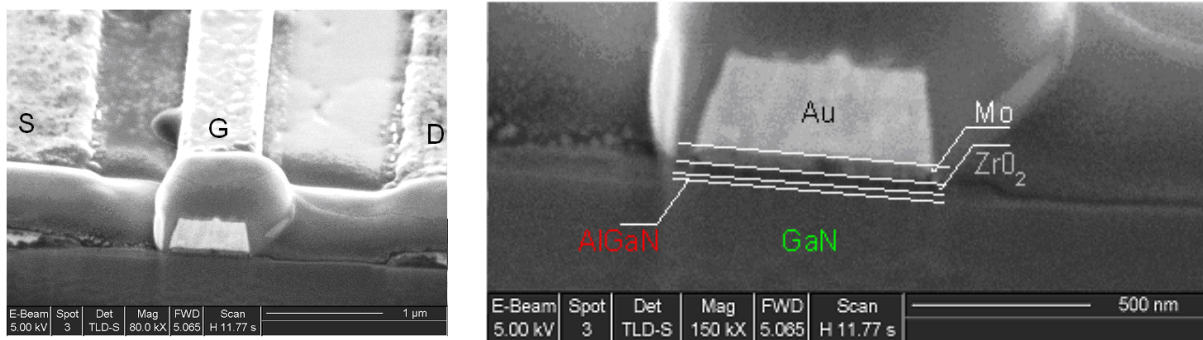


Figure II.63 : Vue en coupe du transistor MISHFET avec une couche de ZrO₂ de 30nm et une longueur de grille de 600nm.

Les composants MISHEMTs réalisés sont ensuite passivés par une couche de Si₃N₄ de 80nm en PECVD à 340°C. Le fieldplate est ensuite métallisé par évaporation Ni/Au (1000/4000Å) sans etching au préalable afin de ne pas graver le diélectrique. Une photo FIB du transistor FP-MISHEMT réalisé est présentée figure II.64.

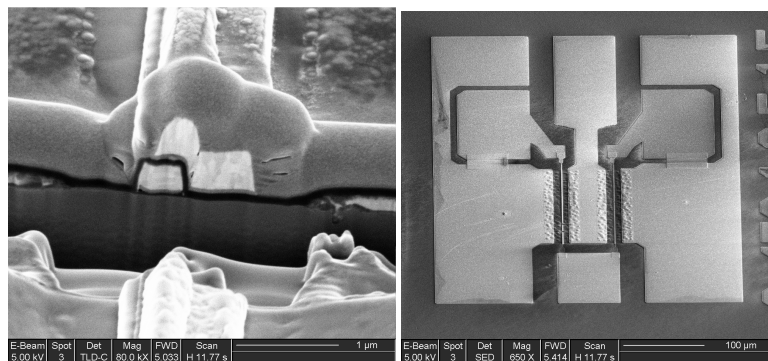


Figure II.64 : Coupe FIB d'un FP-MISHEMT avec diélectrique de grille Si₃N₄.

Conclusion

Dans ce chapitre est présenté l'ensemble des techniques utilisées pour réaliser les transistors de type HEMT ou MISHEMT AlGaIn/GaN. Le procédé technologique a été mis au point et optimisé afin de pouvoir améliorer les performances en fréquence et en puissance.

Différentes méthodes de gravure sèche et humide sur GaN ont été réalisées en vue d'obtenir un fossé de contact ohmique ou de grille et une faible vitesse de gravure associée à une faible rugosité (Photoélectrochimie, ICP, IBE, Digital Etching). Seul le digital etching a été concluant à ce stade du travail pour réaliser le fossé de grille.

Le contact ohmique a été réoptimisé en jouant sur différents paramètres que sont : la procédure de recuit (durée et température), l'épaisseur des métallisations formant le contact ohmique, la profondeur de gravure optimale de la barrière et l'épaisseur de Ta permettant une amélioration de la rugosité de surface. L'optimisation des contacts ohmiques en utilisant une gravure IBE a permis d'obtenir des résistances de contact de $0.3\Omega\cdot\text{mm}$ de façon uniforme avec une technologie efficace et rapide. Seul cette méthode a permis ce résultat sur les structures de couches actuelles.

Coté technologie de grille, deux optimisations ont été réalisées. Celles-ci ont consisté tout d'abord en l'étude des effets de proximité et des vitesses de révélation des résines afin de réaliser un simulateur de développement des résines électroniques qui tient compte de ces effets de proximité. Le but étant la réalisation de grille en Té sub-100nm par un tricouche, les premiers résultats ont permis d'obtenir une grille en Té parfaitement définie avec une longueur de pied de grille de 110nm.

La seconde est une amélioration de la technologie grille nitrure, en utilisant une couche sacrificielle de type Ge permettant l'obtention d'un gap d'air sous le chapeau de grille et réduire ainsi, les capacités parasites introduites par la présence du nitrure de passivation.

Les premiers transistors MISHEMTs AlGaIn/GaN, à partir de diélectrique à forte permittivité ou non (hBN, ZrO_2 et Si_3N_4), ont été réalisés. Les résultats électriques de ces composants sont présentés dans le chapitre 4 et permettront d'en déduire les potentialités de ces matériaux.

Enfin, toute une gamme de transistor HEMT avec *fieldplate* (FP-HEMT) constituée de différentes topologies a été développée dans le but d'obtenir de plus grandes densités de puissance hyperfréquence de sortie dans la gamme 2-12GHz. Les mesures de toutes ces topologies de fieldplate, présentée au chapitre 4, permettront d'appréhender son action et de définir la meilleure topologie à utiliser pour une gamme de fréquence donnée.

Références bibliographiques

- [1] S.C. Binari, H.B. Dietrich, G. Kelner, L.B. Rowland, K. Doverspike, D.K. Wickenden, "H, He and N implant isolation of n-type GaN", J. Appl. Phys., **78** 5 (1995) 3008-3011.
- [2] S.J. Pearton, C.B. Vertuli, J.C. Zolper, C. Yuan, R.A. Stall, "Ion implantation doping and isolation of GaN", Appl. Phys. Lett., **67** 10 (1995) 1435-1437.
- [3] Y. Guhel, "Réalisation de transistors à effet de champ à base de GaN pour l'amplification de puissance en gamme d'ondes millimétriques et à haute température", thèse de doctorat, Lille, 2002.
- [4] E. Morvan, communication interne, IEMN.
- [5] A. Minko, "Technologie des composants de type HEMTs AlGaIn/GaN sur substrat de silicium pour des applications en amplification de puissance et faible bruit", thèse de doctorat, Lille, 2004.
- [6] D.A. Stocker, E.F. Schubert, J.M. Redwing, "Crystallographic wet chemical etching of GaN", Appl. Phys. Lett., **73** 18 (1998) 2654-2656.
- [7] C.B. Vertuli, S.J. Pearton, J.W. Lee, C.R. Abernathy, J.D. MacKenzie, J.C. Zolper, R.J. Shul, F. Ren, "Wet chemical etching of AlN and InAlN in KOH solutions", J. Electrochem. Soc., **143** 11 (1996) 3681.
- [8] S. Piotrowicz, "Intégration monolithique de HEMT's sur substrat InP en vue de l'amplification de puissance en bande V", thèse de doctorat, Lille, 1999.
- [9] M. Asif Khan, X. Hu, A. Tarakji, G. Simin, J. Yang, R. Gaska, M.S. Shur, "AlGaIn/GaN metal-oxide-semiconductor heterostructure field effect transistors on SiC substrates", Appl. Phys. Lett., **77** 9 (2000) 1339-1341.
- [10] T. Hashizume, S. Anantatharasam, E. Sano and H. Hasegawa, Technical Digest AWAD, 154, 2004
- [11] B. Luo, J.W. Johnson, J. Kim, R. M. Mehandru, F. Ren, B.P. Gila, A. H. Onstine, C.R. Abernathy, S. J. Pearton, A. G. Baca, R.D. Briggs, R.J. Shul, C. Monier and J. Han, "Influence of MgO and Sc₂O₃ passivation on AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors", Appl. Phys. Lett. **80** 9 (2002) 1661-1663.
- [12] R. Mehandru, B. Luo, J. Kim, F. Ren, B. P. Gila, A. H. Onstine, C. R. Abernathy, S. J. Pearton, D. Gotthold, R. Birkhahn, B. Peres, R. Fitch, J. Gillespie, T. Jenkins, J. Sewell, D. Via and A. Crespo, "AlGaIn/GaN metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistors using Sc₂O₃ as the gate oxide and surface passivation", Appl. Phys. Lett. **82** 15 (2003) 2530-2532.
- [13] E. H. Dogheche, communication interne, IEMN.
- [14] A. Soltani, P. Thevenin, A. Bath, Mater. Sci. Eng. B **82** (2001) 170.
- [15] D.H. Berns, M.A. Cappelli, J. Mater. Res. **12** (1997), 2014.
- [16] I. Adesida, A. Mahajan, E. Andideh, M. Asif Khan, D.T. Olsen, J.N. Kuznia, "Reactive ion etching of gallium nitride in silicon tetrachloride plasmas", Appl. Phys. Lett., **63** 20 (1993) 2777-2779.

-
- [17] M.E. Lin, Z.F. Fan, Z. Ma, L.H. Allen, H. Morkoc, "Reactive ion etching of GaN using BCl_3 ", Appl. Phys. Lett., **64** 7 (1994) 887-888.
- [18] A.T. Ping, I. Adesida, M. Asif Khan, J.N. Kuznia, Electron. Lett., **30** (1994) 1895.
- [19] H. Lee, D.B. Oberman, J.S. Harris, "Reactive ion etching of GaN using CHF_3/Ar and C_2ClF_5/Ar plasmas", Appl. Phys. Lett., **67** 12 (1995) 1754-1756.
- [20] K.V. Vassilevski, M.G. Rastegaeva, A.I. Babanin, I.P. Nikitina, V.A. Dmitriev, "Fabrication of GaN mesa structures", MRS, Internet Journal of Nitride Semiconductor Research, **1** 38 (1996).
- [21] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, F. Ren, J.R. Lothian, P.W. Wisk, A. Katz, C. Constantine, Semicond. Sci. Technol., **8** (1993) 310.
- [22] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, F. Ren, Appl. Phys. Lett., **64** (1994) 2294.
- [23] G.F. McLane, L. Casas, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, Appl. Phys. Lett., **66** (1995) 3328.
- [24] R.J. Shul, G.B. McClellan, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, C. Constantine, C. Baratt, Electron. Lett., **32** (1996) 1408.
- [25] R.J. Shul, G.B. McClellan, S.A. Casalnuovo, D.J. Rieger, S.J. Pearton, C. Constantine, C. Baratt, R.F. Karlicek, C. Tran, M. Schurman, Appl. Phys. Lett., **69** (1996) 1119.
- [26] A.T. Ping, I. Adesida, M. Asif Khan, Appl. Phys. Lett., **67** (1995) 1250.
- [27] H.P. Gillis, D.A. Choutov, K.P. Martin, L. Song, Appl. Phys. Lett., **68** (1996) 2255.
- [28] H.P. Gillis, D.A. Choutov, K.P. Martin, S.J. Pearton, C.R. Abernathy, J. Electrochem. Soc., **143** (1996) 251.
- [29] J. Skriniarova, P. Bochem, A. Fox, P. Kordos, "Photoenhanced wet etching of gallium nitride in KOH-based solutions", J. Vac. Sci. Technol. B **22** 4 (2004) 1750-1754.
- [30] B. Yang, P. Fay, "Etch rate and surface morphology control in photoelectrochemical etching of GaN", J. Vac. Sci. Technol. B **19** 5 (2001) 1721-1727.
- [31] D. Buttari, S. Heikman, S. Keller, U. K. Mishra, "Digital Etching for Highly Reproducible Low Damage Gate Recessing on AlGaIn/GaN HEMTs", IEEE (2002).
- [32] A.N. Ernst, M.H. Somerville and J.A. Del Alamo, "Dynamics of the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMT's", IEEE Electron Device Letters, **18** 12 (1997) 613-615.
- [33] L. Stevens, R. Jonckheere, E. Froyen, S. Decoutere, and D. Lanneer, "Determination of the proximity parameters in electron beam lithography using DOUGHNUT-structures", Microel. Eng., **5** 1-4 (1986) 141-150.
- [34] F. Robin, A. Orzati, E. Moreno, O.J. Homan, and W. Bächtold, "Simulation and evolutionary optimization of electron-beam lithography with genetic and simplex-downhill algorithms", IEEE Transactions on evolutionary computation **7** (2003) 69-82.

- [35] F. Robin and E. Moreno, "Analysis of fitness functions for electron-beam Lithography Simulation and Evolutionary Optimization", IEEE Transactions on evolutionary computation **8** 5 (2004) 506-511.
- [36] H. Hoshino, K. Ogino, M. Osawa, Y. Machida and H. Arimoto, "3D Proximity Effect Correction for Multilayer Structures in EB Lithography", Fujitsu lab, CPL Workshop September 2005.
- [37] W. Kruppa and J.B. Boos, "Examination of the kink effect in InAlAs/InGaAs/InP HEMT's using Sinusoidal and Transient Excitation", IEEE Transactions on Electron Devices, **42** 10 (1995) 1717-1723.
- [38] S.R. Bahl and J.A. Del Alamo, "physics of breakdown in InAlAs/n+- InGaAs heterostructure field-effect transistors", Proceedings of the 5th international conference on Indium Phosphide and related materials, Paris (France), 19-22 (1993) 243-246.
- [39] S. Babin, A.B. Kahng, I.I. Mandoiu, S. Muddu, "Resist heating dependence on subfield scheduling in 50kV electron beam maskmaking".
- [40] W. Patrick and P. Vettiger, "Optimization of the proximity parameters for the electron beam exposure of nanometer gate-length metal-semiconductor field effect transistors", J.Vac.Sci.Technol.B **6** 6 (1988) 2037-2041.
- [41] C.T. Pan and M.F. Chen, "An efficient method to improve the proximity effect for electron beam optical disc mastering", Nanotechnology **16** (2005) 410-416.
- [42] A. Tarhini, communication interne, IEMN.
- [43] N. Shigekawa, T. Enoki, T. Furuta, H. Hito, "Electroluminescence of InAlAs/InGaAs HEMT's Lattice-Matched to InP Substrates", IEEE Electron Device Letters, **16** 11 (1995) 515-517.
- [44] M.-S. Son, J.-K. Rhee, "Simulation of sub-0.1 μm T-gate trilayer process in HEMTs for millimeter wave frequencies using 50-KeV and 100-KeV Electron Beam Lithography System", MINT centre, Dongguk University.
- [45] F. Robin, A. Orzati, E. Moreno, O.J. Homan, W. Bächtold, "Simulation and evolutionary optimization of electron-beam lithography with genetic and simplex-downhill algorithms", IEEE Transactions on evolutionary computation **7** (2003) 69-82.
- [46] F. Robin and E. Moreno, "Analysis of fitness functions for electron-beam Lithography Simulation and Evolutionary Optimization", IEEE Transactions on evolutionary computation **8** 5 (2004) 506-511.
- [47] R. Wueest, P. Strasser, M. Jungo, F. Robin, D. Erni, H. Jäckel, "An efficient proximity-effect correction method for electron-beam patterning of photonic-crystal devices", Microelectronic Engineering 67-68 (2003) 182-188.
- [48] A. Endoh, Y. Yamashita, K. Ikeda, M. Higashiwaki, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamisu, T. Mimura, "Fabrication of sub-50nm-gate i-AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire", phys. stat. sol. (c) **0** 7 (2003) 2368-2371.
- [49] Khan et al., "Metal oxide semiconductor heterostructure field effect transistor", United States patent, US 6.690.042 B2, **10** (2004).

[50] Y.-F. Wu et al., "30 W/mm GaN HEMTs by Field Plate Optimization", IEEE Electron Device Letters **25** 3 (2004).

[51] Y. Takada et al., "High voltage GaN-based power HEMTs with field plate technique: Breakdown voltage and switching characteristics", Phys. stat. sol. (c) **0** 7 (2003) 2347-2350.

[52] Y. Wu et al., "Group II nitride based FETs and HEMTs with reduced trapping and method for producing the same", United States patent, US 6.586.781 B2, (2003).

[53] R. Therrien, S. Singhal, J. W. Johnson, W. Nagy, R. Borges, A. Chaudhari, A. W. Hanson, A. Edwards, J. Marquart, P. Rajagopal, C. Park, I. C. Kizilyalli, K. J. Linthicum, "A 36mm GaN GaN-on-Si HFET Producing 368W at 60V with 70% Drain Efficiency", IEEE (2005).

[54] W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, T. Ogura, "Design Optimization of High Breakdown Voltage AlGaIn-GaN Power HEMT on an Insulating Substrate for $R_{on}A-V_B$ Tradeoff Characteristics", IEEE Transaction on Electron Devices, **52** 1 (2005) 106-111.

Chapitre 3

*FORMATION ET ANALYSE DES CONTACTS
OHMIQUES ET SCHOTTKY SUR
SEMICONDUCTEURS A BASE DE GAN
ET INTRODUCTION AUX FP-HEMT
ALGAN/GAN*

3

FORMATION ET ANALYSE DES CONTACTS OHMIQUES ET SCHOTTKY SUR SEMICONDUCTEURS A BASE DE GAN ET INTRODUCTION AUX FP-HEMT ALGAN/GAN

1. Introduction

Ce chapitre est consacré à l'analyse des contacts électriques nécessaires au fonctionnement du transistor (contacts ohmique et Schottky) ainsi qu'à la description de la physique liée à la structure *Fieldplate*.

Les contacts ohmiques constituent la liaison électrique entre le circuit passif et la zone active du composant. Toute structure SC est inévitablement reliée à des lignes métalliques pour transporter ou commander le courant électrique. Il est indispensable que les contacts entre ces lignes de transport et le SC puissent laisser passer le courant dans les deux sens en présentant des résistances de contacts les plus faibles possibles.

Les performances des composants à réaliser sont conditionnées par la réussite technologique des contacts ohmiques et Schottky (efficacité de la commande pour la grille et fluidité du courant pour le contact ohmique). Cependant, les caractéristiques de ces contacts sont toujours altérées par des défauts à l'interface MS ou MIS. C'est pourquoi, il est nécessaire dans un premier temps, de comprendre leur formation et de quantifier ces défauts, en relation avec le procédé technologique utilisé (rétro-engineering).

En premier lieu, nous allons décrire deux techniques permettant la réalisation des contacts ohmiques à faible résistance de contact : l'implantation ionique suivie d'un recuit d'activation et le recuit post-métallisation seul. Les différences observées sur les caractéristiques obtenues par ces deux procédés sont analysées et commentées.

La seconde partie est consacrée à l'étude du contact Schottky et à la détermination de la hauteur de barrière dans le cas des transistors à base de nitrure de gallium à haute mobilité. Nous verrons l'influence de différents paramètres tels que le taux d'aluminium présent dans la couche barrière, la polarité de l'hétérostructure, la contrainte de la couche et la présence d'une couche de cap sur la hauteur de barrière Schottky. Différents effets viennent aussi affecter le comportement électrique du contact Schottky. L'épaisseur de la métallisation du contact, l'épaisseur de la passivation, le recuit et

le prétraitement des grilles, réalisées par évaporation au canon à électrons, sont autant de facteurs qui modifient le comportement électrique du contact Schottky. Enfin, quelques prétraitements de surface ainsi que l'effet d'un recuit de grille post-dépôt réalisée par pulvérisation magnétron, sont présentés et montrent une amélioration considérable du comportement électrique du contact Schottky.

La troisième et dernière partie présente les simulations réalisées sur les structures composées d'un *Fieldplate* afin de comprendre son influence sur les paramètres du transistor (g_m , I_{DSS} , f_T).

Partie 1 : Contact ohmique

2. Analyse de la formation d'un contact ohmique sur AlGaN

Les performances d'un HEMT sont fortement affectées par les résistances parasites d'accès pour lesquelles la résistance de contact R_C joue un rôle non négligeable d'autant plus que la fréquence de travail est élevée. La diminution de ce paramètre favorise une amélioration globale des performances en puissance hyperfréquence, en rendement et en bruit RF du transistor. La description des processus physiques de base liés au contact ohmique est décrite en [Annexe C](#).

Plusieurs conditions permettent d'obtenir une faible résistance de contact sur des SC à LBI : La première consiste à doper fortement le matériau sous le métal. Les électrons peuvent ainsi traverser avec facilité une fine zone de charge d'espace par effet tunnel. Dans ce but, les méthodes généralement employées dans les transistors à effet de champ sont :

- L'utilisation d'une couche barrière AlGaN fortement dopée au cours de la croissance du matériau.
- L'implantation ionique avant métallisation, suivie de l'activation thermique des dopants à haute température. Dans le cas des nitrures à LBI, les atomes de Silicium sont le dopant N le plus adéquat et son activation partielle se réalise à haute température (1200-1300°C).

D'autres procédés technologiques ont été optimisés pour obtenir de bons contacts ohmiques sur SC dopé ou non-dopé. Après un choix expérimental judicieux du schéma de métallisation et du prétraitement de la surface, la clé de la réussite de la formation d'un contact de faible résistance électrique réside dans :

- la procédure de recuit du contact ohmique.
- la réalisation d'un fossé de contact ohmique qui permet de se rapprocher du canal d'électrons (gaz 2D) et ainsi faciliter la formation du contact après recuit.

Ces deux procédures ont été développées dans le [chapitre 2](#).

2.1 Formation du contact ohmique

Le choix de la métallisation joue un rôle très important dans la valeur de la résistivité spécifique de contact. Pour obtenir un bon contact ohmique, le métal doit avoir un travail de sortie plus petit que celui du SC. Quelques métaux présentent un faible travail de sortie mais ne sont pas utilisés comme le Lithium (Li) avec 2.9eV (réaction violente dans l'air) ou le Néodyme (Nd) avec 3.2eV (élément trop cher). En conséquence, la plupart des contacts ohmiques testés et publiés sur les nitrures de Gallium sont principalement réalisés à base de Titane (4.33eV) et d'Aluminium (4.28eV) (Ti/Al) comme l'indique le [Tableau III.1](#). Celui-ci regroupe à titre d'exemple, les principales caractéristiques obtenues sur AlGaN/GaN ou n^+ -GaN.

Métallisation	Epaisseur (Å)	Recuit	R_C (Ω .mm)	ρ_c (Ω .cm ²)	Cap Layer	Réf.
Ti/Al	1500/200	950°C, 600s	0.25	5.6×10^{-6}	n^+ -AlGaN	[1]

Ti/Al/Ni/Au	150/2200/400/500	900°C,30s	-	8.9×10^{-8}	n ⁺ -GaN	[2]
Ti/Al/Pt/Au	200/800/400/1500	900°C,35s	0.039	5.4×10^{-8}	Al _{0.15} Ga _{0.85} N	[3]
Ti/Al/Mo/Au	120/2000/400/1000	900°C,35s	0.17	7.7×10^{-7}	n ⁺ -AlGaIn	IEMN

Tableau III.1 : Exemple de quelques caractéristiques de contacts ohmiques prises de la littérature sur substrat Saphir.

La métallisation qui donne statistiquement les meilleurs contacts ohmiques sur n-GaN ($N_D=10^{17} \text{cm}^{-3}$) est Ti/Al/Ni/Au (15/220/40/50)nm recuite à 900°C pendant 30s sous azote. Elle présente une résistance spécifique de contact de $8.9 \times 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$ [2]. Cependant, les schémas de métallisation Ti/Al/Ti/Au, Ti/Al/Mo/Au et Ti/Al/Pt/Au sont souvent présentés [3], [4], [5] et ont également permis d'obtenir dans certains cas de très bons résultats.

Le Titane (Ti) est le premier métal déposé sur (Al)GaIn. Il présente un faible potentiel d'ionisation qui permet d'avoir une jonction M/SC ayant une des hauteurs de barrière Schottky les plus petites avec un travail de sortie du métal de 4.25eV.

L'Aluminium est essentiel dans la formation du contact ohmique et son rôle est relativement complexe en fonction du taux d'Aluminium m dans la couche barrière Al_mGa_{1-m}N et du bilan thermique apporté après le recuit post-métallisation.

Une couche d'or est nécessaire pour finir la métallisation afin de pouvoir assurer une bonne conductivité électrique lors du dépôt des plots d'épaissement également en or et permet de prévenir le bicouche Ti/Al d'une oxydation certaine. Une barrière métallique est intercalée avant la couche d'or afin de limiter autant que possible, la diffusion de l'or et de l'alliage Al-Ti et éviter ainsi la formation d'un alliage friable après recuit. Cette barrière peut être réalisée avec différentes métallisations comme par exemple Ni, Pt, Mo, Ti, Ta, V, W.... Cependant, la plupart des technologues favorisent le métal le plus réfractaire comme le Tungstène ($T_{\text{fusion}} \approx 3410^\circ\text{C}$), le Molybdène ($T_{\text{fusion}} \approx 2625^\circ\text{C}$) ou le Nickel ($T_{\text{fusion}} \approx 1455^\circ\text{C}$) pour la stabilité thermique des composants lors de leur fonctionnement.

Après le dépôt du multicouche métallique par évaporation au canon à électrons sous ultravide, les contacts ohmiques sont recuits à haute température ($\geq 700^\circ\text{C}$) au dessus du point de fusion de l'aluminium (660°C à la pression atmosphérique sous N₂). Généralement, la température de recuit est autour de 900°C et le recuit est souvent réalisé sous N₂ ou sous vide par recuit flash (RTA). La procédure de recuit de ce contact conditionne aussi les caractéristiques de ce dernier. Elle comporte trois parties :

- une montée en température très rapide (5 à 10s) durant laquelle se forme le contact ohmique. La matrice métallique se dilate, les espèces acquièrent une énergie thermique et peuvent se mouvoir.
- une phase de stabilisation en température (20-30s) pendant laquelle se forme les agrégats.
- une période de refroidissement jusqu'à la température ambiante où la structure métallique se compacte et se stabilise.

Dans le cas où il y a une implantation ionique préalable, le recuit du contact ohmique nécessite alors une température beaucoup plus basse (entre 400 et 550°C). Cette dernière technique présente l'avantage d'obtenir des contacts ohmiques non rugueux contrairement au recuit à haute température. Cependant, il faut noter que l'implantation ionique engendre divers défauts dans la barrière AlGaIn, sous les contacts ohmiques et dans la zone active du transistor proche de la grille.

Le matériau (Al,Ga)N peut être synthétisé à deux températures différentes selon la technique de croissance (MOCVD à 1050°C et MBE à 800°C). Cette différence de procédé se traduit par une tenue en température du SC élaboré, meilleure en MOCVD qu'en MBE, ce qui a pour conséquence un comportement différent du matériau après le recuit de contact ohmique à haute température.

La formation du contact ohmique sur GaN type n est aujourd'hui bien comprise et un schéma de métallisation standard existe depuis plus d'une décennie. Elle constitue la base de l'étude des contacts ohmiques sur les hétérostructures AlGaN/GaN.

Le mécanisme de base responsable de la formation du contact ohmique est l'extraction de l'azote N du GaN par le titane Ti à l'aide d'un recuit thermique. Ce processus engendre alors une forte densité de vacances en azote N, lesquelles constituent des états donneurs à proximité de l'interface MS de façon à bloquer le niveau de Fermi et donc créer une jonction MS de type tunnel. A l'interface, il se forme une couche de TiN très stable thermiquement et de faible résistance de contact sur GaN. L'usage d'un séquentiel Ti/Al au lieu du Ti seul est cependant davantage adopté et suscite de nombreuses questions. La nécessité d'une couche Al sur celle de Ti est principalement attestée par le fait qu'il existe une épaisseur de Ti/Al optimale, à la fois sur GaN et sur AlGaN/GaN. Aussi, la plupart des publications rapportent que l'effet tunnel reste le mécanisme de conduction dominant pour ces contacts ohmiques.

L'explication de cette nécessité n'est cependant pas encore bien définie et des éléments de réponse sont donnés ci-après. La formation d'un contact ohmique sur AlGaN/GaN repose sur le même principe que celui adopté pour GaN et demande une ré-optimisation permanente des épaisseurs du schéma de métallisation, des paramètres de recuit en fonction de l'épaisseur de la couche AlGaN et de son taux d'aluminium. En effet, comme montré dans le [chapitre 2](#), les températures de recuits optimales sur nitrures à base de GaN varient dans la majorité des cas, entre 700°C et 950°C selon ces caractéristiques matériau.

L'étude suivante a portée sur l'analyse de la formation du contact Ti/GaN recuit à basse (750°C) et haute température (900°C) RTA pendant 30s sous N₂.

Cas du contact Ti(200nm) sur GaN (L398) recuit à basse température :

La [figure III.1](#) montre qu'il se forme après recuit des trous (*void*) à l'interface entre la couche de titane et celle de GaN. Les zones qui paraissent noires au MEB ([figure a](#)) correspondent aux zones blanches en TEM ([figure III.1b](#) et [III.1.c](#)). Nous montrons [figure III.5b](#) qu'il s'agit de zone vide de matière (trous) d'environ 25nm de profondeur maximum.

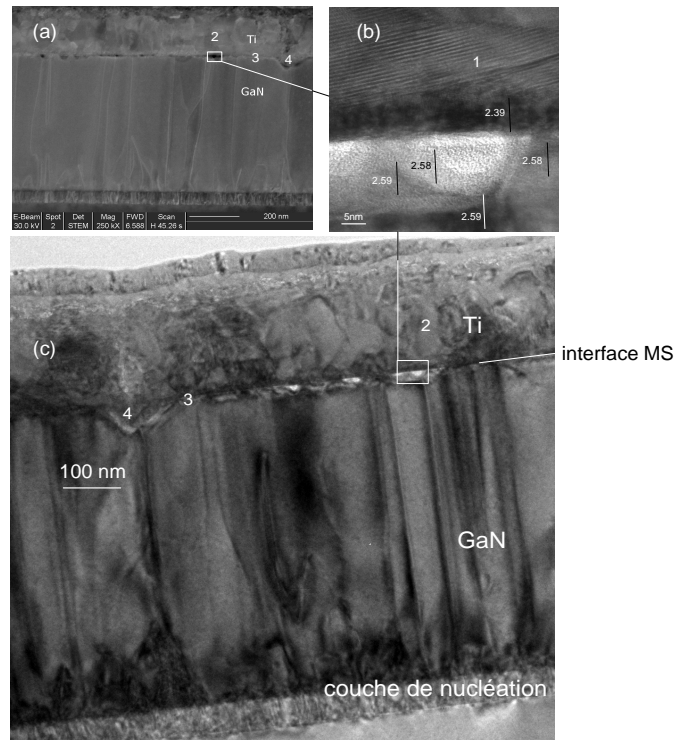


Figure III.1 : Images TEM et HRTEM d'un contact Ti/GaN recuit à 750°C.

A l'interface entre ces trous et la surface de GaN, plusieurs paramètres de maille de différents matériaux peuvent être distingués : 2.39-2.40Å correspond TiN orienté (111) (zone noire figure III.1b). 2.59-2.6Å correspond au GaN orienté (0002) et 2.58Å correspond au GaN avec une diminution de sa distance inter-réticulaire.

La figure III.2 montre une photo TEM prise à l'aplomb au dessus de ces trous (zone 1 de la figure III.1a) de l'agrégat métallique formé.

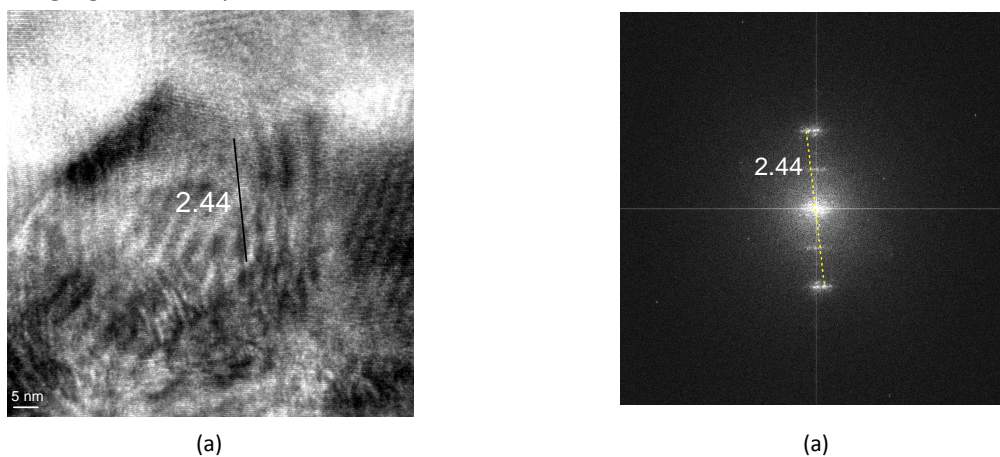


Figure III.2 : Image HRTEM (a) et mesure FFT associée (b) d'un contact Ti/GaN recuit à 750°C à l'interface au dessus des trous (zone 1).

Le paramètre de maille est de 2.44Å correspond au TiN cubique orienté (111). La FFT dans l'espace réciproque relative à cette zone, montre que le TiN formé est parfaitement cristallisé.

La figure III.3 montre une photo TEM prise à l'aplomb au dessus de la zone 1 (zone 2 de la figure III.1) de l'agrégat métallique de Ti formé.

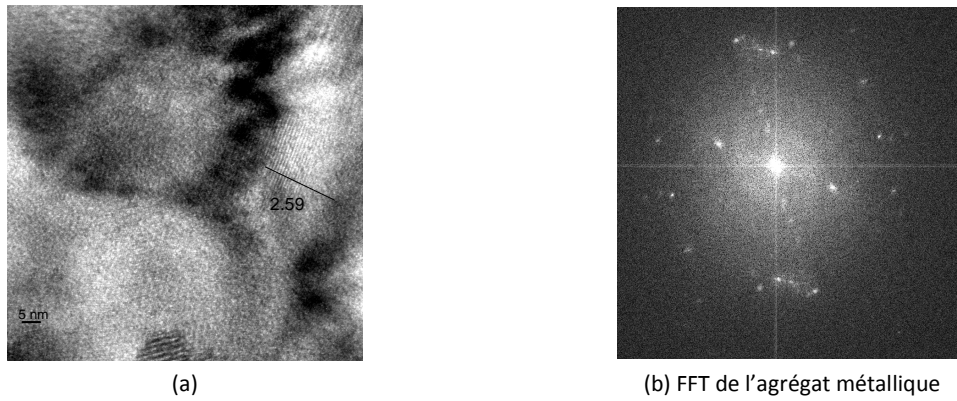


Figure III.3 : Image HRTEM (a) et mesure FFT associée (b) d'un contact Ti/GaN recuit à 750°C à l'interface au dessus des trous (zone 2).

Le paramètre de maille est de 2.59Å correspond au Ti hexagonal orienté (111). La FFT dans l'espace réciproque relative à cette zone, montre que le titane est polycristallin et exhibe des grains désorientés.

La figure III.4a montre l'interface abrupte sur GaN sans formation de trous et correspond à la zone 3 de la figure III.1. Le paramètre de maille obtenu est de 2.44-2.5Å et correspond au TiN cubique orienté (111). L'interface ne montre aucunement de zone amorphe, l'état cristallin à l'interface TiN/GaN correspond à une épitaxie parfaite.

La figure III.4b montre la zone 4 avec plus de détails. En effet, il est facile d'observer la formation d'un V-shaped et la dislocation traversante qui lui est liée. Cependant, on constate surtout que la métallisation après recuit à basse température ne diffuse pas obligatoirement en direction des dislocations traversantes.

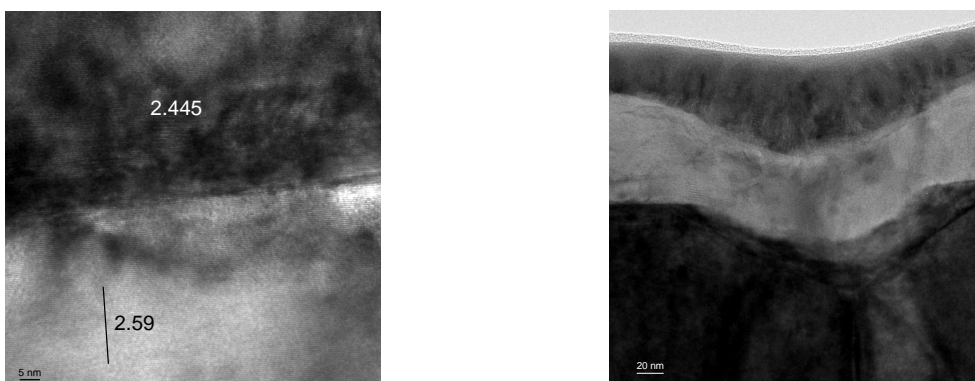


Figure III.4 : Images HRTEM d'un contact Ti/GaN recuit à 750°C à l'interface sans trous, (b) Photo TEM d'un V-shaped (zone 4).

La figure III.5a montre une autre zone correspondant à l'interface entre le métal et GaN après recuit basse température. La figure III.5b correspond au profil des espèces contenues dans les 4 zones analysées obtenu par EDS : zone 1 : GaN ; zone 2 : vide de matière ; zone 3 : TiN et zone 4 : Ti.

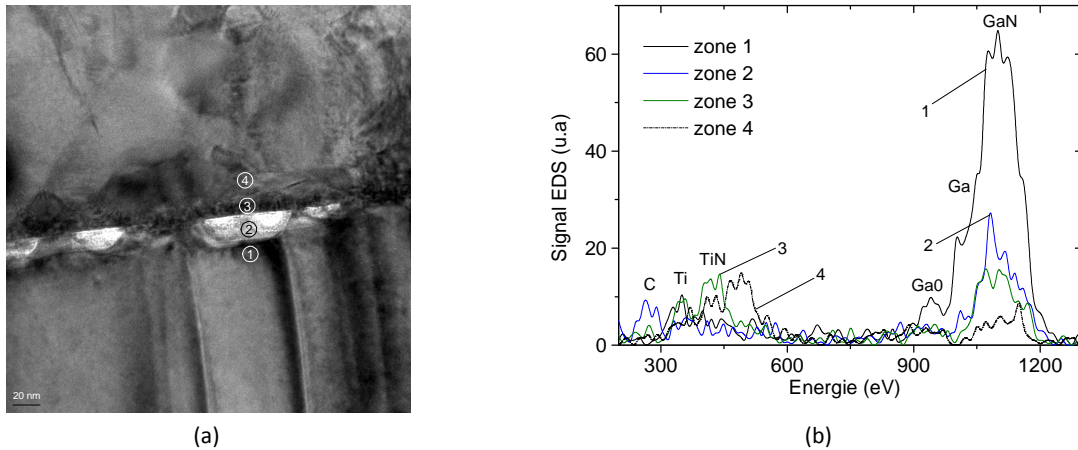


Figure III.5 : Images HRTEM de l'interface métal Ti sur GaN recuit à 750°C (a) et analyse EDS correspondant aux quatre zones d'analyses (b).

Une autre constatation peut être faite : Au-delà d'une certaine épaisseur de trous formés, ces dernières ont tendance à s'étaler davantage sur l'interface avec GaN plutôt que de se former en profondeur.

Cas du contact **Ti(200nm) sur GaN (L398)** recuit à haute température :

La figure III.6a montre une image MEB du contact Ti/GaN recuit à 900°C et son homologue obtenu par TEM. Il est possible de constater que la métallisation semble être décollée du GaN d'environ une centaine de nanomètres. Le recuit ayant formé des trous d'égalles épaisseurs et s'étant coalescés pour finir par ne plus être en contact avec GaN.

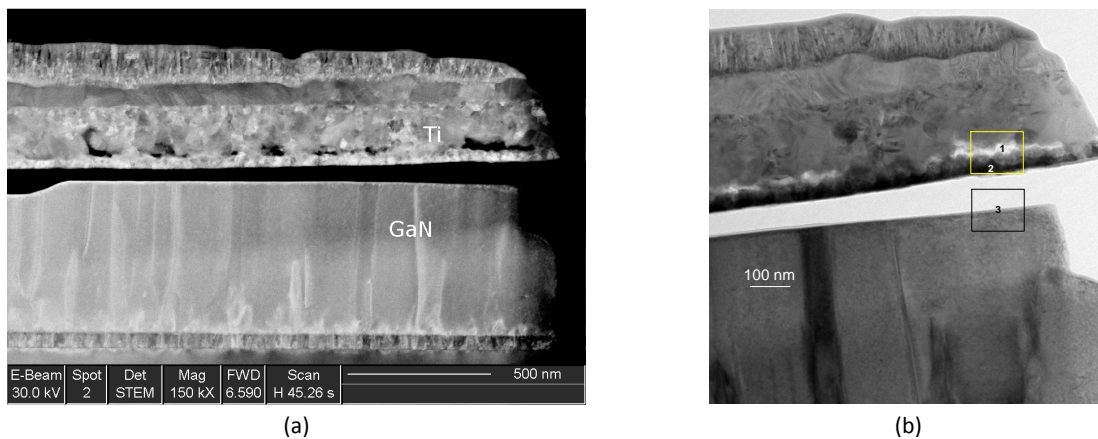


Figure III.6 : Images FIB (a) et image TEM de l'interface Ti/GaN recuit à 900°C prise dans la même zone (b).

Les zones blanches observées par TEM constituent toujours des zones vides de matière (zone 1).

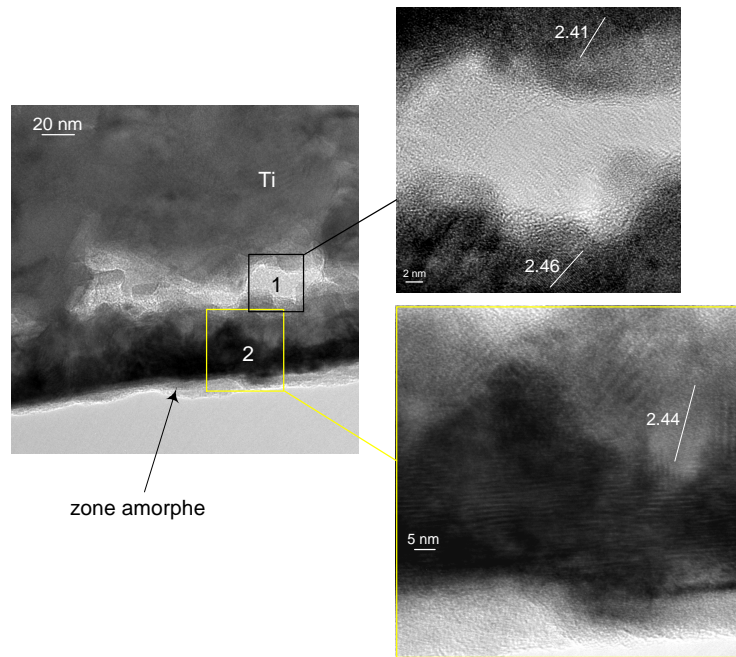


Figure III.7 : Images HRTEM de l'interface Ti/GaN après recuit à 900°C.

La figure III.7 correspond à un agrandissement des zones 1 et 2 de la figure III.6. La zone 1 de la figure III.7 correspond à un vide de matière et/ou un état fortement amorphe. Tout autour de cette zone, du TiN cubique orienté (111) est observé. La zone 2 de couleur sombre ne permet pas de définir les plans atomiques. Il n'est donc pas possible d'en déterminer la structure cristallographique. Une analyse EDS permet juste d'affirmer qu'elle est constituée de TiN. A l'aplomb et au dessus de la zone 1, il est observé du Ti polycristallin. La zone amorphe visualisée sur l'image principale a été certainement au cours de la préparation de la coupe TEM au FIB après abrasion par les ions de Gallium. Il en est de même pour la surface de GaN observée sur la figure III.8 et correspondant à la zone 3 de la figure III.6. La figure III.8 montre que l'état de surface du GaN ne présente pas de contamination particulière ou la formation d'un quelconque alliage.

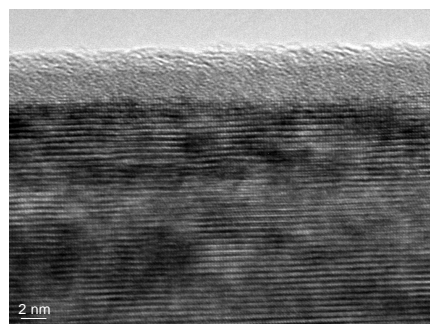


Figure III.8 : Images HRTEM de l'interface Ti/GaN recuit à 900°C.

Cas du contact **Al-Ti(200nm) sur GaN (L398)** recuit à basse température :

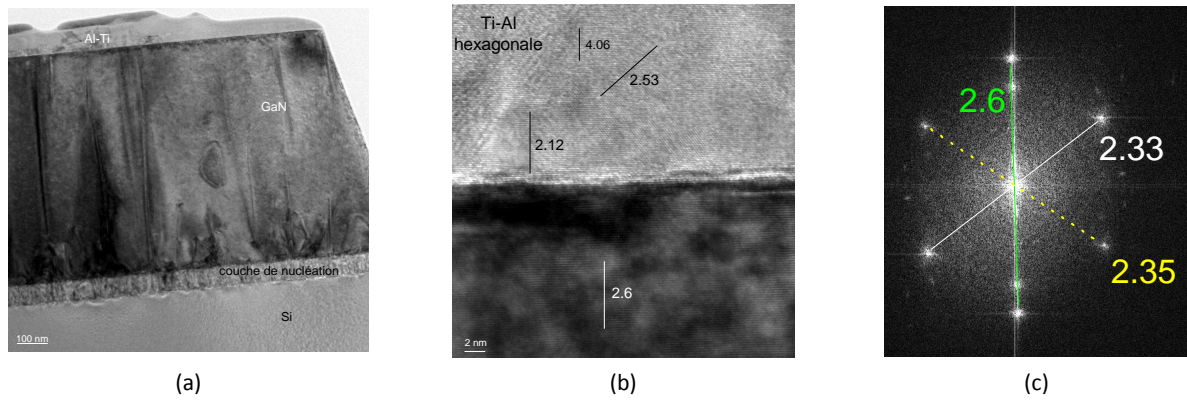


Figure III.9 : Images TEM et HRTEM de l'interface Al/Ti/GaN recuit à 750°C.

La figure III.9a montre une coupe TEM de l'hétérostructure métallisée et recuite. La figure III.9b montre que l'interface est abrupte, parfaitement cristallisée et sans aucune zone vide de matière. Aucune zone amorphe n'est observée même à l'interface avec GaN. Le paramètre de maille de 2.6Å correspond au GaN orienté (0002). Le paramètre de maille de 2.12Å correspond au TiN cubique orienté (200) de quelques nanomètres d'épaisseur. Le Ti-Al montre former après recuit un alliage parfaitement cristallisé de forme hexagonal avec pour paramètres de mailles observés 4.06Å et 2.53Å. L'ensemble de ces résultats est corroboré par la FFT réalisée au niveau de cette interface figure III.9c. La zone sombre sous le zone TiN observée figure III.9b montre une diminution de l'intensité de GaN pouvant être corrélée à la sous-stoechiométrie en azote dans cette zone. Les zones blanchâtres constituent de petits vides de matière lesquels prouvent la formation d'un feuillet de TiN sur toute l'interface avec GaN.

Cas du contact Al-Ti(200nm) sur GaN (L398) recuit à haute température :

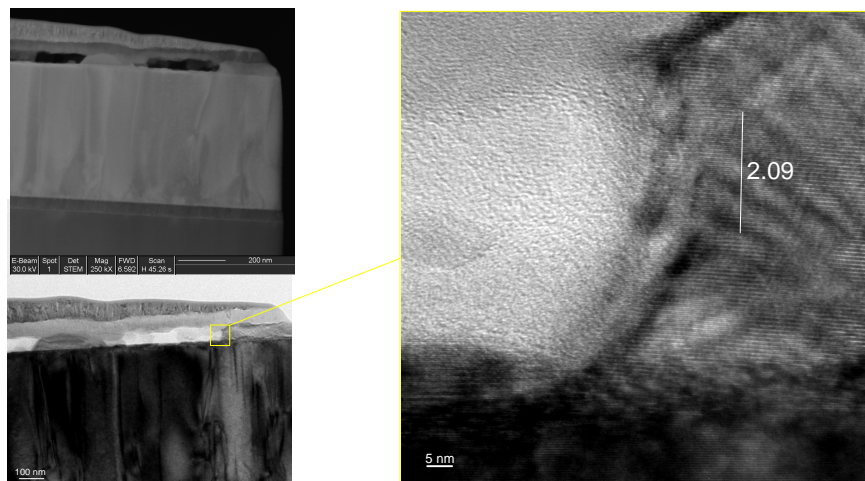


Figure III.10 : Images TEM et HRTEM de l'interface Al/Ti/GaN recuit à 900°C. Photo MEB (dessus) et photo TEM de la même zone.

La figure III.10 exhibe des images MEB et TEM du contact Al-Ti recuit à 900°C. Dans ce cas, il est facilement perceptible d'observer la formation de zones vide de matière avec une épaisseur de 50-60nm environ et espacées avec du TiN cubique orienté (200) représenté ici par son paramètre de maille de 2.09Å. La figure III.10b montre une partie du trou formé où il n'est pas possible de déterminer de plan atomique et le peu de matière perceptible montre être amorphe.

L'azote N du GaN est effectivement absorbé par le Ti car l'enthalpie de formation du TiN est supérieure à celle de GaN. Cette réaction entraîne toutefois la formation de volumes creux sous la couche de TiN formée [6]. Ce phénomène est accentué lorsque ce contact est recuit à **haute température**. Le Ga en phase liquide diffuse alors au dessus de la couche de TiN et se lie peut-être avec Ti. Toutefois, cela indique que la forte réactivité du Ti avec GaN est suffisante pour extraire les atomes d'azote N et décomposer une grande part de la couche de GaN.

L'élément Ti forme alors une couche de TiN et crée à proximité de l'interface une lacune V_N qui favorise le transport des électrons par effet tunnel [7] tout comme l'oxygène attiré vers l'interface AlGaN/GaN après recuit à haute température.

Cas du contact **Ti(200nm) sur AlGaN** recuit (couche A242):

La même étude a été réalisée sur le contact Ti(200nm)/AlGaN/GaN pour les deux températures de recuit précédentes. Dans le cas du contact **Ti/AlGaN/GaN recuit à basse température**, la réaction montre être beaucoup plus limitée. En effet, seul quelques nm en surface de AlGaN, réagit avec le Ti (**Figure III.11**). Cette zone où il se forme essentiellement des feuillettes désorientés de TiN cubique, est lourdement endommagée. Une analyse chimique (par XPS) de ce contact recuit montre que ces agrégats comportent aussi des atomes d'aluminium dont la concentration est proche du taux d'aluminium initial de la barrière $Al_mGa_{1-m}N$. Certains auteurs observent pour cette phase, des couches épitaxiales de $AlTi_2N$ [5]. Pour être plus prudent, nous concluons que la phase formée est un mélange composé de Al+Ti+N. Au-dessus de cette couche désordonnée, il est possible de trouver des atomes de Ga. Fondamentalement, la réaction peut être considérée comme la substitution des atomes de Ga par ceux du Ti dans AlGaN.

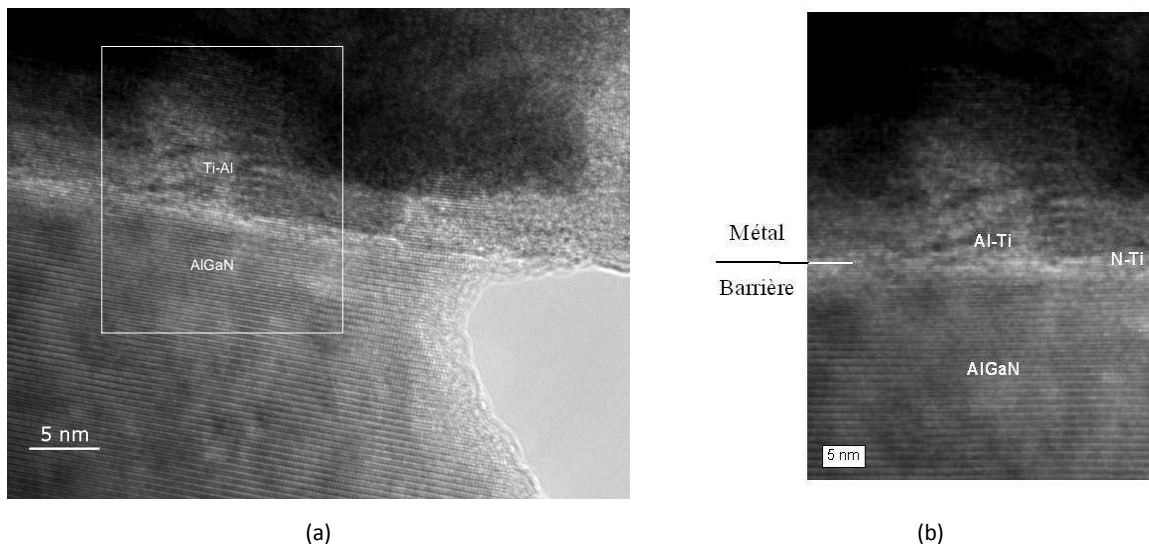


Figure III.11 : (a) Vue d'ensemble d'une photo TEM de l'interface d'un contact Ti/AlGaN/GaN recuit à basse température ; (b) Image HRTEM de la zone repérée.

Dans le cas d'un contact **Ti/AlGaN/GaN** recuit à **haute température**, la phase Al+Ti+N est davantage désordonnée et présente aussi de petits volumes creux à l'interface avec AlGaN comme observé dans le cas Ti/GaN. Du TiN est observé au dessus de ces agrégats désordonnés dont l'azote pourrait provenir des volumes creux visibles à l'interface Al+Ti+N/AlGaN (cf. **Figure III.12**)

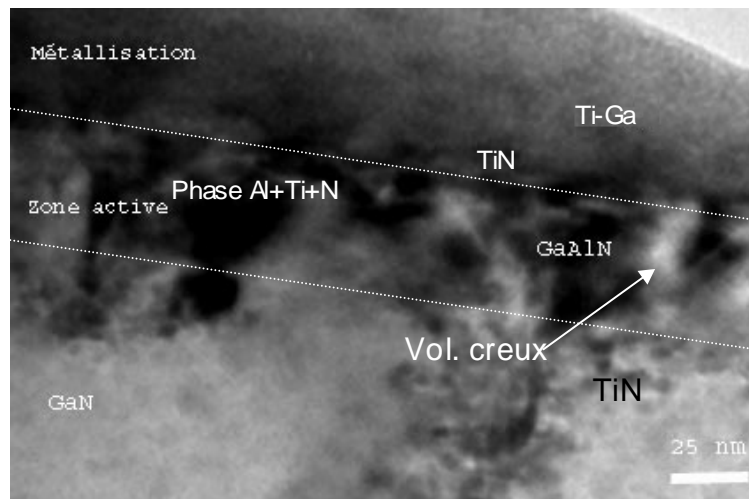


Figure III.12 : Image HRTEM de l'interface d'un contact Ti/AlGaIn/GaN recuit à haute température.

L'alliage Ga-Ti est là encore observé au dessus de cette couche de TiN. La présence d'aluminium dans AlGaIn limite fortement la réaction avec le Ti. Cela peut être expliqué simplement compte tenu des enthalpies de formation de GaN, TiN, et AlN respectivement à -111, -265 et -318kJ/mol. Ainsi, l'énergie nécessaire pour extraire l'azote de Ga-N* par le Ti est insuffisante à cause de l'énergie de liaison Al-N*. La barrière AlGaIn conserve alors majoritairement ses atomes N. Cependant, l'énergie à fournir est suffisante pour que le Ti se substitue aux atomes de Ga pour former du Ti-N dans la couche barrière AlGaIn. C'est un processus plus long mais qui peut totalement consommer la barrière AlGaIn. Une fois que le Ti a diffusé à proximité de la couche tampon GaN, le processus d'extraction de l'azote du GaN par le Ti est possible et il se forme alors du TiN à sa surface.

L'étude suivante a porté sur l'analyse de la formation du contact Al/Ti/GaN et Al/Ti/AlGaIn/GaN, recuit à basse (750°C) et haute température (900°C).

Le contact **Al/Ti (190/10nm) sur GaN et AlGaIn/GaN recuit à basse température** n'a montré dans ce cas, pratiquement aucune réaction entre le Ti et la barrière. Seule une très fine couche de TiN de 5Å est retrouvée à l'interface MS, aussi bien sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN que sur GaN. Le bicouche Ti/Al se transforme en précipités Al₃Ti dans une matrice Al. Cet alliage est prévisible selon le diagramme de phase Ti-Al (cf. Figure III.13).

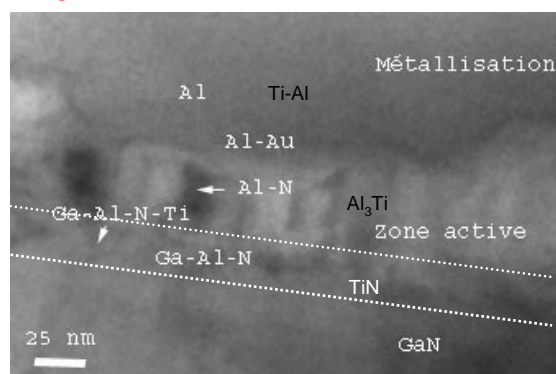


Figure III.13 : Photos HRTEM de l'interface d'un contact Al/Ti/GaN recuit à basse température.

Lorsque le contact Ti/Al est recuit à haute température, le bicouche Ti/Al reste intact. Seul Al diffuse dans la matrice de Ti. A l'interface MS, aucune réaction n'a lieu à cause de la teneur en O dans les

échantillons. À cette température, Al et Ti sont hautement oxydés et forment des structures comme le TiO et AlO_x (Figure III.14).

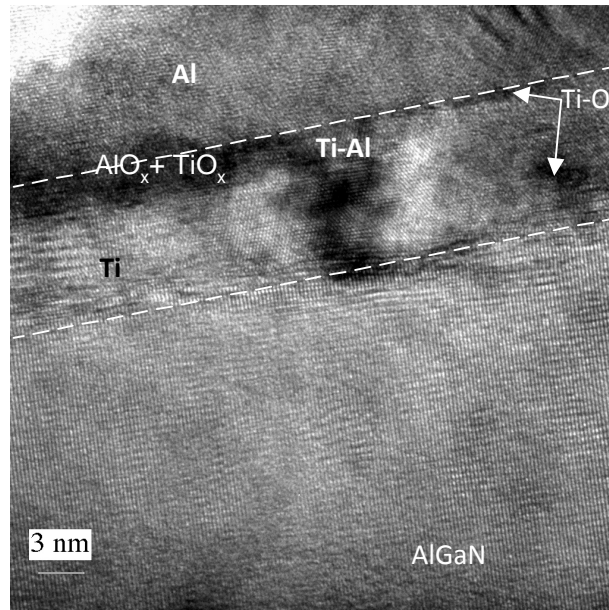


Figure III.14 : Photos HRTEM de l'interface d'un contact Al/Ti/AlGaN/GaN recuit à 900°C.

L'aluminium, présent dans l'empilement métallique, est en mesure de minimiser la réactivité du Ti avec le GaN ou l'AlGaN, comme en témoigne les résultats obtenus pour les échantillons recuits à basse température.

En fait, le même mécanisme explique l'oxydation des échantillons à partir d'une haute température donnée, car elle bloque à ce moment, toute autre réaction. Cette couche oxydée en surface reste néanmoins transparente à l'oxygène.

Conclusion : Quel que soit le contact contenant de l'Aluminium, sa présence réduit la réactivité entre Ti et GaN ou Ti et AlGaN.

L'aluminium contenu dans AlGaN, maintient une très forte liaison avec son azote. Par conséquent, l'extraction de l'azote par le Ti devient plus difficile, les atomes de Ga sont plus facilement substitutionnellement remplacés par des atomes de Ti. Ce processus se réalise suivant un procédé beaucoup plus lent et fini par former une couche de Ti-N. Sous certaines conditions de recuit, les atomes d'oxygène sont absorbés par Ti et Al formant une couche de TiO_x et AlO_x .

Par contre, Al contenu dans le schéma de métallisation forme un alliage avec la couche de Ti située en dessous de celle-ci. Cet alliage perd alors de sa réactivité avec le GaN.

Une couche d'Al doit être présente afin de diminuer la forte réactivité entre le Ti et GaN. Cependant, il doit également y avoir assez de Ti pour former la couche de TiN à l'interface. Trop de Ti mène à la formation de volumes creux (vide de matière) sous le TiN augmentant la résistance électrique du contact ohmique et dégrade ainsi ses performances.

Un rapport Ti/Al plus élevé permet de pénétrer davantage dans AlGaN. Le même rapport plus faible est nécessaire pour réduire la réactivité à l'interface et donc réduire la formation de volumes creux. Il faut donc trouver un compromis.

Si l'on applique un recuit à une métallisation Ti/Al/Ni/Au, optimisée (cf. chapitre 2), sur une hétérostructure AlGaN/GaN (A242), le résultat obtenu est présenté figure III.15 et figure III.16 :



Figure III.15 : Image TEM d'un contact Ti/Al/Ni/Au sur AlGaN/GaN/Si de la couche A242.

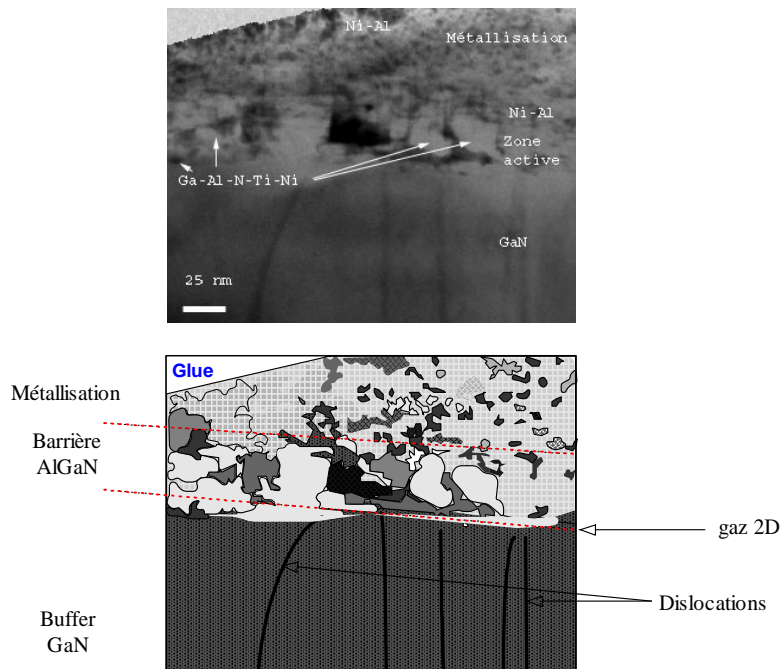


Figure III.16 : Image HRTEM d'un contact Ti/Al/Ni/Au sur AlGaN/GaN/Si de la couche A242.

Les figures III.15 et III.16 représentent une vue générale par HRTEM du contact ohmique et un agrandissement de la zone active de manière à pouvoir observer les agrégats formés. Il est évident que le processus de formation du contact ohmique réalisé, est beaucoup plus complexe compte tenu de l'ensemble des éléments constituant le multicouche métallique.

Sur la figure III.15, on distingue parfaitement l'eutectique métallique de surface sur l'hétérostructure AlGaN/GaN. Elle est composée d'un mélange de phase contenant différents éléments comme Ni+Al, Ni+Al+Au, Al+Au dans une matrice de Ni. Aussi, il est possible d'observer sur toute la surface la métallisation Au et par endroit l'Aluminium qui a diffusé vers la surface pour former des agrégats oxydés. Quant à l'interface, elle est composée d'une pellicule de Ti+Al.

Sur la figure III.16, on observe pour l'interface M/SC (zone active ou couche barrière AlGaN) des agrégats métalliques bien définis avec une diffusion des éléments d'une zone dans l'autre sur environ 15nm de part et d'autre de l'interface (le contraste de la zone active est dû à des orientations de

grains de AlGa_N différentes) ; pour l'interface zone active/GaN, on y trouve des grains métalliques mélangés avec des grains de AlGa_N dont la taille avoisine les 30nm. Il se forme à l'interface sous forme de film mince un alliage à base de TiN_x(Al_y).

Or TiN et AlTi₂N sont des alliages ayant des travaux de sortie inférieurs aux affinités électroniques de (Al)Ga_N et favorisent plutôt un comportement de type ohmique.

Afin de comprendre et quantifier l'influence des défauts sur le comportement électrique de ces contacts ohmiques, nous avons utilisé soit un modèle à deux couches communément utilisés (TLM), soit un modèle à trois couches (TLTLM) lorsqu'il y a formation d'un eutectique dans la couche barrière [8], [9] et qui correspond particulièrement à notre cas.

2.2 Modèle à deux couches

Ce modèle est applicable aussi bien à la jonction MS obtenue soit par implantation ionique soit par recuit à haute température à partir du moment où cette jonction est abrupte (sans eutectique).

L'hétérostructure AlGa_N/Ga_N est caractérisée par une polarisation pyroélectrique dans la couche barrière AlGa_N qui engendre la formation du gaz 2D à l'interface avec Ga_N et par compensation une charge surfacique du même ordre de grandeur. Cette quantité de charge surfacique, accumulée avec des pièges de même polarité, et concentrée sur une à deux monocouches, présente des propriétés similaires à un dopage surfacique. Ainsi, la profondeur et/ou la hauteur de la barrière vue par les électrons s'en trouve réduite de manière à favoriser le passage du courant par effet tunnel. Ce dopage surfacique peut être réalisé soit par implantation ionique, soit par recuit sous certaines conditions déjà mentionnées. De nombreuses études [10], exposées au [chapitre 1](#), réalisées sur des surfaces d'(Al)Ga_N après croissance ont montrées qu'il subsiste un dopage non-intentionnel de type n. L'origine physique de ce dopage résiduel pourrait être liée aux lacunes d'azote (V_N) qui agiraient en tant que centre donneur. Il faut en plus y ajouter les impuretés en sites substitutionnel comme le Silicium ou l'Oxygène qui se placent préférentiellement et respectivement en site gallium (Si_{Ga}) et en site azote (O_N). L'implantation ionique engendre des défauts de nature Si_{Ga} , V_N ; alors que le recuit à haute température provoque plutôt des défauts de type O_N , V_N . Ces défauts agissent comme des centres donneurs respectivement peu/ou profonds pour V_N et Si_{Ga} [11], [12] et profonds pour O_N .

L'objectif de cette étude est d'expliquer l'influence de ces deux défauts sur le mécanisme de transport électronique à travers l'interface métal/AlGa_N du contact ohmique obtenu, soit par implantation soit après recuit flash.

La [figure III.17](#) représente la composition métallique d'un contact ohmique sur AlGa_N/Ga_N sur substrat silicium obtenu par XPS avant et après recuit.

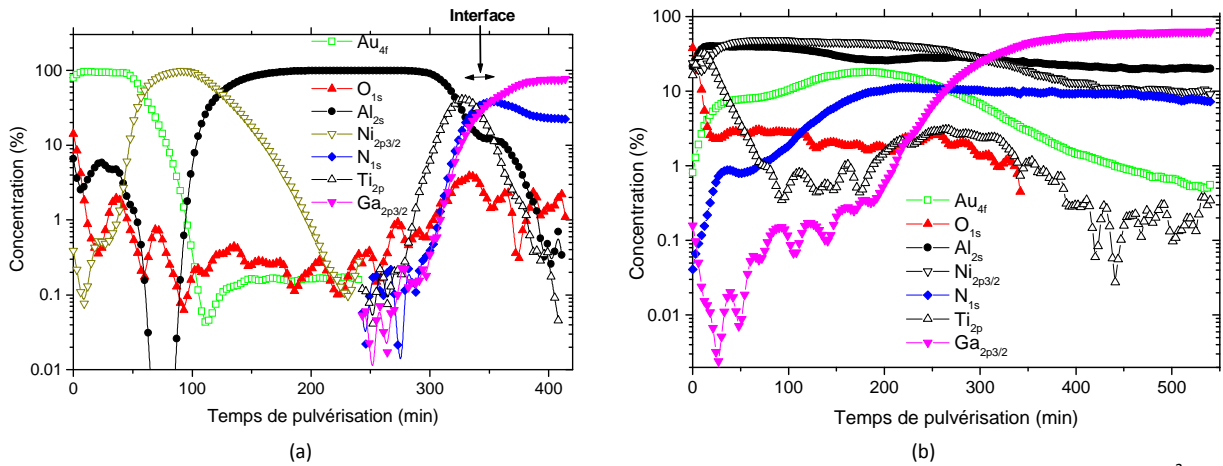


Figure III.17 : Mesures XPS sur un contact ohmique Au/Ni/Al/Ti sur GaN(1nm)/AlGaIn/GaN/Si de dimensions (5x5)mm² : (a) contacts non recuits, (b) contacts après recuit flash 900°C 30sec.

Après recuit, le titane qui aurait dû servir d'interface, se trouve en surface et le nickel qui aurait dû servir de barrière pour éviter la formation d'un eutectique friable entre l'aluminium et l'or, se retrouve dans toute la structure. Malgré un comportement quelque peu chaotique, les résultats obtenus restent satisfaisants.

2.3 Etude du comportement en température dans le cas où l'interface reste abrupte

Dans une barrière MS, plusieurs mécanismes de transport des porteurs peuvent exister simultanément ou séparément et contribuer aux composantes de courant intervenant dans la caractéristique I(V) observées expérimentalement. L'importance de ces composantes de courant dépend de la hauteur de barrière, du dopage volontaire ou non, de la température de fonctionnement et de la présence de pièges en surface et en volume. Ces différents mécanismes sont représentés schématiquement dans la figure III.18 et sont détaillés en Annexe C.

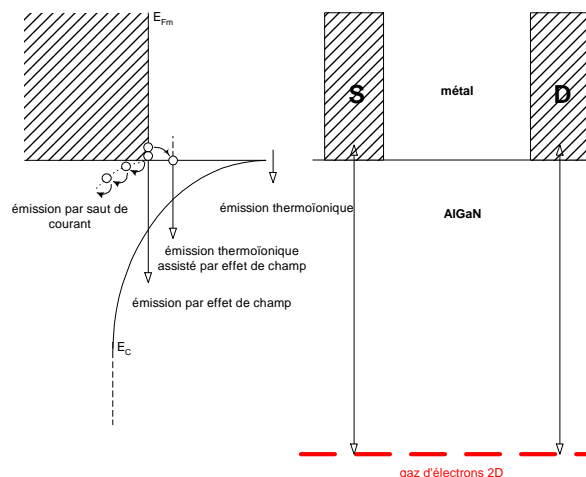


Figure III.18 : Représentation schématique de la structure de bande du contact métal/SC dans le cas d'une jonction abrupte avec les différents mécanismes de conduction électrique (à gauche). Le schéma de droite montre le passage du courant entre la source et le drain dans le cas d'une hétérojonction HEMT.

Ces modèles classiques appliqués au GaN expliquent aisément le comportement électrique du contact ohmique lorsqu'il est dopé n comme dans le cas d'un MESFET. Sur une structure HEMT AlGaIn/GaN, cela ne suffit pas. La couche barrière peut dans certains cas, présenter un dopage résiduel inférieur à 10¹⁵cm⁻³. Dans ce cas précis, l'explication de la formation du contact ohmique réside dans la modélisation des phénomènes physiques ayant lieu dans la couche barrière

permettant le passage du courant du métal (en surface) vers le puits où se trouve le gaz d'électrons (Figure III.18). Les nitrures centrosymétriques comme AlN et GaN présentent une densité surfacique N_s dont l'origine correspond aux charges de polarisations piézoélectrique (σ_{pz}) et spontanée (σ_{sp}) intrinsèques au matériau. Dans le cas de notre barrière AlGaIn, il faut en plus tenir compte de la présence de défauts de type donneurs notamment O_N et V_N déjà mentionné précédemment. Certains pièges peuvent être soit peu profonds, profonds ou très profonds. Or, les mécanismes de conduction relayés par la résistivité spécifique de contact sont décrits différemment pour chacun de ces centres à une température donnée. Nous avons donc réalisé des mesures I(V) en température de 80K à 500K afin d'obtenir une signature exacte, de chaque piège présent dans la couche.

La résistivité spécifique de contact est déterminée pour les quatre mécanismes suivants :

- l'effet thermoionique si la température est suffisamment importante pour que les porteurs passent au dessus de la barrière (TE);
- l'effet tunnel assisté thermiquement par effet de champ en présence de pièges peu profonds en surface (TFE);
- l'effet tunnel assisté par effet de champ si le champ appliqué est suffisant (FE);
- l'émission par saut de courant (*hopping*) si des pièges profonds subsistent dans la barrière AlGaIn.

Nous disposons, d'après cette représentation, d'une surface dopée en défauts de type donneur et accepteur. La distribution de ces porteurs dans la couche AlGaIn, à partir de la surface, peut être décrite comme : $N_d(x)=N_0 \exp(-x/d)$ où d est l'épaisseur de AlGaIn, N_0 est la densité de porteurs en surface ($x=0$). L'axe Ox est orthogonal à la surface.

En tenant compte également des charges piézoélectriques, la concentration totale des charges N_s^+ accumulées à la surface de AlGaIn, est donnée par :

$$N_{\text{totale,surface}}=N_s^+=N_s+\sigma_{pz}=N_{s,\text{donneur}}-N_{s,\text{accepteur}}+\sigma_{pz}$$

En tenant compte en plus, du dopage résiduel N^* dans la couche tampon GaN (buffer), la concentration totale des charges dans la structure AlGaIn/GaN est donnée par :

$$N_{\text{Hall}}=N_{d,\text{totale}}=N_{\text{totale,surface}}+N_{\text{buffer}}=N_d(x)+N^* \text{ ou encore par :}$$

$$N_{d,\text{totale}} = \frac{\int_0^d N_d(x)dx + \int_0^t N^* dx}{t} \quad (\text{cm}^{-3}), \text{ où } t \text{ est l'épaisseur totale de la structure étudiée.}$$

Ainsi, nous pouvons obtenir l'évolution de la concentration des donneurs dans le cas d'un dopage surfacique comme montré dans les figures III.19 et III.20.

Le profil de dopage $N_d(x)$ peut être déterminé expérimentalement à partir des mesures C(V) haute et basse fréquence. La capacité C d'une structure MIS est définie comme étant la variation de charge induite dans le SC Q_{SC} sous l'effet d'une variation de tension appliquée sur le métal V_g :

$$C=-dQ_{SC}/dV_g \quad (III.1)$$

$$\text{En régime de déplétion, la charge de la zone de charge d'espace est: } Q_{SC}=-qN_dW \quad (III.2)$$

$$\text{Donc : } dQ_{SC}/dV_g=-qAN_d(dW/dV_g) \quad (III.3)$$

Où A est la surface de la grille et W est la largeur de la zone de déplétion.

La capacité C d'une structure MIS consiste en la mise en série de la capacité de l'isolant C_i avec celle du semi-conducteur C_{SC} tel que : $1/C=1/C_i+1/C_{SC}$ avec $C_{SC}=A\epsilon_{SC}/W$ (III.4)

$$\text{D'où : } C=[1/C_i+W/A\epsilon_{SC}]^{-1} \quad (III.5)$$

En dérivant l'expression (III.5) par rapport à V_g et en substituant dW/dV_g dans l'expression (III.3), la densité des donneurs est donnée par :

$$N_d = \frac{2}{q\epsilon_{sc}A^2} \frac{1}{d(1/C^2)/dV_g} \quad (III.6)$$

Dans le cas d'un dopage uniforme, nous pouvons déterminer le niveau de dopage à partir de la pente dC/dV_g ou bien à partir de la pente de la caractéristique $1/C^2=f(V_g)$.

2.3.1. Cas de l'implantation ionique constituée d'une jonction abrupte

Le cas (a) correspond aux pièges peu profonds, le cas (b) correspond aux pièges profonds. Les paramètres utilisés sont fixés de manière à obtenir un surdopage N_0 à la surface de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} avec une zone d'extension de plus de 5nm.

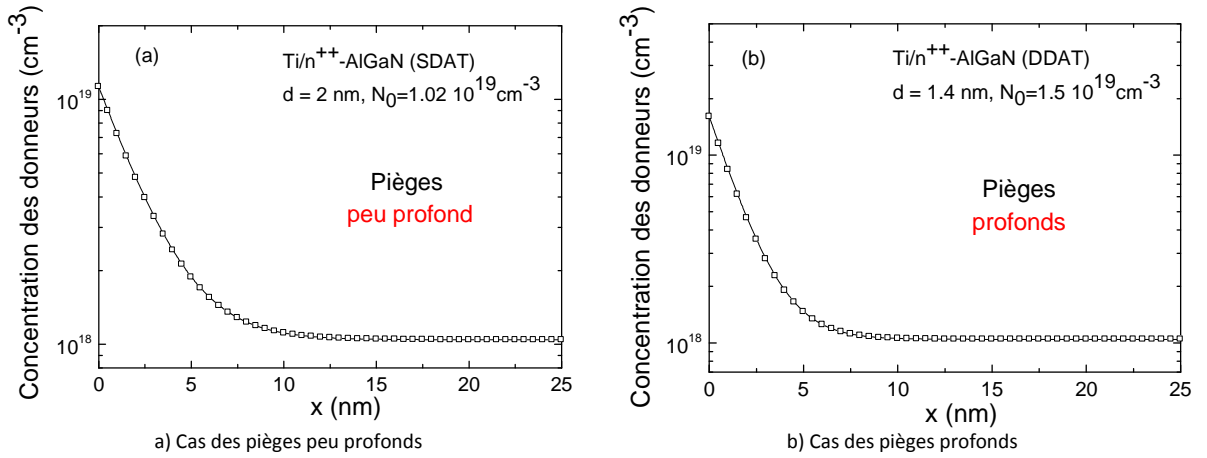


Figure III.19 : Variation de la concentration des donneurs en fonction de la profondeur dans le cas de l'implantation ionique.

2.3.2. Cas du recuit seul

Le cas (c) correspond aux pièges peu profonds, le cas (d) correspond aux pièges profonds. Le dopage à la surface est de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} avec une zone d'extension de moins de 5nm. Le dopage résiduel dans la barrière AlGaIn est de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} (nid).

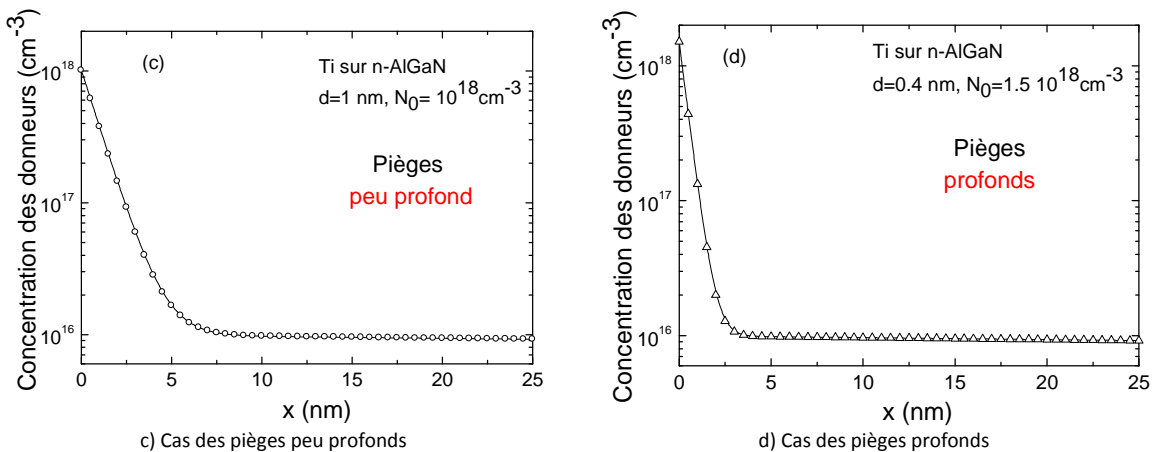


Figure III.20 : Profil de la concentration des donneurs en fonction de la profondeur dans le cas du recuit.

La hauteur de barrière $q\phi_B$ théorique vue par les électrons du métal, est calculée à partir de la courbure de bande en surface, de la polarisation piézoélectrique et de la densité du gaz 2D [13] :

$$q\phi_B(m) = \Delta E_C(m) - E_F(m) + \left[\{-qn_s(m) + \sigma_{PZ}(m)\} \frac{qd_d}{\epsilon_0 \epsilon(m)} \right] \quad (III.7)$$

Où m est le taux d'aluminium, d_d est l'épaisseur de AlGaN, E_F est le niveau de Fermi par rapport à la bande de conduction de GaN, q est la charge de l'électron et ΔE_C est l'offset de la bande de conduction à l'interface AlGaN/GaN donné par [13]:

$\Delta E_C = 0.7[E_g(m) - E_g(0)]$ où $E_g(m)$ est la largeur de bande interdite de AlGaN [14] tel que:

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

Le niveau de Fermi est obtenu à partir de la relation suivante [15]:

$$E_F(m) = E_0(m) + \hbar^2 n_s(m) / (4\pi m^*(m)) \quad (\text{III.8})$$

où $E_0(m)$ est la première sous-bande de conduction dans le gaz 2D (Figure III.21) ; $m^*(m)$ et $\epsilon(m)$ sont respectivement, la masse effective des électrons et la permittivité de AlGaN et $n_s(m)$ est la concentration des porteurs dans le gaz 2D déterminée expérimentalement.

$E_0(m)$ est obtenu à partir de l'équation suivante [13]:

$$E_0(m) = \left[\frac{\hbar^2}{2m^*} \right]^{1/3} \left[\frac{9q^2\pi}{16\epsilon(m)} \right] n_s^{2/3}(m) \quad (\text{III.9})$$

La densité de charges due à la polarisation piézoélectrique $\sigma_{pz}(m)$ est donnée par [13]:

$$\sigma_{pz}(m) = 2(1-r(m)) \frac{a_{\text{GaN}} - a_{\text{AlGaN}}}{a_{\text{AlGaN}}} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (\text{C/m}^2) \quad (\text{III.10})$$

Où a_{AlGaN} et a_{GaN} sont respectivement les paramètres de maille des matériaux $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ et GaN. Les paramètres (C_{13} , C_{33}) et (e_{31} , e_{33}) sont respectivement les constantes élastiques et les coefficients piézoélectriques relatifs au SC $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$. Le coefficient $r(m)$ représente le degré de relaxation (cf. Chapitre I).

Si la surface est chargée par divers pièges, la hauteur de barrière vue par les électrons du métal est donnée par la hauteur de barrière effective $q\phi_{B,\text{eff}}$ (cf. Figure III.21).

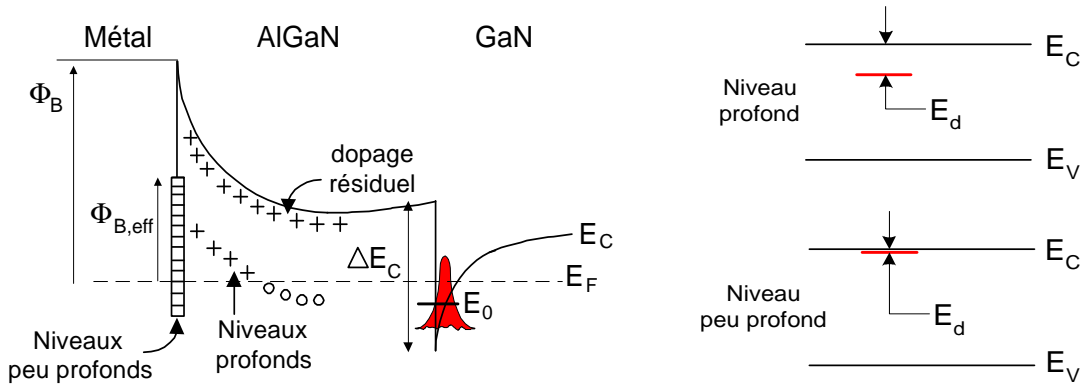


Figure III.21 : Diagramme schématique des mécanismes de conduction possibles dans le cas de niveaux profonds et peu profonds.

Les résistances spécifiques de contacts ρ_c relatives à chacun des quatre mécanismes de conduction sont données à partir des relations suivantes [16]:

pour TE:
$$\rho_c = \frac{k}{qA^{**}T} \exp\left(\frac{q\phi_{B,\text{eff}}}{kT}\right) \quad (\text{III.11a})$$

pour TFE :
$$\rho_c = \frac{\sqrt{\coth(E_{00}/kT)} \cosh(E_{00}/kT)}{qA^{**}/k^2 \sqrt{\pi E_{00} q(\phi_{B,\text{eff}} + V_n)}} \exp\left[\frac{q(\phi_{B,\text{eff}} - V_n)}{E_{00} \coth(E_{00}/kT)} + \frac{qV_n}{kT}\right] \quad (\text{III.11b})$$

pour FE :
$$\rho_c = \frac{k}{qA^{**}} \exp\left(\frac{q\phi_{B,\text{eff}}}{E_{00}}\right) \left[\frac{\pi T}{\sin(\pi kTC)} - \frac{\exp(-qV_n C)}{kC} \right]^{-1} \quad (\text{III.11c})$$

$$\text{Où } C = \frac{\ln(2\phi_{B,eff}/V_n)}{2E_{00}}$$

$$\text{Et pour le courant de type hopping : } \rho_c = \frac{2kT}{q^2 N_t \nu \omega_t} \exp\left(\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m^* \epsilon_t} \omega_t\right) \exp\left(\frac{\phi_{B,eff} - \epsilon_t}{kT}\right) \quad (\text{III.11d})$$

$$\text{où } E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N_{d,totale}}{m^* \epsilon_{sc}}} \text{ est le paramètre lié à l'effet tunnel, } A^{**} \text{ est la constante de Richardson}$$

[$A^{**} = \alpha m^* k^2 q / 2\pi \hbar^3 \approx 120\alpha (m^*/m_e)$], où α est un facteur empirique, k est la constante de Boltzmann, h est la constante de Planck, m^* est la masse effective des électrons dans AlGaN, T est la température, $\phi_{B,eff}$ est la hauteur de barrière effective, ϵ_{sc} est la constante diélectrique de AlGaN et V_n est la différence énergétique ($E_C - E_F$).

Dans le cas du mécanisme de conduction par saut de courant (*hopping*), N_t représente la concentration des porteurs, ω_t est la distance moyenne entre les états, ν est la fréquence et ϵ_t est la position énergétique des porteurs.

Les donneurs peu profonds résidant en surface, dépendent de la température par le biais de la différence $E_F - E_C$ [$=kT \ln(N_d/N_c)$]. L'effet de la température est d'autant plus marqué que le niveau énergétique du piège est peu profond. L'énergie thermique à apporter est d'autant plus importante que le niveau énergétique du piège à activer est profond.

Les trois échantillons analysés sont :

- Couche A sur substrat SiC : Au/Mo/Al/Ti/Al_{0,22}Ga_{0,78}N/GaN (échantillon AEC1088).
- Couche B sur substrat Si : Au/Ni/Al/Ti/Al_{0,27}Ga_{0,73}N/GaN (échantillon PTC058).
- Couche C sur substrat Al₂O₃ : Au/Ni/Al/Ti/Al_{0,22}Ga_{0,78}N/GaN (échantillon AEC1001).

Le détail de la composition et des caractéristiques de ces hétérostructures est donné en [Annexe D](#).

La couche A a été doublement implantée au Silicium avec des doses de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ et $9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ à des énergies de 40keV et 60keV respectivement. L'activation de ces dopants de type n a été réalisée à 1200°C. Le contact métallique Ti/Al/Mo/Au a ensuite été réalisé suivi d'un recuit à 450°C.

Le contact métallique Ti/Al/Ni/Au déposé sur les couches B et C, a été recuit à 900°C selon la procédure détaillée dans le [chapitre 2](#).

La résistance spécifique de contact ρ_c est déterminée dans le cas des quatre mécanismes de conduction cités précédemment. Les grandeurs physiques modulables en fonction des points expérimentaux sont le dopage surfacique, la hauteur de barrière effective et le niveau énergétique des pièges. Le fit est basé sur un dopage surfacique autour de 10^{18} et 10^{19} cm^{-3} respectivement, dans le cas d'un recuit flash et pour l'implantation ionique. Une valeur élevée de l'énergie d'activation E_d du piège correspond à une faible hauteur de barrière effective dans le cas des pièges profonds et vice versa pour les pièges peu profonds. Le choix des énergies d'activation doit correspondre aux valeurs trouvées dans la littérature.

2.4 Application aux contacts ohmiques

2.4.1. Cas du contact ohmique par implantation

La [figure III.22](#) représente la variation de la résistance spécifique de contact ρ_c théorique et expérimentale relative à la couche A en fonction de $1000/T$. La température de mesure des contacts ohmiques varie entre 300K et 512K. Les résultats obtenus montrent que ρ_c diminue quand la température de recuit est supérieure à 300K.

Le calcul théorique de ρ_c se fait en utilisant les modèles FE, TE et TFE. Les résultats obtenus montrent que les deux modèles TE et TFE ne sont pas en accord avec les points expérimentaux.

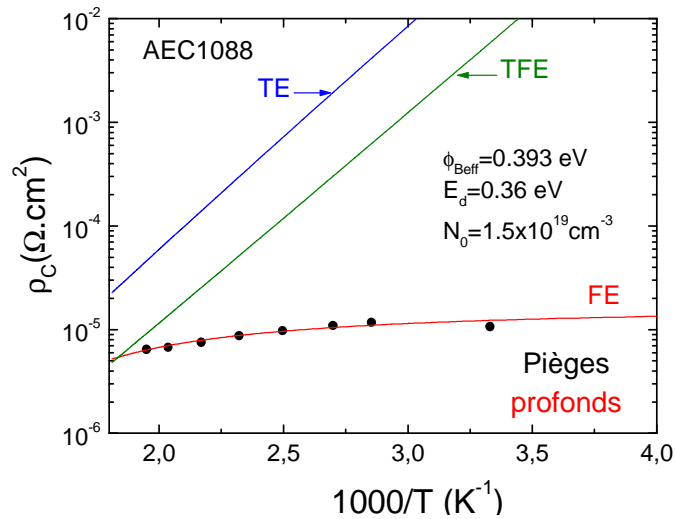


Figure III.22 : Résistance spécifique de contact expérimentale (cercles) et théorique (trait) relative à la couche A en fonction de $1000/T$ dans le cas des modèles FE, TE et TFE.

Pour $T > 300K$, les résultats expérimentaux sont en bon accord avec les valeurs théoriques de ρ_c indiquant que la conduction des électrons par effet tunnel assisté par effet de champ (FE) est dominante. Ce fit établit la présence de pièges profonds en surface du SC. Il est obtenu pour une densité de donneurs de $1.5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et une hauteur de barrière effective de 0.393eV . L'énergie d'activation des donneurs profonds (E_d) obtenue pourrait être associée aux lacunes d'azote situées à 0.36eV sous la BC [17].

Pour $T = 300K$, la valeur expérimentale de ρ_c s'écarte de la valeur théorique. La déviation semble augmenter avec la diminution de la température. Cette dernière peut être attribuée à une augmentation de l'auto-compensation entre les défauts donneurs et accepteurs [18].

2.4.2. Cas du contact ohmique après recuit

Les évolutions des caractéristiques $I(V)$ des deux couches B et C en fonction de la température sont représentées sur la figure III.23. Les caractéristiques électriques de ces couches à $300K$ sont données en Annexe D.

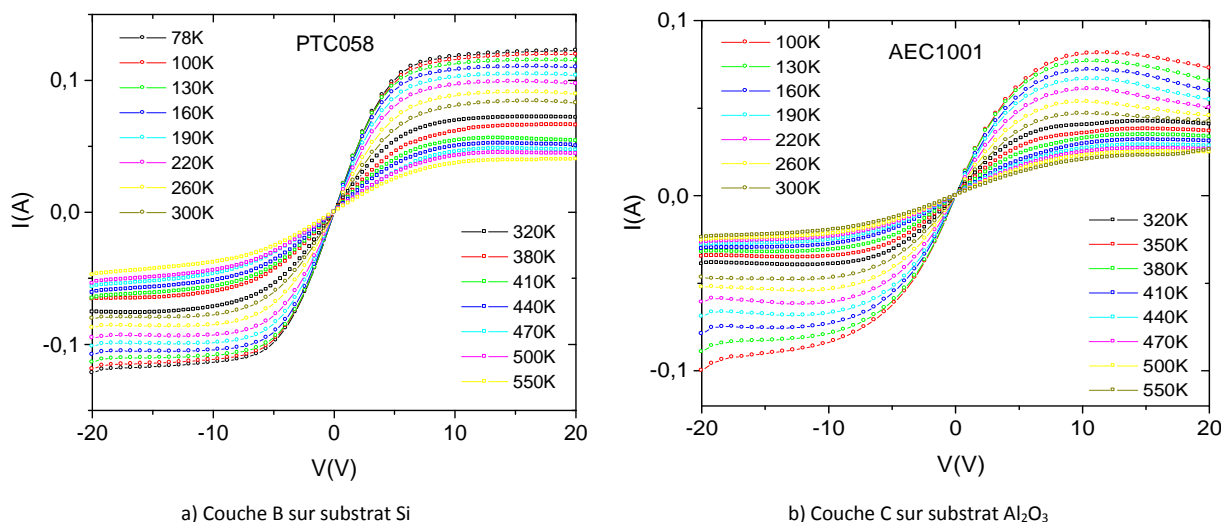


Figure III.23 : Evolution des caractéristiques $I(V)$ des couches B et C en fonction de la température.

La **figure III.23** représente les caractéristiques courant-tension pour différentes températures entre deux contacts ohmiques distants de 10 μ m réalisés sur une épitaxie AlGaIn/GaN sur substrat Silicium (111) (PTC058) et sur substrat Saphir (AEC1001). Deux régions distinctes peuvent être observées : une zone linéaire parfaitement ohmique et une autre zone de saturation.

Actuellement, dans le cas du GaN, il subsiste deux interprétations quant à l'explication de la saturation du courant observée à des champs électriques aussi bas :

- Hasegawa et *al.* [9] a été l'un des premiers à attribuer cette saturation du courant au blocage du niveau de Fermi par des états de surface qui fixeraient le potentiel de surface à 1.4eV sous la BC et se comporteraient par conséquent sur toute la surface, comme une grille virtuelle. Cependant, cette interprétation non démontrée, est très probablement valable dans le cas de structures HEMTs à base de AlGaAs mais elle ne semblerait pas être vérifiée dans le cas du matériau AlGaIn. En effet, la densité d'électrons dans les hétérostructures à base de nitrure de gallium est 10 à 40 fois plus élevée que dans les hétérostructures à base de SC à plus petits gaps.

- La seconde interprétation consiste à attribuer cette saturation, à la dégradation des propriétés de transport par les phonons chauds [19].

Benbakhti et *al.* [20] a été l'un des premiers à avoir montré cette dégradation sous l'effet de l'autoéchauffement sur une structure MESFET sur GaN polarisée à bas champ. C'est la raison pour laquelle des études plus approfondies doivent être menées afin de dissocier la contribution de chacun de ces phénomènes.

La **figure III.23-b** montre un courant de saturation qui chute avec la tension appliquée. Ce phénomène est attribué aux effets thermiques. En effet, cette couche de nitrure est déposée sur un substrat saphir qui impose une résistance thermique élevée, ce qui entraîne un échauffement et par conséquent une dégradation de la mobilité des électrons. Par conséquent, une dégradation du courant électrique a lieu sous l'effet de l'autoéchauffement lorsque la structure est suffisamment polarisée en tension. Ceci est facilement observable avec des mesures pulsées où par ailleurs, il est possible d'établir une relative dissociation des phénomènes impliqués dans la chute de courant I_{DS} entre l'autoéchauffement et la présence de pièges en surface (drain-lag) ou sous la grille (gate-lag).

Ces caractéristiques $I(V,T)$ permettent d'exclure le mécanisme de conduction des électrons par *hopping* comme il a été observé par Jang et *al.* [21] puisque dans ce cas, la pente du courant présente un maximum pour une température $T=298K$ (mesures faites entre 80K et 450K).

La **figure III.24** représente la variation de la résistance spécifique de contact ρ_c théorique et expérimentale relative aux couches B et C en fonction de $1000/T$. La température de mesure varie entre 78K et 550K. Les résultats expérimentaux montrent que le recuit flash provoque une diminution de ρ_c dans le cas des deux couches.

La procédure de détermination de ρ_c est détaillée en **Annexe C**. Les résultats théoriques sont basés sur le modèle FE appliqué à des pièges profonds et peu profonds et sur la conduction par *hopping*.

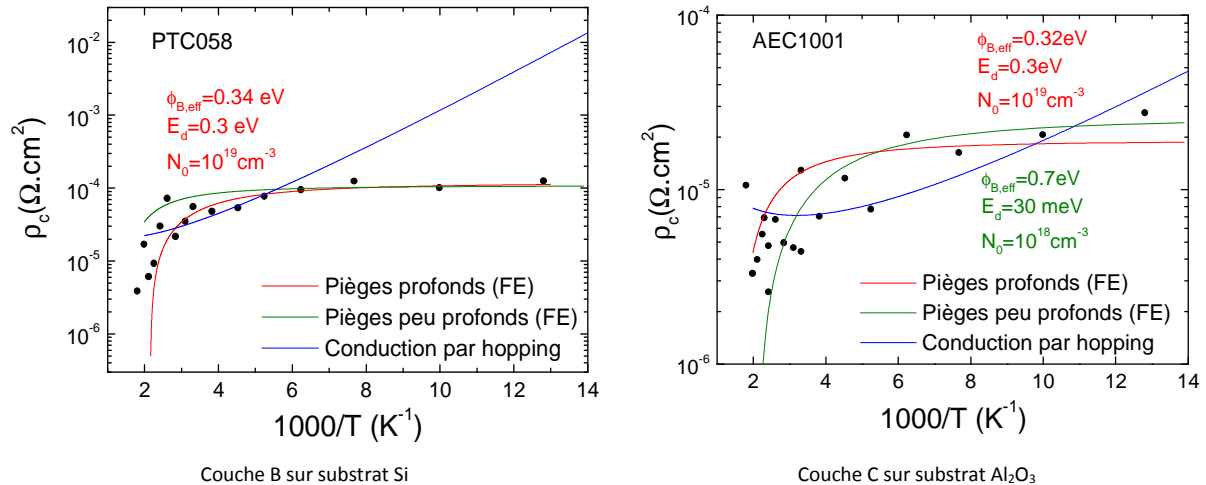


Figure III.24 : Valeurs théoriques (traits) et expérimentales (cercles) de la résistance spécifique de contact relatives aux couches B et C en fonction de $1000/T$ en se basant sur le modèle FE pour les pièges peu et/ou profonds et sur la conduction par hopping.

Le fit des points expérimentaux de ρ_c montre un bon accord avec les valeurs calculées relatives au mécanisme de conduction des électrons de la source vers le drain par effet tunnel assisté par effet de champ (FE), dans le cas de niveaux profonds pour la couche B et dans le cas de niveaux profonds et peu profonds pour la couche C. Ces derniers sont présents en surface ou en volume de la couche barrière AlGaIn. Le meilleur fit obtenu pour les deux échantillons dans le cas de pièges profonds, correspond à une densité de donneurs de 10^{19}cm^{-3} et une hauteur de barrière effective de 0.34eV pour la couche B et 0.32eV pour la couche C. Dans ces deux couches, ces niveaux sont situés à 0.3eV sous la BC. Ils peuvent être là encore assignés à des lacunes d'azote [22]. Dans le cas des niveaux de pièges peu profonds présents dans la couche C, le fit correspond à une densité de donneurs de 10^{18}cm^{-3} et une hauteur de barrière effective de 0.7eV. Ces niveaux sont situés à 30meV sous la BC et sont assignés à des impuretés d'oxygène accumulées en grande densité à la surface de l'AlGaIn [23].

3. Modélisation des contacts ohmiques

3.1 Modèle à deux couches : TLM

Le modèle TLM (Transmission Line Model) est le modèle plus connu et le plus utilisé permettant de déterminer rapidement les caractéristiques expérimentales d'un contact ohmique (résistance carrée R_{sh} , résistance spécifique de contact ρ_c , résistance de contact R_c). Le coefficient de corrélation r^2 obtenu lors du fit des points expérimentaux, permet de donner une validité physique aux grandeurs obtenues (seuls les points pour lesquels $r^2 > 0.999$ sont pris en considération). Cependant, ce modèle est applicable sous les hypothèses suivantes :

- tous les contacts mesurés doivent être parfaitement ohmiques à bas champs.
- la résistance de contact R_c doit être homogène pour tous les contacts mesurés.
- la résistance métallique doit être négligeable devant R_c .
- les caractéristiques physiques du SC sous les contacts doivent être homogènes.

Si ces critères sont vérifiés, alors la structure à étudier peut être décomposée en deux couches M/SC et d'une interface de quelques monocouches atomiques (Figure III.25-a): l'interface M/SC est caractérisée par une résistance carrée R_{sk} (en $\Omega/$) ainsi que la couche du SC en dehors du contact par une résistance sheet R_{sh} (en $\Omega/$). Le modèle TLM modélise électriquement et globalement la résistance de contact R_c du contact ohmique [24]. Il est représenté par le réseau électrique de la

figure III.25-b relatif à un contact ohmique. ρ_c représente la résistance spécifique de contact de l'interface M/SC. Elle est produite par la région dépeuplée de porteurs à l'interface M/SC.

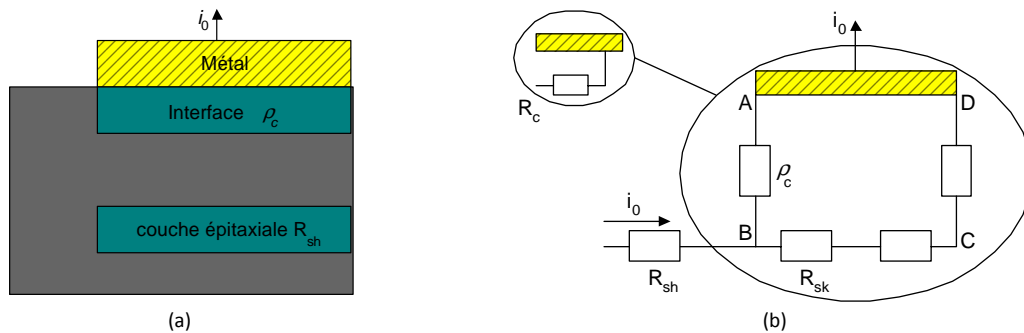


Figure III.15 : (a) Représentation schématique d'un contact à deux couches M/SC. (b) Réseau électrique TLM équivalent.

D'après la figure III.25-b, la résistance de contact R_c et la résistance à l'extrémité du contact R_e sont mesurées expérimentalement en réalisant une série de contacts métalliques, ayant des espacements croissants entre eux (cf. Annexe C), sur le semi-conducteur, tels que : $R_c = V_{BA}/i_0$ et $R_e = V_{CD}/i_0$ où i_0 est le courant total circulant dans la couche active. Ces relations deviennent :

$$R_c = [(R_{sk}\rho_c)^{1/2}/w] \cdot \coth(d/L_t) \quad (III.12a)$$

$$R_e = [(R_{sk}\rho_c)^{1/2}/w] / \sinh(d/L_t) \quad (III.12b)$$

Où w est la largeur des contacts, d est sa longueur et L_t est la longueur de transfert qui représente la distance au bord du contact et est donnée par :

$$L_t = (\rho_c/R_{sk})^{1/2} \quad (III.13)$$

Les calculs des résistances R_c et R_e sont détaillés en Annexe C.

Le modèle TLM est valide dans le cas où $2L_t < d/10$, ce qui constitue une condition essentielle quant à la validité des résultats obtenus. Dans ce cas, l'équation (III.12-a) devient :

$$R_c = R_{sk} L_t/w \quad (III.14)$$

Connaissant les valeurs expérimentales de R_c et R_e alors ρ_c et R_{sk} peuvent être calculées.

Les valeurs de R_{sk} peuvent être plus petites [9] ou plus grandes [25] que celles de R_{sh} . Cette différence est expliquée par un autre modèle qui impose au modèle précédent, une couche supplémentaire : c'est le modèle TLTLM.

3.2 Description du modèle à trois couches : TLTLM

Le modèle à trois couches ou modèle de ligne de transmission à trois couches TLTLM (Tri Layer Transmission Line Model) a été développé par Reeves et al. [26] afin de modéliser les propriétés électriques obtenues sur des contacts ohmiques sur GaAs. Dans ce modèle, la couche active d'épaisseur t , se situant entre le métal et le SC, est cette fois, non homogène. La zone de contact est décrite sous forme de trois couches : la couche métallique en surface, la couche active composée d'un eutectique et la couche non réactive du SC. Cette structure présente donc deux interfaces : une entre le métal et la couche active représentée par ρ_{ca} et une autre entre la couche active et le SC représentée par ρ_{cu} (Figure III.26-a). Ce modèle permet de différencier et de quantifier les résistances carrées pour chacune des deux couches active et non réactive appelées respectivement R_{sa} et R_{su} (Figure III.26-b). La résistance de la couche conductrice en surface est, comme dans le premier cas, supposée être négligeable.

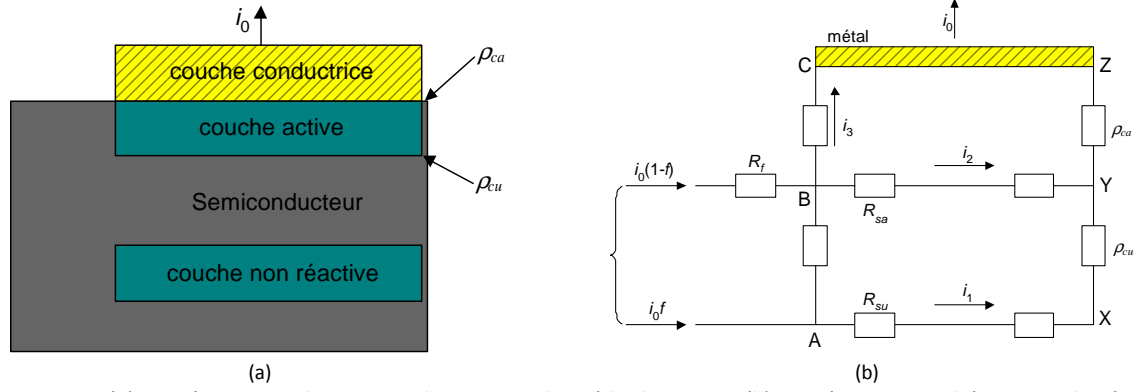


Figure III.26 : (a) Représentation du contact ohmique par la méthode TLTM. (b) Représentation schématique du réseau électrique distribué équivalent.

Prenons le cas où le contact électrique diffuse dans la couche barrière AlGaIn jusqu'au gaz 2D, voire même davantage après formation du contact lors d'un recuit à haute température. La couche tampon GaN n.i.d ($N_d=10^{16} \text{cm}^{-3}$) constitue la couche non réactive et normalement hautement résistive.

La représentation schématique du réseau électrique équivalent est montrée sur la figure III.26-b. La résistance R_f introduite à la limite de contact, affecte la fraction du courant total I_0 entrant dans la couche active. Cette résistance est une image de la résistance carrée de la couche inter-contacts. Le courant entre deux contacts peut circuler via le gaz 2D (courant majoritaire) et/ou via la couche barrière AlGaIn. Ainsi, cette zone est modélisée de façon à ce qu'une fraction du courant $(1-f)$ entre d'un côté du contact, alors que la fraction restante f entre du même côté tout comme dans le cas de la TLM standard. Cette zone, de largeur w et d'épaisseur t , présente donc une résistance carrée qui vaut :

$$R_f = \rho_{cu} / (w.t) \quad (III.15)$$

Ce modèle suppose que les limites du contact sont uniformes. L'extension de la zone active sous le contact vers la zone inter-contact est considérée comme négligeable ($2L_t < w/10$).

Le calcul détaillé des résistances de contact R_c et R_e est donné en Annexe C. Elles sont données par les expressions suivantes :

$$R_c = \frac{V_{AC}}{I_0} = \left\{ \frac{R_{su}}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P}{b \tanh(bd)} - \frac{Q}{a \tanh(ad)} \right\} \quad (III.16a)$$

$$R_e = \frac{V_{XZ}}{I_0} = \left\{ \frac{R_{su}}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P}{b \sinh(bd)} - \frac{Q}{a \sinh(ad)} \right\} \quad (III.16b)$$

où $P=f(R_{su}-\rho_{cu}a^2)-(1-f)R_{sa}$ et $Q=f(R_{su}-\rho_{cu}b^2)-(1-f)R_{sa}$, d est la distance entre 2 contacts.

Le facteur de division de courant f est donné par :

$$f = \left\{ \frac{N + R_{sa} [b \tanh(ad) - a \tanh(bd)]}{N + (R_{sa} + R_{su} - \rho_{cu}a^2)b \tanh(ad) - (R_{sa} + R_{su} - \rho_{cu}b^2)a \tanh(bd)} \right\} \quad (III.17)$$

où N est donné par: $N=R_f w(b^2 - a^2) \tanh(bd) \tanh(ad)$

$$a = \left[c - (c^2 - 4R_{su}R_{sa} / (\rho_{cu}\rho_{ca}))^{1/2} / 2 \right]^{1/2}, b = \left[c + (c^2 - 4R_{su}R_{sa} / (\rho_{cu}\rho_{ca}))^{1/2} / 2 \right]^{1/2}$$

$$\text{et } c = \left(\frac{R_{sa} + R_{su}}{\rho_{cu}} + \frac{R_{sa}}{\rho_{ca}} \right)$$

Dans le modèle TLTLM, les grandeurs physiques modulables ρ_{ca} , ρ_{cu} , R_{sa} et R_{su} permettent de remonter aux valeurs de R_c et R_e de manière à ce qu'il y ait accord entre les valeurs théoriques et les valeurs expérimentales.

Dans le cas où tout le courant du contact entre dans la couche non réactive R_{su} ($f=1$) et qu'il n'y a pas de couche active ($R_{sa} \rightarrow \infty$), les équations (III.16a) et (III.16b) sont réduites à:

$$R_e = [(R_{su}(\rho_{ca} + \rho_{cu}))^{1/2} / w] / \sinh(d/L_t) \quad (III.18a)$$

$$R_c = [(R_{su}(\rho_{ca} + \rho_{cu}))^{1/2} / w] \cdot \coth(d/L_t) \quad (III.18b)$$

En comparant ces deux relations avec les équations (III.12a) et (III.12b) du modèle TLM, on déduit que la quantité $(\rho_{ca} + \rho_{cu})$ représente ρ_c et que R_{su} représente R_{sk} .

3.3 Structure expérimentale

Le contact ohmique étudié est : Au/Ti/Al/Ti (12/200/40/100)nm/ $Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN$ (couche AEC840 modèle à 3 couches) sur substrat Al_2O_3 . La description de la couche est donnée en Annexe D. Les contacts ohmiques sont distants de 5, 10, 20, et 50 μm . La largeur du contact est $W=110\mu m$ (cf. Figure III.27).

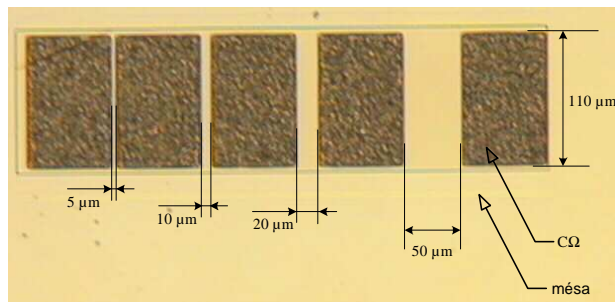


Figure III.27 : Photo d'une échelle de résistance de type TLM sur substrat Al_2O_3 .

La résistance de contact R_c , la résistance spécifique ρ_{cu} ainsi que la résistance R_{\square} globale ont été mesurées sur plusieurs échantillons de type TLM réalisés sur cette couche. Les différents résultats obtenus rassemblés dans le tableau III.2 montrent une dispersion des résultats de mesures qui peut être due à la formation du contact lui-même ou à la non-homogénéité de l'épitaxie.

Couche	R_{sa} (Ω/\square)	R_{su} (Ω/\square)	ρ_{ca} ($\Omega.cm^2$)
AEC840	1.5	8.5	10^{-7}

Tableau III.2 : Paramètres déduits par TLTLM réalisée sur la couche AEC840.

Le meilleur fit des points expérimentaux est obtenu pour des résistances carrées R_{sa} et R_{su} égales respectivement à 1.5 et 8.5 Ω/\square et pour une résistance spécifique de la couche active $\rho_{ca}=10^{-7}\Omega.cm^2$. La longueur d du contact ohmique est de 50 μm .

3.4 Comparaison des résultats obtenus sur deux HEMTs AlGaIn/GaN par les modèles TLM et TLTLM

Les mesures TLM ont été effectuées sur deux structures HEMTs AlGaIn/GaN conventionnel sur substrat silicium (111) : couches A461 et A242. La description des couches est donnée en Annexe D.

La résistance de contact R_c et la longueur de transfert L_t sont extraites à partir de la méthode TLM. Puis en utilisant les équations III.13 et III.14, la résistance spécifique de contact ρ_c et la résistance carrée R_{sh} sont déduites. Les résultats obtenus sont regroupés dans le tableau III.3.

Couche	R_c ($\Omega.mm$)	L_t (μm)	ρ_c ($\Omega.cm^2$)	R_{sh} (Ω/\square)
--------	-----------------------	-------------------	----------------------------	-------------------------------

A461	2.53	4.8	1.1×10^{-4}	478
A242	0.2	0.21	3.87×10^{-7}	875

Tableau III.3 : Paramètres calculés en utilisant la méthode TLM.

D'après le **tableau III.3**, tous les paramètres de la couche A461 sont plus grands que ceux de la couche A242 à part la résistance carrée R_{sh} . La résistance de contact R_c de la couche A242 présente un bon contact ohmique qui est 12 fois plus petite que celle de la couche A461.

Le modèle TLTLM a été appliqué aux deux structures HEMTs précédentes (couches A461 et A242) pour analyser le comportement des courants $I_1(x)$ et $I_2(x)$ dans les différentes régions du contact ohmique (cf. **Figure III.26-b**). $I_1(x)$ est le courant qui passe dans la résistance carrée R_{su} et qui provient du gaz 2D sous l'électrode et $I_2(x)$ est le courant qui passe dans la résistance carrée R_{sa} et qui provient de la barrière AlGaN/eutectique sous l'électrode. Le calcul de $I_1(x)$ et $I_2(x)$ est détaillé en **Annexe C**. Leurs expressions sont données par :

$$I_1(x) = \left\{ \frac{I_0}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)} \right\} \left\{ \frac{P \sinh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q \sinh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad (III.19a)$$

$$I_2(x) = \left\{ \frac{I_0}{R_{sa}\rho_{cu}(b^2 - a^2)} \right\} \left\{ \frac{P(R_{su} - \rho_{cu}b^2) \sinh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q(R_{su} - \rho_{cu}a^2) \sinh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad (III.19b)$$

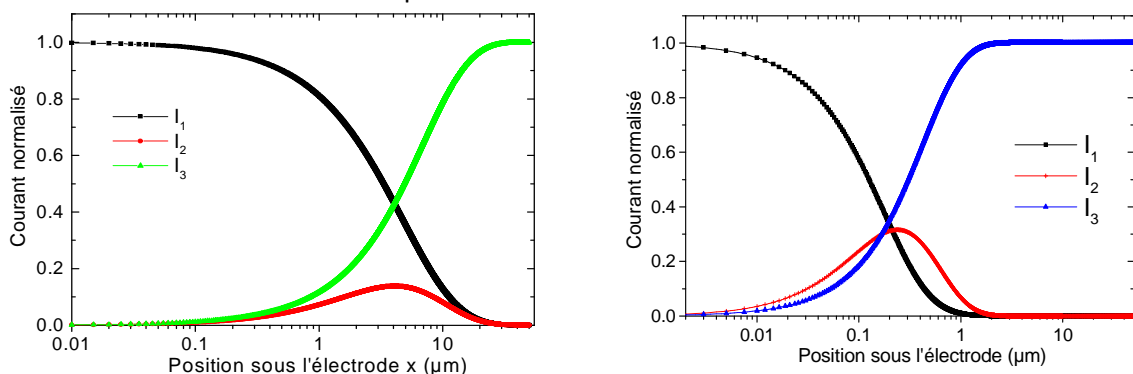
Le courant total entrant dans le contact est: $I_0(x) = I_1(x) + I_2(x) + I_3(x)$ où $I_3(x)$ est le courant entrant directement dans le métal côté grille (cf. **Figure III.26-b**). A l'abscisse $x=d$ (d étant la distance entre deux contacts), $I_1(d)$ et $I_2(d)$ sont nuls et $I_3(d)$ vaut I_0 .

Ces courants sont tracés afin d'établir leur distribution dans les résistances R_{su} et R_{sa} le long du contact. La **figure III.28** représente ces courants normalisés par rapport à I_0 pour $d=50\mu\text{m}$, $I_0=1$ ($I_3=1-I_1-I_2$) avec un facteur de division de courant $f=1$ qui indique que la résistance R_f introduite à la limite du contact image de la résistance carrée de la couche inter-contacts, est infinie (cf. **Equ. III.17**). Les paramètres du modèle TLTLM, déduits des valeurs expérimentales des résistances R_c et R_e des deux contacts A242 et A461, sont regroupés dans le **tableau III.4**.

Couche	$R_{sa} (\Omega/\square)$	$R_{su} (\Omega/\square)$	$\rho_{ca} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$\rho_{cu} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$R_c (\Omega \cdot \text{mm})$
A461	79.83	457.2	1.06×10^{-5}	10^{-4}	2.53
A242	75	965.5	8.7×10^{-8}	3×10^{-7}	0.2

Tableau III.4 : Paramètres des contacts ohmiques A461 et A242 calculés en utilisant la méthode TLTLM.

La valeur de ρ_c déterminée par le modèle TLM (**Tableau III.3**) est la somme de ρ_{ca} et ρ_{cu} déterminées par le modèle TLTLM (**Tableau III.4**). Par contre les valeurs de R_{sh} sont différentes de celles de R_{su} . Ceci traduit l'existence d'un eutectique sous l'électrode.



a) b)
 Figure III.28 : Evolution des courants normalisés en fonction de la distance sous le contact : (a) Couche A461, (b) Couche A242.

D'après les figures III.28-a et III.28-b, les courants dans les deux contacts n'ont pas le même comportement, même pour $f=1$ et malgré le fait que tout le courant passe dans R_{su} , un courant horizontal passe dans R_{sa} . La résistance carrée de cette couche active influe sur les propriétés du contact. Dans les deux contacts, le courant I_2 est plus petit que I_1 puisque la valeur de la résistance R_{sa} est plus petite que celle de R_{su} (Tableau III.4).

Dans le modèle TLTLM, la longueur de transfert L_t peut être déterminée à partir de la distribution du courant dans le contact. Dans un contact où $d \gg L_t$, L_t peut être définie comme étant la distance à partir de laquelle la somme des courants I_1 et I_2 chute à $1/e$ de leur valeur initiale ou quand I_3 atteint 63% de sa valeur finale. Quand $d \gg L_t$, I_1 et I_2 décroissent exponentiellement dans les deux contacts et s'annulent pour $d=50\mu\text{m}$ et $I_3=1$. D'après les figures III.28-a et III.28-b, le courant I_3 du contact A242 atteint plus vite les 63% de sa valeur finale. La longueur de transfert L_t est de 4.8 et $0.2\mu\text{m}$ pour laquelle la résistance spécifique de contact ρ_c est minimale et est de l'ordre de 9.26×10^{-5} et $3.35 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ respectivement, pour le contact A461 et A242 (cf. Figure III.29). Ces valeurs de L_t sont comparables aux valeurs déterminées par le modèle TLM (cf. Tableau III.3).

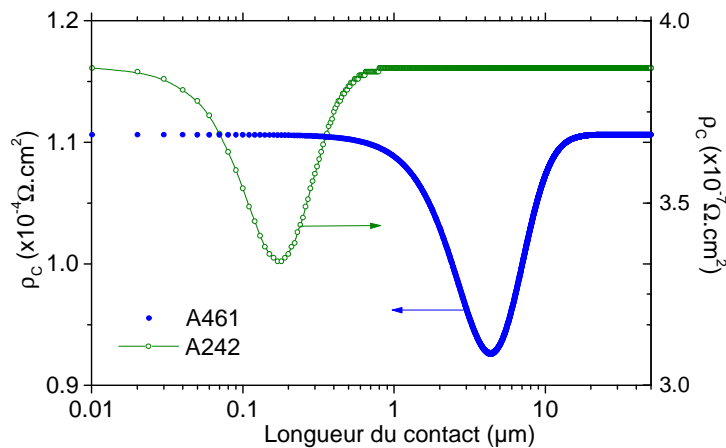


Figure III.29 : Variation de la résistance spécifique de contact du modèle TLTLM des deux couches A461 et A242 en fonction de la distance entre les contacts.

En utilisant l'équation III.13 de L_t et en considérant que R_{su} représente R_{sh} [27] du modèle TLM, R_{su} a pour valeurs, 402 et $837.5 \Omega/\square$ respectivement pour le contact A461 et A242. La résistance de fin R_e est mesurée par la méthode de Berger [28].

La résistance de contact R_c est calculée à partir des équations (III.18a et III.18b) en considérant que $\rho_c = \rho_{ca} + \rho_{cu}$ et dans le cas où $R_{sk} = R_{sh}$. Les valeurs de R_c sont respectivement de 22.53 et $1.52 \Omega \cdot \text{mm}$ pour le contact A461 et A242.

Connaissant les valeurs de ρ_c , R_{su} , R_c et R_e , la résolution numérique des deux équations couplées (III.16a et III.16b) permet de déterminer R_{sa} , ρ_{ca} et ρ_{cu} (Tableau III.5).

Le tableau III.5 résume les paramètres déduits de la figure III.29.

Couche	$\rho_c (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$R_{sa} (\Omega/\square)$	$R_{su} (\Omega/\square)$	$\rho_{ca} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$\rho_{cu} (\Omega \cdot \text{cm}^2)$	$R_e (\Omega)$	$R_c (\Omega)$
A461	9.26×10^{-5}	69.92	402	5.9×10^{-6}	8.67×10^{-5}	8.53	22.53
A242	3.35×10^{-7}	72.59	837.5	4.49×10^{-8}	2.9×10^{-7}	0.16	1.52

Tableau III.5 : Paramètres des contacts ohmiques A461 et A242 calculés en combinant les deux modèles TLM & TLTLM.

3.5. Application de la méthode TLM et TLTLM aux couches recessées

La méthode TLM et TLTLM a été appliquée à la couche LO586, laquelle comporte une couche espaceur en AlN de 1nm d'épaisseur. Nous avons remarqué que la formation des contacts ohmiques est d'autant plus difficile que la couche est non dopée et que la fraction d'aluminium dans la couche barrière AlGaN est importante. Aussi, ce problème s'en trouve décuplé lorsque l'hétérostructure comporte en plus un espaceur AlN ou AlGaN à fort taux d'aluminium. Les contacts ohmiques élaborés directement en surface présentent pour la majorité des cas un point d'inflexion. Pour pallier à ce problème, nous avons opté pour un fossé de contact ohmique dont l'épaisseur à graver a été optimisée. Cette étude est présentée chapitre 2, paragraphe 13.1.2 avec des épaisseurs de la couche barrière AlGaN non gravée, gravée partiellement ou en totalité. La couche barrière a une épaisseur de 22nm, contient 28% d'aluminium, un canal en GaN de 100nm et une couche tampon $Al_{0.07}Ga_{0.93}N$ de $1\mu m$ d'épaisseur. Une couche gravée à $\frac{3}{4}$ correspond à une distance contact métallique-gaz 2D de 6nm environ.

La fraction du courant qui circule dans la couche barrière est fonction de la résistivité du matériau. Si cette dernière présente un courant de fuite important, il sera alors nécessaire de prendre en considération la fraction de courant qui pénètre dans le contact ohmique par la couche barrière AlGaN. Cependant, comme il peut être constaté sur la figure III.30, qu'une couche barrière AlGaN présentant une résistivité de plus de quelques dizaines d'Ohms, implique un facteur $f=1$. Ce facteur f représente la fraction de courant qui circule dans le gaz 2D. $(1-f)$ correspond à la fraction de courant qui circule dans la couche barrière AlGaN. Nous prenons donc $f=1$ dans les calculs, puisque la largeur de nos contacts métalliques est de $50\mu m$. Aussi, R_f sera d'autant plus élevé que l'épaisseur de la zone active du SC sous le contact métallique est petite.

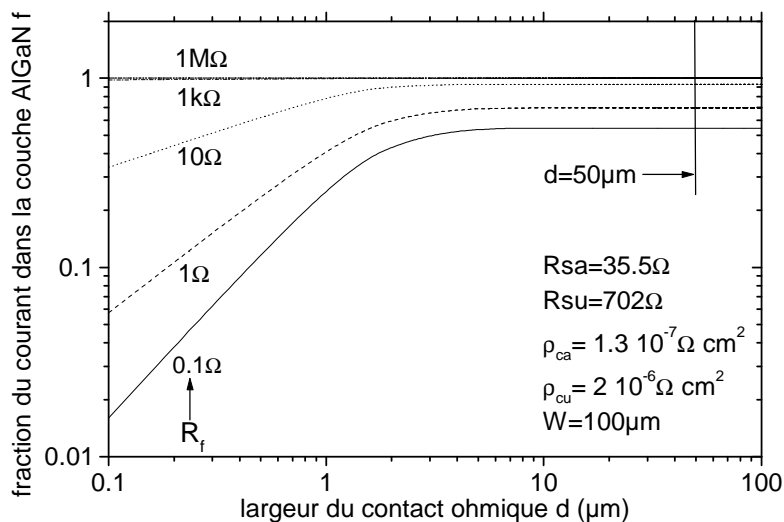


Figure III.30 : Evolution du facteur de division f en fonction de la longueur du contact métallique d pour différentes valeurs de la résistance R_f que présente la couche barrière AlGaN (ou de la section du passage du courant).

La figure III.31 représente l'évolution de la résistance de contact R_c en fonction de la résistivité spécifique de contact ρ_c obtenue à partir de la méthode TLM uniquement. La résistance de contact R_c montre se dégrader avec la résistivité spécifique de contact ρ_c .

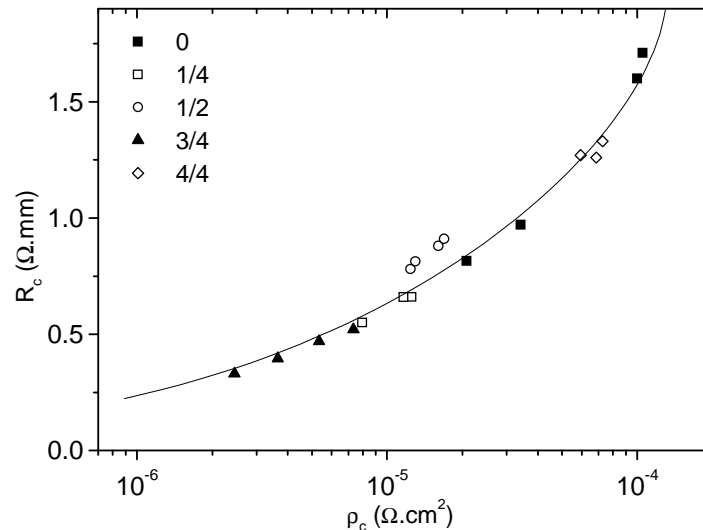


Figure III.31 : Evolution de la résistance de contact R_c en fonction de la résistance spécifique de contact ρ_c pour différentes profondeurs de gravure de la couche barrière AlGaN (pleine plaque, $\frac{1}{4}$ de barrière gravée, $\frac{1}{2}$ barrière gravée, $\frac{3}{4}$ de barrière et la totalité de la couche barrière gravée).

Le paragraphe 3 de ce chapitre décrit comment décomposer la valeur de R (ou R_{sh}) obtenue par méthode TLM en deux résistances R_{sk} (résistance carrée de l'eutectique) et R_{sh} (résistance carrée du semiconducteur). La figure III.32 montre l'évolution de la résistance R_{sk} en fonction de R_{sh} obtenue pour différentes profondeurs de la couche barrière AlGaN.

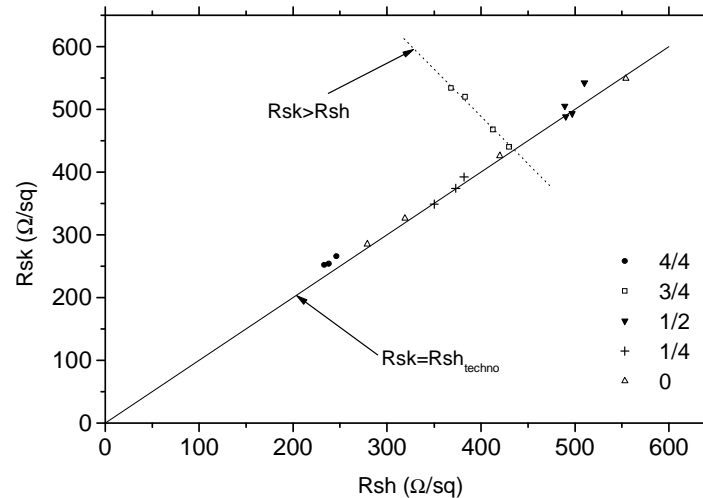


Figure III.32 : Evolution de la résistance R_{sk} en fonction de la résistance R_{sh} pour différentes profondeurs de gravure de la couche barrière AlGaN (pleine plaque, $\frac{1}{4}$ de barrière gravée, $\frac{1}{2}$ barrière gravée, $\frac{3}{4}$ de barrière et la totalité de la couche barrière gravée).

Il est montré au paragraphe 3 que les valeurs de R_{sh} et R_{sk} évoluent linéairement lorsque le contact ohmique formé se compose de deux couches, auquel cas, la méthode TLM peut s'appliquer. Cependant, dans le cas de la couche barrière AlGaN gravée au $\frac{3}{4}$, les valeurs de R_{sk} deviennent supérieures à celles de R_{sh} . Cela prouve que le contact formé est composé de trois couches et qu'il nous est nécessaire d'appliquer la méthode TLTLM car la méthode TLM n'est plus applicable seule.

La figure III.33 permet de représenter l'évolution de la résistance R_{sk} en fonction de la résistivité spécifique de contact ρ_{cu} dans ce cas. La méthode TLTLM permet de décomposer la résistivité

spécifique de contact ρ_c par deux résistivités spécifiques : ρ_{ca} (résistivité spécifique de l'eutectique formé) et ρ_{cu} (résistivité spécifique du semiconducteur GaN).

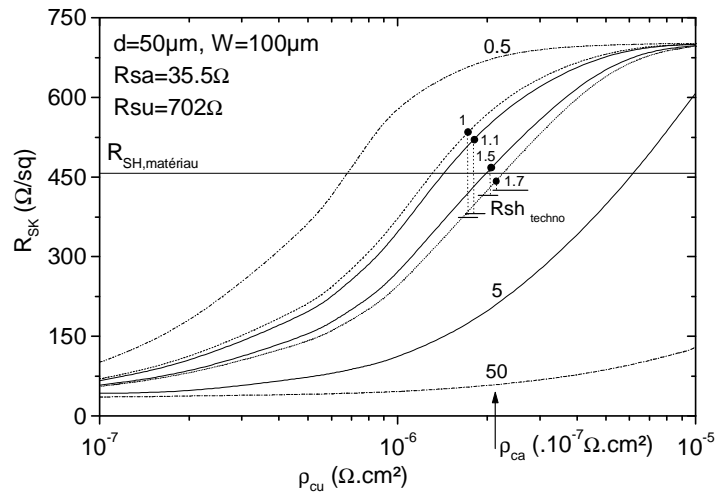


Figure III.33 : Evolution de la résistance R_{sk} en fonction de la résistivité spécifique de contact du semiconducteur ρ_{cu} pour différentes valeurs de la résistivité spécifique de contact de l'eutectique ρ_{ca} dans le cas où les $\frac{3}{4}$ de la couche barrière sont gravées.

Dans notre cas, le contact ohmique est réalisé sur une fine couche barrière ($\approx 6\text{nm}$) laquelle engendre une résistance carré sous le contact métallique R_{sk} supérieure ou égale à la valeur de $R_{sh,techno}$ (résistance carrée mesurée par mesure TLM). En effet, le processus de formation de l'alliage tend à réduire à néant l'épaisseur de la couche barrière, alors R_{su} (résistance de la couche semiconductrice sous la couche d'alliage) est également supérieure à R_{sh} . Dans le cas contraire, pour un composant de type MESFET par exemple, la valeur de R_{sk} est inférieure ou égale à celle de $R_{sh,techno}$. Quelques points expérimentaux sont placés sur le diagramme de la figure III.33 et montrent que les valeurs de ρ_{ca} varient très peu autour de $1.3 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$. Le contact ohmique formé montre alors être homogène.

La figure III.34 représente l'évolution de la résistivité spécifique de contact ρ_c en fonction de ρ_{cu} pour différentes valeurs de ρ_{ca} mesurés sur la plaque avec $\frac{3}{4}$ de la couche barrière gravée.

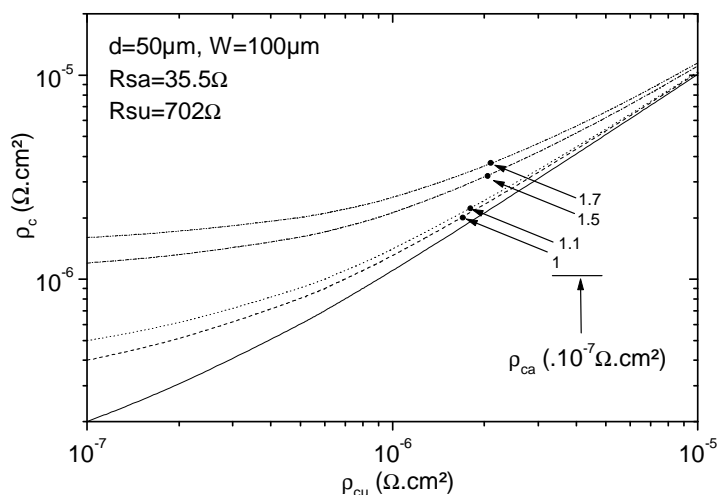


Figure III.34 : Evolution de la résistivité spécifique de contact ρ_c mesuré par méthode TLM en fonction de la résistivité spécifique de contact du semiconducteur ρ_{cu} pour différentes valeurs de la résistivité spécifique de contact de l'eutectique ρ_{ca} .

Les points expérimentaux de la [figure III.33](#) sont aussi placés sur la [figure III.34](#). Les valeurs de ρ_{ca} et ρ_{cu} déterminées par la méthode TLTLM permettent de retrouver la valeur de ρ_c , mesurée par la méthode TLM lorsque $R_{sk}=R_{sh}$.

4. Conclusion sur le contact ohmique

La caractérisation des différents contacts ohmiques a montré que le contact Au/Mo/Al/Ti/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN sur substrat SiC (Couche A) obtenu par implantation ionique et le contact Au/Ni/Al/Ti/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN sur substrat Saphir (Couche C) obtenu par simple recuit, possèdent la plus faible résistance spécifique de contact. Le contact ohmique Au/Ni/Al/Ti/Al_{0.27}Ga_{0.73}N/GaN sur substrat Si (Couche B) obtenu par recuit possède une résistance spécifique de contact plus élevée à cause de la diffusion du métal dans toute la barrière ce qui entraîne la formation d'un eutectique sous l'électrode.

La couche A et C présentent des pièges profonds situés respectivement à 0.36 et 0.3eV sous la BC et associés à des lacunes d'azote. La couche B exhibe des pièges peu profonds situés à 30meV sous la BC associés à des impuretés d'oxygène accumulées à la surface de AlGaN et des pièges profonds à 0.3eV sous la BC. Ces derniers peuvent être là encore assignés à des lacunes d'azote. Dans les trois cas, la conduction des électrons de la source vers le drain se fait par effet tunnel assisté par effet de champ (FE).

La résistance de contact (R_c), la longueur de transfert (L_t), la résistance spécifique de contact (ρ_c) ainsi que la résistance carrée (R_{sh}) extraites de la résistance totale (R_T) mesurée par TLM sur deux structures HEMTs AlGaN/GaN sur substrat Si (111) (couches A641 et A242) sont examinés en détails. Ces contacts ohmiques montrent que leurs compositions correspondent à un tricouche avec la formation d'un eutectique entre le métal et le gaz 2D. Ces deux contacts sont alors caractérisés par le modèle TLTLM qui est basé sur les principes du modèle de la TLM pour expliquer la différence trouvée entre les valeurs expérimentales de la résistance carrée de l'interface MS R_{sk} et celles de la résistance dans le SC R_{sh} . Cette technique a permis de modéliser la région sous le contact qui est caractérisée par deux résistances spécifiques de contact : une pour l'interface M/couche active (ρ_{ca}) de résistance carrée R_{sa} et une autre pour l'interface couche active/SC (ρ_{cu}) de résistance carrée R_{su} . Les résultats obtenus montrent que la valeur de ρ_c déterminée par le modèle TLM est la somme de ρ_{ca} et ρ_{cu} déterminées par le modèle TLTLM dans les deux contacts lorsque $R_{sk}=R_{sh}$. Par contre, les valeurs de R_{sh} sont différentes de celles de R_{su} à cause de la présence de l'eutectique. Par conséquent, le modèle TLTLM est le modèle le plus adéquat dans la modélisation des structures réelles.

Ce modèle est alors appliqué au contact ohmique obtenu après avoir réalisé une tranchée dans la couche barrière pour se rapprocher davantage du gaz 2D. Il est trouvé une distance optimale fixée à 6nm du gaz d'électrons, laquelle permet d'expliquer les paramètres du contact ohmique du tricouche formé. L'eutectique formé de taille nanométrique, engendre des résistances R_{sk} supérieures à R_{sh} et l'évolution des grandeurs physiques obtenues est discuté.

Partie 2 : Contact Schottky

5. Introduction

Le bon fonctionnement d'un transistor nécessite des contacts ohmiques de faible résistance associés à un contact Schottky permettant de réaliser une commande efficace du composant. Il conditionne

directement les caractéristiques majeures comme entre autres, la largeur de la zone désertée, la tenue en température, la puissance de sortie, la linéarité, en d'autre terme la fiabilité. La largeur du pied de grille conditionne la montée en fréquence. L'origine physique de ces caractéristiques réside notamment dans la nature du SC à base de nitrures, mais aussi dans le procédé technologique utilisé. Les mécanismes physiques d'un contact Schottky sont décrits en [Annexe C](#).

Un contact Schottky efficace se caractérise par :

- Un courant de fuite en polarisation inverse ($I_{G,leak}$) le plus faible possible.
- Une tension de claquage inverse (V_{BD}) élevée.
- Une bonne adhérence mécanique et une stabilité thermique élevée.
- Une faible résistance de grille (R_G).
- Une hauteur de barrière élevée en direct associée à un bon coefficient d'idéalité.

La densité de pièges (à l'interface MS et dans le SC) et la hauteur de barrière du contact Schottky sur AlGaN sont les principaux paramètres qui conditionnent l'obtention de ces caractéristiques. L'étude théorique du contact Schottky MS est décrite en [Annexe C](#). Cette hauteur de barrière peut, dans certains cas, être affectée par le travail de sortie du métal. La [figure III.35](#) regroupe les valeurs des travaux de sortie et des hauteurs de barrière des métaux couramment déposés sur le GaN massif nid type n [29].

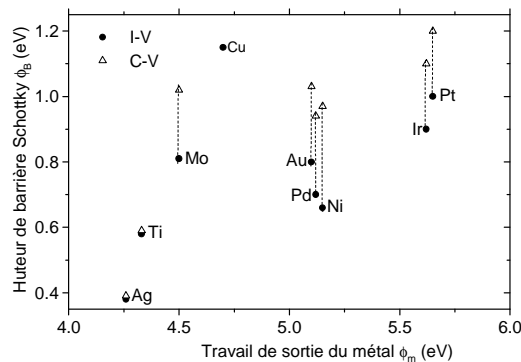


Figure III.35 : Récapitulatif de quelques hauteurs de barrière ϕ_b obtenues en fonction des travaux de sortie des métaux utilisés sur n-GaN/Al₂O₃ [28], [30]. Les valeurs de ϕ_b sont obtenues soit par mesures Courant-Tension I(V) ou Capacité-Tension C(V).

La disparité des valeurs de hauteur de barrière reportées sur la [figure III.35](#) résulte de la présence de défauts et de la technique de mesure. Les défauts ont diverses origines comme le désordre cristallin (inhomogénéité du matériau, des variations locales de la stœchiométrie (Ga/N), contrainte superficielle), ou des contaminations après le prétraitement de surface avant métallisation. Ces valeurs varient aussi en fonction du travail de sortie du métal et de la technique de métallisation utilisée (par évaporation ou pulvérisation).

5.1 Détermination de la hauteur de barrière Schottky

D'après le modèle de Schottky-Mott, la hauteur de barrière Schottky d'un contact MS idéal est égal à la différence entre le travail de sortie ϕ_m du métal et l'affinité électronique χ_{SC} du SC, tel que :

$$\phi_{Bn} = \phi_m - \chi_{SC} \quad (III.20)$$

La hauteur de barrière de la plupart des contacts MS mesurée expérimentalement, ne suit pas la limite Schottky définie par l'équation (III.20), car cette dernière ne tient compte ni de la présence de pièges à l'interface MS, ni de l'abaissement $\Delta\phi_B$ de la hauteur de barrière par effet Schottky (cf.

Figure III.36). $\Delta\phi_B$ est souvent négligé devant les autres grandeurs. Dans le cas d'un SC dopé n, l'obtention d'un contact Schottky nécessite l'usage d'un métal tel que $\phi_m > \phi_{SC}$.

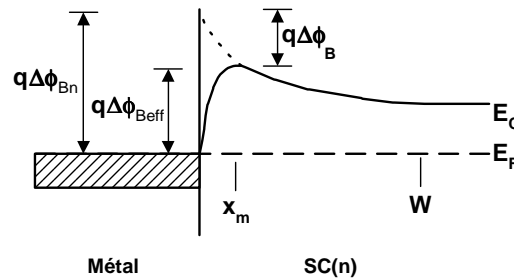


Figure III.36 : Diagramme énergétique d'une barrière Schottky métal/SC(n). $\Delta\phi_B$ est la résultante de la charge image qui réduit la barrière de potentielle ϕ_{Bn} , W est la largeur de la zone de charge d'espace et x_m est le point où le champ électrique est maximal.

Les valeurs expérimentales obtenues (Figure III.35) sur GaN montrent que la hauteur de barrière évolue peu avec la nature du métal déposé. Pour essayer d'expliquer ce phénomène, nous avons adopté le modèle électrique appliqué à GaAs pour lequel la hauteur de barrière mesurée n'évolue pas avec le travail de sortie du métal et $E_{Fm} < E_{FSC}$. Le modèle consiste à introduire une couche isolante à l'interface extrêmement fine pouvant supporter une ddp et étant transparente aux électrons. Cette couche est assimilée à l'oxyde natif du GaN (car prépondérant) et est caractérisée par son épaisseur, une densité de pièges à l'interface et leurs niveaux énergétiques dans la BI.

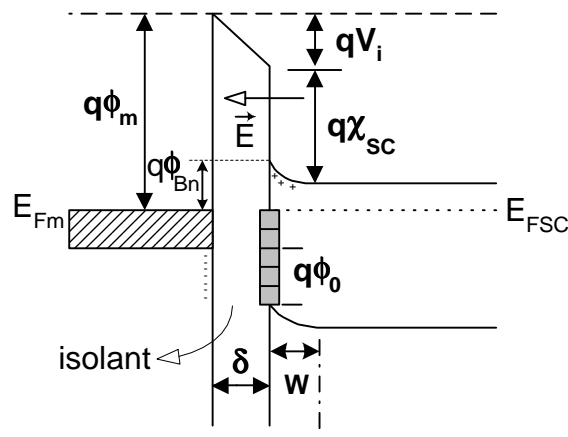


Figure III.37 : Diagramme énergétique d'un contact métal/SC(n) en présence d'états d'interface et d'une couche interfaciale fine (δ).

Dans le cas des matériaux à LBI comme $Al_mGa_{1-m}N$, beaucoup de questions restent en suspend et plus encore dans le cas des hétérostructures $AlGaN/GaN$ ayant un gaz d'électrons à proximité de la surface. Comme nous le verrons dans l'ensemble de ce manuscrit, les mesures expérimentales montrent d'une manière générale que ces SC présentent des densités d'états de surface très élevées ($\geq 10^{13} eV^{-1}cm^{-2}$) et que la hauteur de barrière varie indépendamment du travail de sortie du métal. Cependant, certains chercheurs [28] ont montré que la hauteur de la barrière Schottky sur n-GaN augmente avec le travail de sortie du métal. D'autres comme Lin et al. [31] ont montré que la hauteur de barrière Schottky fabriqués sur des hétérostructures $AlGaN/GaN$ contraintes, est d'autant plus faible que le travail de sortie des métaux utilisés est élevé. Les états donneurs en surface du SC $AlGaN$ sont présentés comme responsable de ce comportement. C'est pourquoi, il est nécessaire d'inclure l'effet des états de surface dans l'expression de la hauteur de barrière. L'effet des états de

surface est représenté par le niveau énergétique $q\phi_0$ (Figure III.37). Ce niveau coïncide avec le niveau de Fermi à la surface du SC avant la formation du contact. Les états de surface en deçà sont remplis afin de satisfaire à la condition de neutralité de charge en surface (E_{CNL}) tel que $E_{CNL}-E_{BV}=q\phi_0$ (cf. Figure III.37). Si la densité des états de surface est très grande, le niveau de Fermi est bloqué à $q\phi_0$ et la hauteur de barrière devient indépendante du travail de sortie du métal. L'expression générale de la hauteur de barrière Schottky qui tient compte de la densité des états de surface et de l'abaissement qV_i est donnée par [32] :

$$\phi_{Bn} = c_2(\phi_m - \chi) + (1 - c_2)(E_g/q - \phi_0) - qV_i = c_2\phi_m + c_3 \quad (III.21)$$

où $c_2 = \epsilon_i \epsilon_0 / (\epsilon_i \epsilon_0 + q^2 \delta D_{it})$, ϵ_i et δ sont respectivement la constante diélectrique et l'épaisseur de la couche interfaciale ($\approx q\text{Å}$) (Figure III.37) et D_{it} est la densité d'états d'interface. En déterminant c_2 et c_3 à partir de la courbe expérimentale $\phi_{Bn}(\phi_m)$, il est possible de déterminer $q\phi_0$ et D_{it} tel que :

$$q\phi_0 = E_g - q \left(\frac{c_2 \chi + c_3 + V_i}{1 - c_2} \right) \text{ et } D_{it} = \frac{(1 - c_2) \epsilon_i \epsilon_0}{c_2 \delta q^2} \quad (III.22)$$

Pour une densité d'états d'interface infinie ($D_{it} \rightarrow \infty$), $c_2 \rightarrow 0$, l'équation (III.21) devient :

$$\phi_{Bn} = E_g/q - \phi_0 - V_i \quad (III.23)$$

Dans ce cas, la hauteur de barrière devient indépendante de ϕ_m .

Si l'on suppose la densité d'états d'interface comme négligeable et en tenant compte de l'abaissement de la hauteur de barrière, alors la nouvelle hauteur de barrière peut être écrite sous la forme : $\phi_{Bn} = (\phi_m - \chi) - V_i$ (III.24)

Ce même modèle est donc appliqué ici au SC $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$ massif en prenant en compte : le désordre cristallin assimilé à la présence de pièges en surface ($q\phi_0$) et une couche d'oxyde natif interfaciale caractérisée par sa haute permittivité diélectrique ($\epsilon_r=10$ pour Ga_2O_3 et Al_2O_3) et pour trois épaisseurs possibles (0.1, 0.5 et 1nm). La figure III.38 montre les résultats obtenus. Quelle que soit l'épaisseur de l'oxyde, la hauteur de barrière augmente linéairement avec le travail de sortie du métal. De plus, la pente de cette courbe diminue pour des densités d'états d'interface plus élevées et est d'autant plus marquée que la couche d'oxyde est épaisse.

Cette évolution correspond à des travaux de sortie du métal supérieurs à 4.75eV et le phénomène est inversé en deçà de cette valeur. En effet, pour ce point particulier $\Delta\phi_B$ est négligeable devant les autres grandeurs, $\phi_0 \approx 2.564\text{eV}$ [17], $E_g/q = 4.164\text{eV}$, $\chi = 3.155\text{eV}$, alors $\phi_m - \chi = (E_g/q - \phi_0)$ d'où $\phi_m = (4.16 - 2.564) + 3.155 = 4.75\text{eV}$ et $\phi_{Bn} = (E_g/q - \phi_0) = 1.6\text{eV}$. La chute de potentiel à travers l'isolant devient nulle et la présence de pièges n'affecte pas la hauteur de barrière.

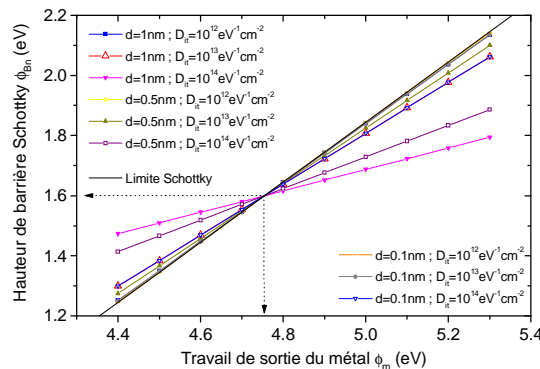


Figure III.38 : Evolution de la hauteur de barrière Schottky d'un MESFET $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$ en fonction du travail de sortie du métal en présence d'une couche d'oxyde natif (Ga_2O_3 ou Al_2O_3) d'épaisseur d et de la densité de pièges en surface D_{it} .

Cependant, ces résultats donnent des hauteurs de barrières relativement hautes et n'expliquent pas ni le comportement, ni les valeurs obtenues expérimentalement.

Le **tableau III.6** présente les résultats de mesures obtenus pour différents métaux déposés par pulvérisation cathodique (TiN, TiW et Au) avant et après recuit. La hauteur de barrière ϕ_{b0} et la hauteur de barrière en condition de bande plate ϕ_{bf} , ainsi que le coefficient d'idéalité η sont répertoriés. La densité de pièges à l'interface D_s est déduite pour chaque contact avant et après recuit.

Type de contact Schottky	ϕ_m (eV)	ϕ_{b0} (eV)	η	ϕ_{b0} (eV)	η	ϕ_{bf} (eV)	ϕ_{bf} (eV)	D_s	T°C recuit
		sans recuit		recuit 500°C		sans recuit	recuit 500°C		
TiN	3.75	0.507	9.69	1.059	1.6	3.076965902	1.56764298	2.5×10^{14}	sans
TiW	4.42	0.508	9.99	0.859	3.31	3.175677394	2.35527549	2.33×10^{13}	500
Au	5.3	0.592	2.16	0.856	3.84	1.033656438	2.68705679		

Tableau III.6 : Evolution de la hauteur de barrière ϕ_{b0} et du coefficient d'idéalité η en fonction de différents métaux déposés par pulvérisation entre avant et après recuit sur la couche L446.

Il est à noter que la hauteur de barrière Schottky dans les transistors HEMT AlGa_mN/GaN dépend aussi des caractéristiques de l'hétérostructure. Les paramètres les plus importants à prendre en considération sont représentés par l'épaisseur de la couche barrière Al_mGa_{1-m}N, son taux d'aluminium m , son dopage résiduel, la densité d'électrons du gaz 2D, le travail de sortie du métal, la densité de pièges à l'interface MS ainsi que la densité de dislocations dans AlGa_mN.

Dans l'étude suivante, on considèrera que les dimensions de la grille n'influent pas sur la hauteur de barrière ($L_g > 1\mu\text{m}$) et que le taux de dislocations est négligeable.

5.2 Effet du taux d'aluminium dans Al_mGa_{1-m}N sur la hauteur de barrière Schottky

Soit le contact Schottky Ni/Al_mGa_{1-m}N d'une structure MESFET. La hauteur de barrière MS de cette structure MESFET évolue en fonction du taux d'aluminium suivant l'expression :

$$\phi_B = \phi_{Ni} - \chi_{AlGaN}, \text{ avec } \phi_{Ni} = 5.15\text{eV}.$$

On estime l'affinité électronique comme $\chi(Al_mGa_{1-m}N) = 0.6m + 4.1(1-m) = 4.1 - 3.4m$

$$D'où \phi_B(m) / \text{théorique (Ni)} = 1.05 + 3.4m \tag{III.25}$$

Cette relation surestime les points expérimentaux des publications citées précédemment et est d'autant plus marquée que le taux d'aluminium augmente.

Pour $m=23\%$, il a été observé que la hauteur de barrière diminue de $\Delta\phi_B$ telle que :

$\Delta\phi_B = \phi_{B|\text{théorique}} - \phi_{B|\text{expérimentale}} = 0.58\text{eV}$ où $\phi_{B|\text{expérimentale}}$ représente la hauteur de barrière obtenue à partir du fit des hauteurs de barrière mesurées expérimentalement par Qiao et al. [33] dans une structure MESFET Ni/n-Al_mGa_{1-m}N ($N_d = 10^{17}\text{cm}^{-3}$) pour des taux d'aluminium m inférieurs à 23% (cf. **Figure III.39**).

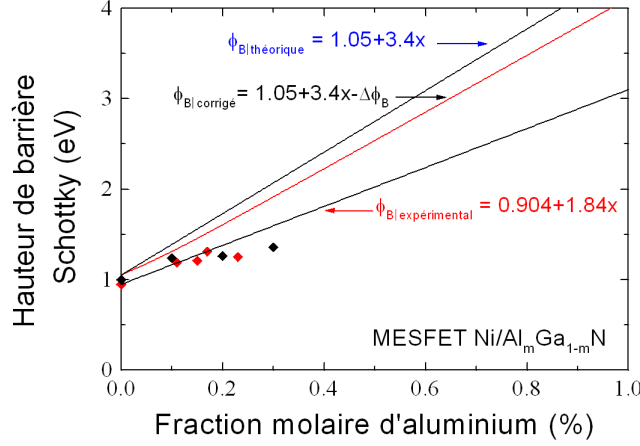


Figure III.39 : Hauteur de barrière Schottky calculée théoriquement et mesurée par Qiao et al. [33].

Pour expliquer cette différence, il nous est nécessaire de prendre en compte les charges de polarisation induites dans le matériau AlGaN et le champ électrique interne E_{int} qui a pour effet de modifier le potentiel de surface et par conséquent la hauteur de barrière par effet Schottky (variation de ϕ_B par le potentiel image du métal) :

$$\Delta\phi_B = \sqrt{\frac{qE_{int}}{4\pi\epsilon_{AlGaN}}} \quad (III.26)$$

où ϵ_{AlGaN} est la permittivité de $Al_mGa_{1-m}N$.

Le champ électrique E_{int} est déterminé à partir de la loi de Gauss appliquée à AlGaN auquel il faut ajouter le champ électrique interne de la zone dépeuplée engendrée par la présence du métal. Les charges électriques proviennent des polarisations piézoélectriques et spontanées (σ_{sp} et σ_{pz} si la couche est contrainte) ainsi que des charges de surface. L'origine des charges de surface est multiple : elle correspond à la présence de défauts polaires et de la contribution de la polarisation piézoélectrique en surface du SC. Ainsi :

$$E_{int} = \frac{qN_d W}{\epsilon_{AlGaN}} + E_{surface} - \frac{1}{\epsilon_{AlGaN}} (\sigma_{sp} + \sigma_{pz}) \quad (V/cm) \quad (III.27)$$

Où N_d est le dopage dans AlGaN, W est l'épaisseur de la zone désertée sous le métal dans la couche barrière $Al_mGa_{1-m}N$ et $E_{surface}$ est le champ électrique de surface induit par les charges de surface.

5.2-a Hauteur de barrière Schottky dans le MESFET

Dans le cas du MESFET, l'expression (III.27) se simplifie car, d'une part, si la couche AlGaN est suffisamment épaisse alors la polarisation piézoélectrique est négligeable et d'autre part, la structure est supposée idéale donc sans défauts. Le champ électrique de surface ($E_{surface}$) induit par ces charges de surface est donc inexistant. σ_{pz} et $E_{surface}$ sont donc considérés comme nuls.

La densité de charge due à la polarisation spontanée dans $Al_mGa_{1-m}N$ est donnée par (cf. Chapitre 1) :

$$\sigma_{sp} = 0.052m + 0.029 \quad (C/m^2)$$

Pour les paramètres suivants liés au contact Schottky expérimental citée au paragraphe précédent : $N_d = 10^{17} cm^{-3}$, $W_{AlGaN} = 1 \mu m$, $m = 23\%$ et $\epsilon(Al_mGa_{1-m}N) = (8.9 - 0.5m) \times \epsilon_0 = 77.75 \times 10^{-12} F/m$, le champ interne devient :

$$E_{int} = \frac{qN_d W}{\epsilon_{AlGaN}} - \frac{1}{\epsilon_{AlGaN}} \sigma_{sp} = 3.2 \times 10^3 kV/cm \text{ d'où } \Delta\phi_B = 0.12 eV.$$

Ainsi, cette première correction explique la disparité des valeurs expérimentales obtenues. Cependant, il est encore possible d'être plus rigoureux en tenant compte du champ électrique en surface de AlGa_N. L'évaluation de $E_{surface}$ induit par les charges de surface sous le contact Schottky, nécessite de les quantifier au préalable. Il s'exprime par :

$$E_{surface} = \frac{\sigma_{sp}}{\epsilon_{AlGaN}} - q \frac{N_d W}{\epsilon_{AlGaN}} = 2.2 \times 10^3 \text{ kV/cm} \quad (III.28)$$

L'expression (III.28) ne contient pas le terme de la charge piézoélectrique parce que la couche AlGa_N, étant épaisse, est relaxée. Ce champ est dû à une charge de surface positive s'élevant à $E_{surface}/\epsilon_{AlGaN} = 2.615 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, due aux états de surface.

La figure III.40 représente la hauteur de barrière Schottky mesurée et les valeurs théoriques pour un MESFET AlGa_N/Ga_N. Il est nécessaire de réaliser une interpolation avec des points expérimentaux correspondant à chaque métal utilisé.

La hauteur de barrière Schottky dans le cas de Ni/AlGa_N est donnée par :

$$\phi_B(x)_{eV} = 0.95 + 2.15m - \Delta\phi_B(m) \quad (III.29)$$

Une interpolation linéaire des valeurs calculées aboutit à : $\phi_B(x)_{eV} = 0.766 + 1.9m$.

La hauteur de barrière Schottky dans le cas de Ir/AlGa_N ($\phi_{Ir} = 5.62 \text{ eV}$) est donnée par :

$$\phi_B(x)_{eV} = 1.42 + 2.15m - \Delta\phi_B \quad (III.30)$$

Une interpolation linéaire des valeurs calculées aboutit à : $\phi_B(x)_{eV} = 1.102 + 1.974m$

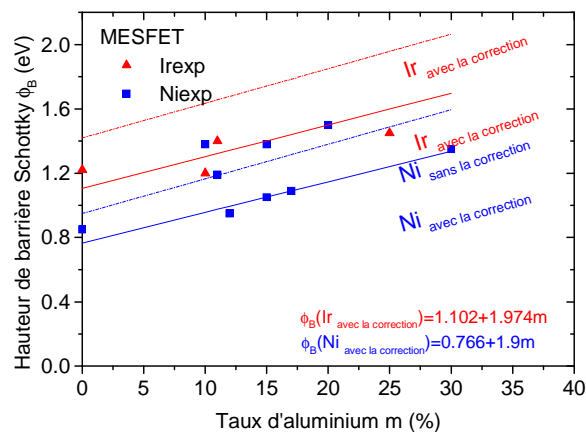


Figure III.40 : Variation de la hauteur de barrière Schottky théorique et mesurée en fonction du taux d'aluminium dans un MESFET AlGa_N/Ga_N en ignorant et en tenant compte de l'abaissement (correction) de la hauteur de barrière $\Delta\phi_B$ dans le cas d'une Schottky Ir ou Ni.

Les calculs sont effectués pour des taux d'aluminium n'excédant pas les 38% à cause de la relaxation partielle du réseau.

Le travail de sortie de l'Iridium est plus grand que celui du Nickel, c'est pourquoi il montre une hauteur de barrière Schottky plus élevée dans le cas du MESFET Ir/AlGa_N.

5.2-b Hauteur de barrière dans le HEMT

Dans le cas d'une hétérostructure AlGa_N/Ga_N, l'épaisseur de la couche AlGa_N est beaucoup plus petite (<35nm) et la contrainte engendrée par le désaccord en paramètre de maille entre AlGa_N et Ga_N induit des charges de polarisations piézoélectriques conséquentes. Le champ électrique interne E_{int} est donné par l'équation (III.27) et la densité de charge due à la polarisation piézoélectrique est décrite dans le chapitre 1. Le champ électrique présent dans la couche barrière AlGa_N doit

également satisfaisant à la condition de neutralité de charge totale dans la structure AlGa_N/Ga_N/substrat (Figure III.41):

$$\sigma_{\text{surface}} - \sigma_{\text{AlGa}_N} + \sigma_{\text{AlGa}_N} - \sigma_{\text{Ga}_N} - \sigma_{\text{2DEG}} + \sigma_{\text{Ga}_N} - \sigma_{\text{substrat}} = 0$$

$$\text{En d'autres termes : } \sigma_{\text{surface}} = \sigma_{\text{2DEG}} + \sigma_{\text{substrat}} \quad (\text{III.31})$$

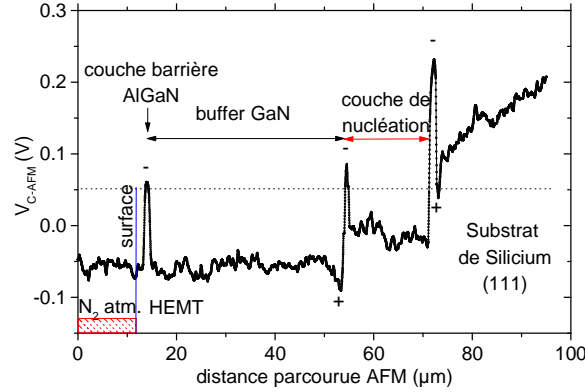


Figure III.41 : Identification des charges de polarisation dans le HEMT AlGa_N/Ga_N/Si mesuré par C-AFM.

Afin de quantifier l'impact de la présence d'un gaz 2D sur la hauteur de barrière, on commence par évaluer le champ interne lorsque la densité du gaz 2D est négligeable. Pour ce faire, nous supposons travailler en canal pincé ($V_g < V_{th} < 0$) de façon à dépeupler complètement le gaz d'électrons. Le HEMT sans gaz d'électrons peut être assimilé à un MESFET.

Par conséquent : $\sigma_{\text{surface}} - \sigma_{\text{substrat}} = \sigma_{\text{2DEG}} \approx 0$

$$\text{Le champ électrique interne dans la barrière est donné par : } E_{\text{AlGa}_N} = -(\sigma_{sp} - \sigma_{pz}) / \epsilon_{\text{AlGa}_N} \quad (\text{III.32})$$

La charge de surface est supposée négligeable (donc $E_{\text{surface}} \approx 0$) car la valeur de la concentration de pièges dans le substrat l'est aussi.

En injectant l'équation (III.26) dans l'équation (III.29), on obtient $\phi_B(x)|_{\text{2DEG} \approx 0}$ pour notre nouveau champ interne $E_{\text{AlGa}_N}(x)$ (Figure III.42).

La figure III.42 représente la hauteur de barrière Schottky théorique de Ni/AlGa_N/Ga_N nid ($N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) relative à un gaz 2D totalement dépeuplé. Dans ce cas précis, l'épaisseur de la couche barrière est fixée à 26nm. Le fit des valeurs calculées aboutit à l'expression suivante :

$$\phi_B(x)|_{\text{2DEG} \approx 0} = 0.93 + 0.23x + 9.66x^2 - 28.08x^3 + 29.72x^4 \quad (\text{eV}) \quad (\text{III.33})$$

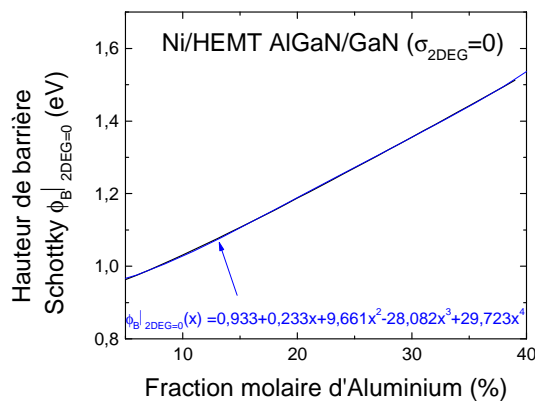


Figure III.42 : Hauteur de la barrière Schottky calculée pour Ni/AlGa_N/Ga_N non dopé en absence du gaz 2D.

5.2-c Hauteur de barrière en présence d'une concentration d'électrons finie dans le canal

L'application d'une tension de polarisation supérieure à la tension seuil permet d'augmenter la densité de charges dans le gaz 2D. Cette densité d'électrons évolue en fonction de l'épaisseur de la couche barrière [34]. La concentration d'aluminium dans la couche AlGa_N a pour effet d'étendre la

maille et donc d'accroître la densité de porteurs dans le canal. Ceci modifie le champ électrique dans la barrière AlGa_N et par conséquent $\Delta\phi_B$ change. La variation du champ électrique modifie la contrainte dans AlGa_N qui à son tour, modifie la composante piézoélectrique de la polarisation totale. En présence du gaz 2D, le champ électrique dans la couche barrière AlGa_N est donné par l'équation (III.27).

Soit une hétérostructure AlGa_N/Ga_N ayant un dopage résiduel de 10^{15}cm^{-3} pour laquelle on recherche une expression qui puisse traduire l'évolution de la hauteur de barrière pour un taux d'aluminium donné et une épaisseur de la couche barrière AlGa_N contrainte (<38%).

En injectant l'équation (III.31) dans l'équation (III.27) puis l'équation (III.27) dans l'équation (III.26) dans les deux cas ($\sigma_{2\text{DEG}} \cong 0$ et $\sigma_{2\text{DEG}} \neq 0$), la variation de la hauteur de barrière due à l'augmentation de la concentration du gaz 2D est représentée sur la figure III.43. L'expression de cette variation obtenue par un fit est exprimée comme suit :

$$\Delta\phi_B = \phi_B^{2\text{DEG}=0} - \phi_B^{2\text{DEG}} = -7.7 \times 10^{-4} + 5.879 \times 10^{-8} \sqrt{\sigma_{2\text{DEG}}} \quad (\text{III.34})$$

où la charge du gaz 2D est exprimée en cm^{-2} .

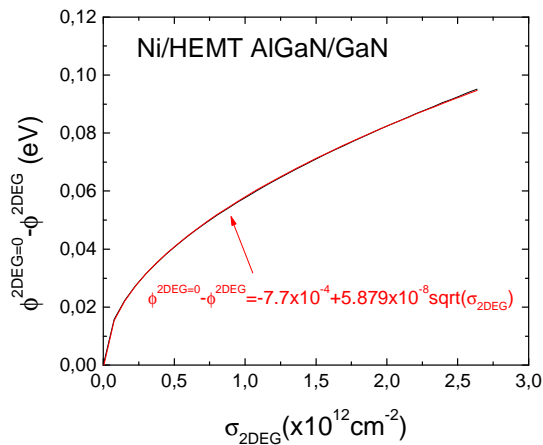


Figure III.43 : Déviation de la hauteur de barrière en fonction de la concentration du gaz d'électrons 2D.

La figure III.43 montre que la différence entre la hauteur de barrière Schottky dans un HEMT où la densité du gaz d'électrons 2D est négligeable ($2\text{DEG} \cong 0$) et celle dans un HEMT avec un gaz 2D ($2\text{DEG} \neq 0$) augmente avec la présence et l'augmentation de la densité d'électrons $\sigma_{2\text{DEG}}$.

La figure III.44 représente la variation de la hauteur de barrière Schottky théorique et expérimentale en fonction du taux d'aluminium dans le cas d'un HEMT et dans le cas d'un MESFET avec Ni comme métal de grille. La différence peut être attribuée à l'existence d'une densité de pièges beaucoup plus élevées à l'interface Ni/HEMT ou à l'interface AlGa_N/Ga_N que dans le MESFET Ni/AlGa_N.

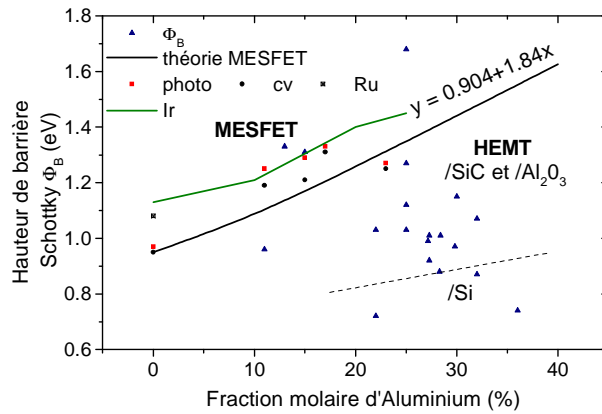


Figure III.44 : Evolution de la hauteur de barrière dans le cas d'un HEMT Ni/AlGaIn/GaN et d'un MESFET Ni/AlGaIn nid, mesurée par différentes méthodes (photoluminescence et C-V).

5.3 Effet du décalage du niveau de Fermi sur la hauteur de barrière Schottky

Dans une structure HEMT AlGaIn/GaN, l'énergie de Fermi E_F est fonction du taux d'aluminium et de la densité du gaz d'électrons σ_{2DEG} (Equ. III.7, III.8 et III.9) présents dans le canal.

La résolution de ces trois équations couplées permet d'étudier l'évolution du niveau de Fermi en fonction du taux d'aluminium dans la couche barrière AlGaIn et de la densité du gaz d'électrons σ_{2DEG} représentée respectivement sur les figures III.45-a et figure III.45-b. Ici, E_F est calculé par rapport au bas de la BC de GaN pris comme origine des énergies ($E_C=0$).

L'augmentation du taux d'aluminium provoque une augmentation de la densité du gaz 2D et un déplacement du niveau de Fermi vers les hautes énergies.

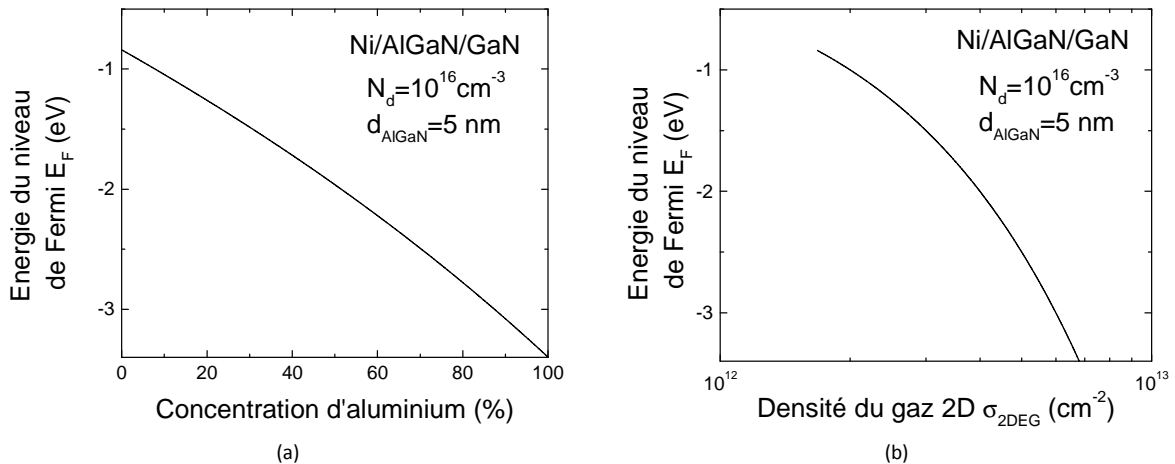


Figure III.45 : Evolution du niveau de Fermi dans le HEMT AlGaIn/GaN en fonction (a) du taux d'aluminium et (b) de la densité du gaz d'électrons 2D.

La variation de la hauteur de barrière Schottky du HEMT Ni/AlGaIn/GaN en fonction de la position du niveau de Fermi pour des épaisseurs de la barrière AlGaIn allant de 5 à 30nm par pas de 5nm est représentée sur la figure III.46. Cette dernière est calculée en injectant l'équation (III.31) dans l'équation (III.34). Elle dépend donc du niveau de Fermi E_F par le biais de la densité du gaz d'électrons σ_{2DEG} .

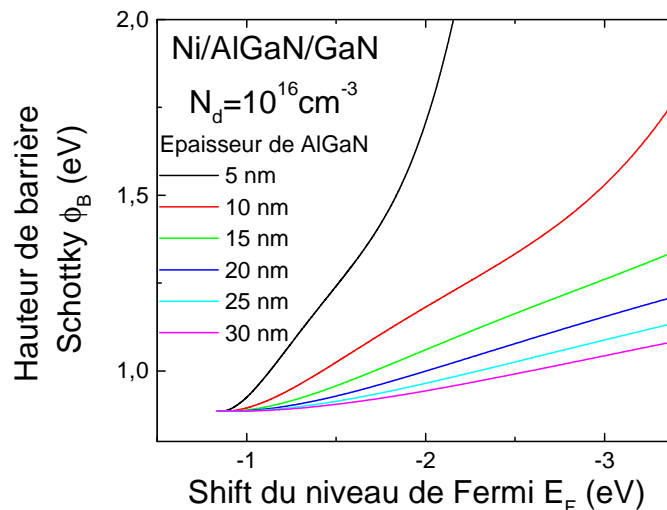


Figure III.46 : Variation de la hauteur de barrière Schottky de Ni/AlGaIn/GaN en fonction du déplacement du niveau de Fermi.

Quand l'épaisseur de la barrière augmente, la hauteur de barrière Schottky ϕ_B diminue du fait que la densité du gaz 2D augmente. Aussi le déplacement du niveau de Fermi vers les hautes énergies fait augmenter ϕ_B . Un tel déplacement peut être obtenu par exemple en ajoutant une couche de passivation au transistor AlGaIn/GaN n.i.d avec un diélectrique SiN [35]. Le dépôt d'une couche de passivation SiN fait diminuer E_F de 1eV au moins et par conséquent ϕ_B diminue de 1eV [34] à cause de l'augmentation de la densité du gaz 2D [36]. La passivation avec du SiN affecte les propriétés de la surface AlGaIn ou de l'interface SiN/AlGaIn. D'après [37], les atomes de Si à l'interface SiN/AlGaIn pourraient agir comme donneurs qui neutralisent partiellement les charges négatives de polarisation à la surface AlGaIn provoquant ainsi une diminution de la hauteur de barrière Schottky.

5.4 Effet de la polarité sur la hauteur de barrière Schottky

Comme montré dans le chapitre 1, la polarité de la structure (face Ga ou face N) influence fortement la structure de bande et la formation du gaz 2D. Dans le cas d'une structure à face Ga, la courbure de bande dans la zone de déplétion est dirigée vers les hautes énergies, augmentant la hauteur de barrière Schottky [38].

A l'opposé, pour la même structure à polarité Azote (N), les charges sont inversées et imposent une courbure de bande vers les basses énergies. La hauteur de barrière Schottky est alors diminuée.

La figure III.47 montre la variation de la hauteur de barrière Schottky en fonction du taux d'aluminium dans un HEMT GaN/AlGaIn/GaN à polarité Ga et N. La hauteur de barrière est déterminée comme dans le cas d'un HEMT avec un gaz 2DEG (cf. paragraphe 5.2-c). Elle dépend des charges de polarisation spontanée et piézoélectrique. Les charges de polarisation spontanée dans la structure à polarité Ga sont égales à celles dans la structure de polarité N, mais de signe opposé.

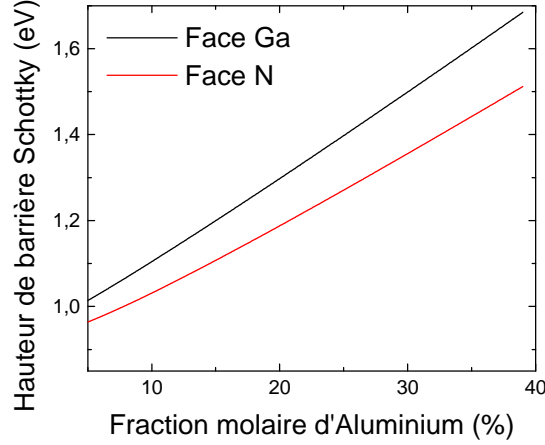


Figure III.47 : Evolution de la hauteur de barrière Schottky en fonction de la polarité de la structure HEMT AlGaN/GaN.

Ce résultat montre que la hauteur de barrière évolue de la même manière en fonction du taux d'aluminium pour les deux polarités. Notons cependant, que la hauteur de barrière est plus élevée dans le cas de la structure à polarité Ga.

5.5 Evaluation de la hauteur de barrière dans le cas d'une hétérostructure AlGaN/GaN avec un cap GaN

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, puisque les charges de polarisation de AlGaN aux deux interfaces AlGaN/GaN s'annulent, le champ électrique dans le cap est déterminé par la charge négative du gaz 2D et est dirigé de la surface vers l'interface GaN/AlGaN. La densité du gaz 2D est donnée par l'expression suivante :

$$n_s(m) = \left[\frac{\frac{\sigma(m)}{q} - \frac{\varepsilon(m)}{d_d q^2} (q\phi_B^{GaN}(m) + E_F(m) - qV_g) + \frac{N_d d_d}{2} + \frac{\varepsilon(m)}{\varepsilon(0)} N_d d_{cap}}{1 + \left(\frac{\varepsilon(m)}{\varepsilon(0)} \right) \left(\frac{d_{cap}}{d_d} \right)} \right] \quad (III.35)$$

Où $\sigma(m)$ est la densité de charge de polarisation à l'interface AlGaN/GaN comportant les polarisations spontanée et piézoélectrique; d_d , d_{cap} , $\varepsilon(m)$ et $\varepsilon(0)$ représentent respectivement les épaisseurs de la barrière AlGaN et du cap GaN et leurs constantes diélectriques correspondantes; N_d est le dopage résiduel dans la barrière AlGaN; E_F est le niveau de Fermi à l'interface AlGaN/GaN; ϕ_B^{GaN} est la hauteur de barrière Schottky métal/GaN et V_g est la tension de polarisation appliquée au contact Schottky.

La hauteur de barrière Schottky effective est donnée par [39] :

$$\phi_B^{eff} = \phi_B^{GaN} + \Delta E_C - qV_g + \frac{q d_{cap}}{\varepsilon(0)} (n_s - N_d d) \quad (III.36)$$

Où ΔE_C est l'offset de la bande de conduction à l'interface AlGaN/GaN (cf. chapitre 1). Le cap GaN déposé sur AlGaN rabaisse le niveau de Fermi. Ce phénomène se traduit par une réduction de la densité d'électrons du gaz 2D dans le canal avec l'épaisseur du cap et est accompagné d'une pénétration plus importante des fonctions d'ondes des électrons dans la couche barrière AlGaN. Le champ électrique interne au cap GaN diminue et induit une diminution de la hauteur de barrière de $\Delta\phi_B$ (Equ. III.26). Ceci provoque donc une augmentation de la hauteur de barrière Schottky ϕ_B . C'est une technique efficace pour obtenir une barrière Schottky "idéale" mais qui a malheureusement l'inconvénient de réduire la densité d'électrons dans le gaz 2D.

La figure III.48 représente la variation de la densité du gaz d'électrons 2D en fonction de l'épaisseur du cap calculée à partir de l'équation III.35 à $V_g=0$ pour une couche barrière $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ de 25nm et un dopage $N_d=5\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$. Le calcul du niveau de Fermi E_F est décrit dans le paragraphe précédent. Le métal de grille utilisé est le Nickel.

La hauteur de barrière Ni/GaN est donné par : $\phi_B^{\text{GaN}} = \phi_{\text{Ni}} - \chi_{\text{GaN}} = 0.94\text{eV}$, avec $\phi_{\text{Ni}}=5.15\text{eV}$ et $\chi_{\text{GaN}}=4.1\text{eV}$.

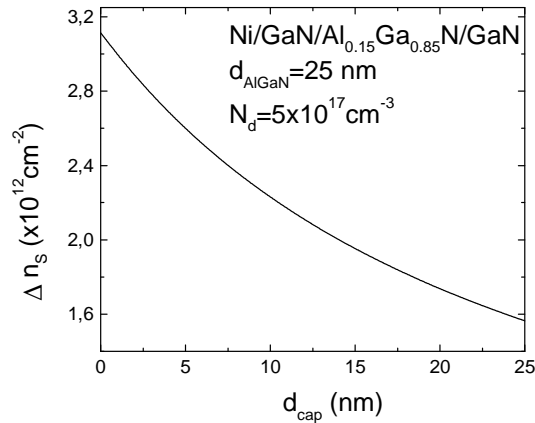


Figure III.48 : Variation de la densité du gaz 2D dans le HEMT GaN/AlGaN/GaN en fonction de l'épaisseur du cap GaN.

La figure III.49 montre la variation de la hauteur de barrière Schottky effective en fonction de l'épaisseur du cap GaN et pour différents dopages $N_d=10^{15}$, 10^{17} , 5×10^{17} et 10^{18}cm^{-3} .

Le calcul de ϕ_B^{eff} est effectué en injectant l'équation III.35 dans l'équation III.36. Les deux points expérimentaux de la hauteur de barrière Schottky sont obtenus par la technique de photocourant c'est-à-dire à l'équilibre ($V_g=0\text{V}$) [40] et pour un dopage de $5\times 10^{17}\text{cm}^{-3}$. Elle est de l'ordre de 1.29eV et 1.41eV respectivement sans et avec cap.

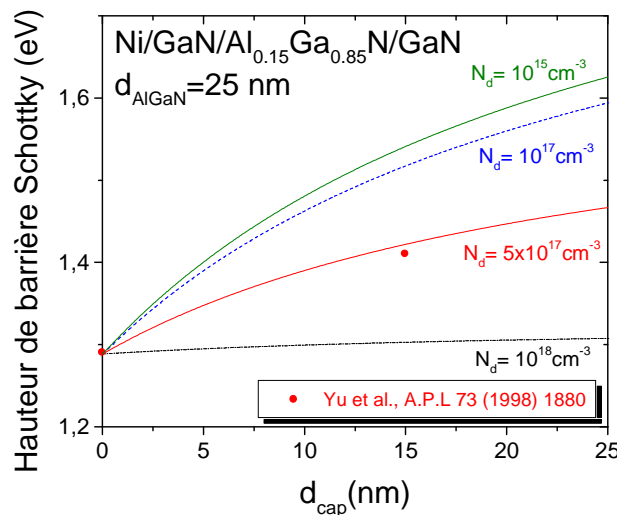


Figure III.49 : Variation de la hauteur de barrière Schottky effective dans le HEMT Ni/GaN/AlGaN/GaN en fonction de l'épaisseur du cap GaN.

L'ajout d'un cap permet également d'auto-passiver la structure et minimise les défauts en surface en la protégeant des prétraitements et de l'environnement. Cependant, l'inconvénient majeur est de perdre en densité d'électrons dans le gaz et de dégrader la tension de pincement du transistor.

5.6 Effet de la contrainte en surface sur la hauteur de barrière Schottky

La contrainte biaxiale causée par le désaccord de maille dans le plan de base (plan perpendiculaire à l'axe c de croissance) peut être quantifiée en effectuant des mesures par spectroscopie microRaman sur AlGaN/GaN. Le déplacement en fréquence des modes par rapport à la fréquence intrinsèque (fréquence de ce même mode dans un matériau non contraint c'est-à-dire totalement relaxé) [41_F. Nzamba] permet de connaître la nature de la contrainte d'après la relation [42]:

$$\Delta\omega = C.\sigma_{xx} \quad (III.37)$$

où σ_{xx} est la contrainte biaxiale de la couche dans le plan parallèle au substrat et C est une constante qui évolue en fonction de la nature du mode optique LO ou TO.

Lorsque l'on dépose le contact de grille lors de la réalisation d'un transistor, cette contrainte a un impact sur la hauteur de barrière Schottky. Elle peut être déterminée théoriquement à partir des constantes élastiques C_{ij} décrites dans le chapitre 1. Elle est donnée par la relation :

$$\sigma_{xx} = \varepsilon_{xx}(C_{11} + C_{12} - 2C_{13}^2/C_{33}) \quad (III.38)$$

avec $\varepsilon_{xx} = (a_{\text{contraint}} - a_{\text{relaxé}}) / a_{\text{relaxé}}$

La figure III.50-a montre que dans le cas d'une hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$, la contrainte biaxiale est en tension et qu'elle augmente avec le taux d'aluminium.

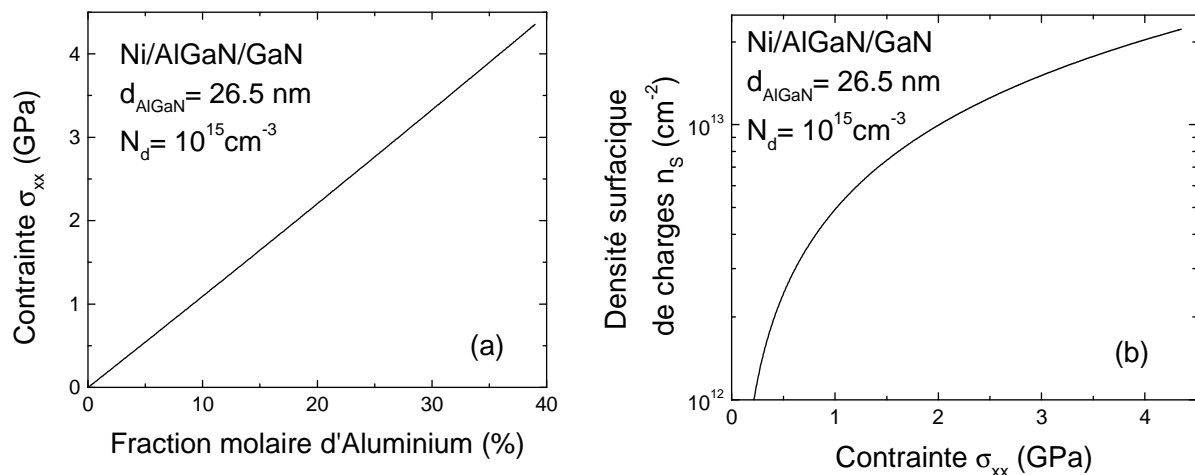


Figure III.50 : Evolution de : (a) la contrainte biaxiale dans l'hétérostructure $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ en fonction du taux d'aluminium, (b) la densité surfacique de charges en fonction de la contrainte.

La densité de charges fixes en surface σ ainsi que la densité d'électrons n_s du gaz 2D peuvent être déduites à partir de la polarisation totale (Equ. I.10 et I.11 du Chapitre I). La variation de la densité surfacique n_s avec la contrainte est montrée figure III.50-b. Lorsque la contrainte résiduelle varie, la densité de charges de polarisation augmente. Ceci mène à une augmentation de $\Delta\phi_B$, donc à une diminution de la hauteur de la barrière Schottky par rapport au cas idéal comme illustré figure III.51.

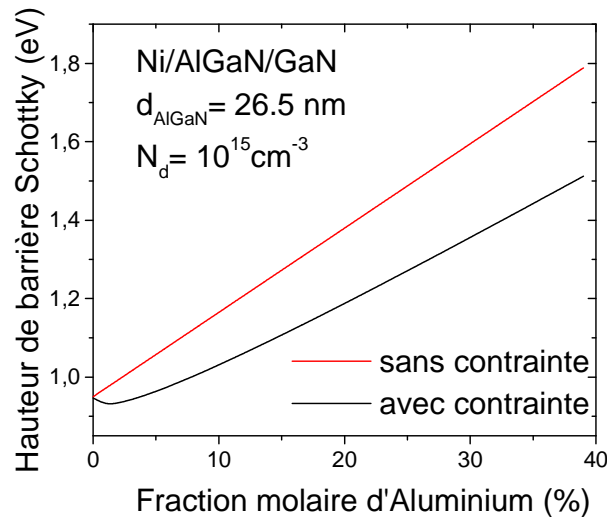


Figure III.51 : Effet de la contrainte biaxiale sur la hauteur de barrière Schottky de la structure Ni/AlGaN/GaN.

5.7 Effet de l'épaisseur du métal sur le comportement de la Schottky

Wang et *al.* [43] ont réalisé une étude sur l'impact de l'épaisseur du contact Schottky Au/n-GaN dopé à 10^{17} cm^{-3} . Pour une épaisseur de contact de 28nm à 87nm. Il a montré que la hauteur de barrière varie respectivement de 0.79eV à 0.69eV. De plus, il s'avère que pour les contacts trop épais (>87nm), la jonction MS se dégrade et n'exhibe plus un comportement de type Schottky. D'autres auteurs aboutissent à des conclusions similaires [44], [45]. Mais d'autres papiers présentent des résultats contradictoires déduits de contacts (Au,Pt)/GaN pour des épaisseurs variant de 5 à 30Å [43]. Certains auteurs [46], [47] expliquent exclusivement ce comportement par la qualité du matériau et les conditions de prétraitement. Toujours est-il que la contrainte du métal de grille déposée peut aussi faire varier la contrainte superficielle Métal/AlGaN et par conséquent, la hauteur de barrière.

5.8 Effet de la passivation sur le comportement de la Schottky

L'objet de cette étude est la mise en évidence de l'impact de la présence et de l'épaisseur de la couche de passivation sur le comportement électrique du contact Schottky. De nombreuses couches de passivation ont été testé au laboratoire afin d'optimiser les performances du transistor en puissance hyperfréquence. Jusqu'à présent, il n'existe pas de diélectrique pour réaliser cette tâche qui fasse l'unanimité de tous les laboratoires. En fait, il en ressort que cette passivation a un impact bénéfique surtout lorsque la couche contient de nombreux défauts en surface notamment. Elle a également le rôle d'isoler ou/et de protéger chimiquement la surface du composant [48], [49] et de neutraliser les pièges de surface. Elle permet donc d'isoler la surface de la couche barrière AlGaN de l'air ambiant et de l'humidité. Aussi, l'aluminium en surface, s'oxyde facilement pour former des complexes chimiques qui dégradent les performances du composant. Le prétraitement chimique ou physique, réalisé avant le dépôt du diélectrique et la couche de passivation elle-même, induisent des défauts à l'interface avec la couche barrière AlGaN. Cette couche de passivation présente une certaine contrainte interne résiduelle, laquelle se répercute aussi sur la contrainte interfaciale avec AlGaN.

La figure III.52 représente le profil de bande d'énergie pour une structure AlGaN/GaN passivée SiN.

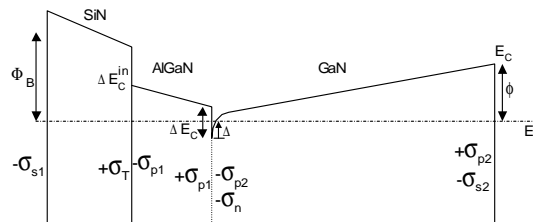


Figure III.52 : Profil de bande d'énergie pour une structure HEMT AlGaIn/GaN passivée SiN avec les charges de polarisations à chaque interface.

Les diélectriques couramment utilisés sont les nitrures (AlN, Si₃N₄, BN, GaN...) et/ou les oxydes (SiO₂, Al₂O₃...) et constituent d'excellentes barrières de diffusion pour les éléments chimiques et, de ce fait, jouent un rôle de protection des dispositifs contre les agressions extérieures [50]. La présence de cette couche modifie la densité de charge en surface du composant et la contrainte surfacique. La première modifie la densité d'électrons dans le gaz 2D, la seconde modifie la contrainte dans la couche barrière AlGaIn. Comme il a été montré dans le paragraphe précédent, ces modifications engendrent automatiquement une variation de la hauteur de barrière du contact Schottky et des fuites de courant en polarisation inverse.

Des contacts ohmiques et Schottky (Mo/Au) ont été réalisés sur la couche A644. La couche a ensuite été passivée avec un diélectrique composite SiO₂/Si₃N₄ à 340°C par PECVD. Les 2 échantillons se distinguent par leurs épaisseurs :

- Echantillon A644A : (100/50)nm.
- Echantillon A644B : (200/100)nm.

Afin de réduire la contrainte dans la couche de passivation, les échantillons sont croisés tous les 50nm de dépôt.

Les mesures I(V) des contacts Schottky obtenues sur deux échantillons sont donnés figure III.53. Il est facile de constater que la passivation la plus épaisse, permet d'obtenir un comportement Schottky en polarisation inverse nettement amélioré avec un courant de fuite en surface réduit de 3 décades à -40V.

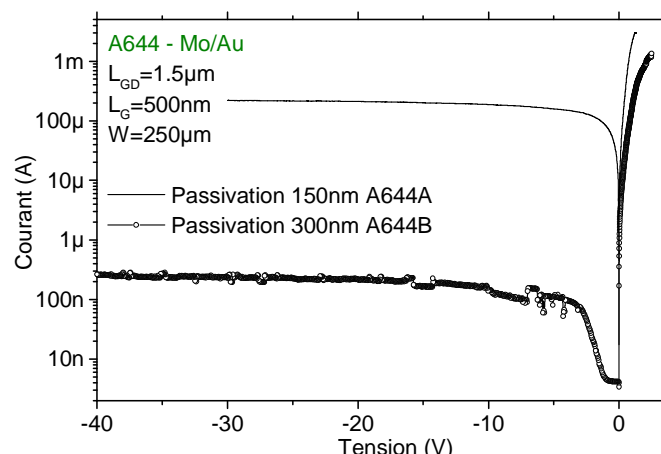


Figure III.53 : Mesure Igs(Vgs) sur deux transistors HEMT AlGaIn/GaN/Si de la couche A644 avec deux épaisseurs de passivation SiO₂/Si₃N₄ (150 et 300nm).

5.8.1 Effet de la contrainte

La figure III.54 représente les mesures I_{DS}(V_{GS}) des mêmes transistors relatives aux passivations SiO₂/Si₃N₄ de 150nm et 300nm. On constate que la tension de pincement est plus petite pour la couche de passivation la plus faible et que le courant I_{dss0} y est plus élevé.

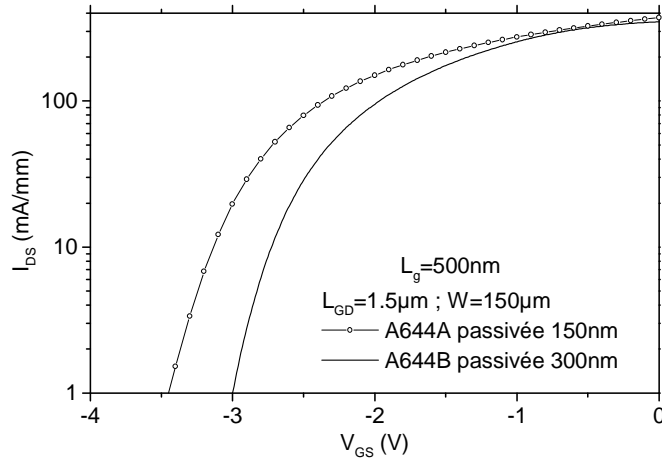


Figure III.54 : Comparaison des mesures $I_{DS}(V_{GS})$ entre la couche A644A passivée (SiO_2/Si_3N_4) 150nm et A644B passivée (SiO_2/Si_3N_4) 300nm.

La figure III.55 montre que la contrainte intrinsèque de la couche de passivation modifie la contrainte en surface de la couche barrière AlGaIn et par conséquent, les champs de polarisations s'en trouvent modifiés de manière à changer la tension de pincement et le courant I_{dss0} comme constaté sur la figure III.54.

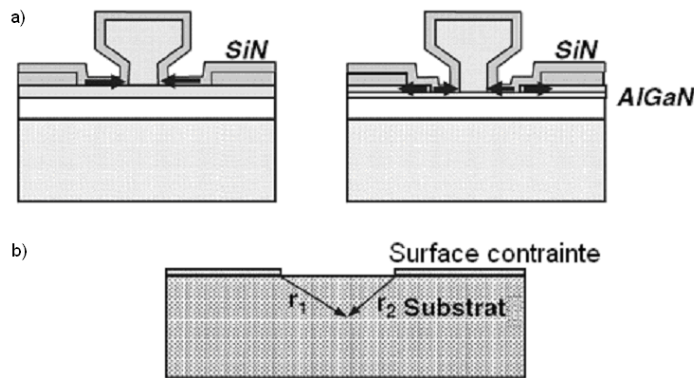


Figure III.55 : Effet de la contrainte apportée par la couche de passivation sur une structure HEMT au voisinage du contact de grille. a) Contrainte due à la couche de passivation Si_3N_4 ; b) Contrainte due au recess de la couche barrière contrainte.

En effet, Yu *et al.* ont montré que la contrainte de la couche barrière AlGaIn peut être modifiée après dépôt d'une couche diélectrique de passivation. La résultante en contrainte peut être soit en tension, soit en compression en fonction de la technique et des conditions de dépôt utilisées entre autres. La réalisation d'un fossé de grille engendre aussi une modification de la contrainte à cause de l'absence de forces exercées comme schématisé figure III.55 [51]. Les charges de polarisation piézoélectrique induites P_i , associées à une densité de charges limite ρ_b sont données par les équations suivantes:

$$[P_i] = -\frac{2}{\pi} \sigma_f d_f \begin{bmatrix} d_{15} \left(\frac{x_1^2 z}{r_1^4} - \frac{x_2^2 z}{r_2^4} \right) \\ 0 \\ d_{31} \left(\frac{x_1^3}{r_1^4} - \frac{x_2^2 z}{r_2^4} \right) + d_{31} v \left(\frac{x_1}{r_1^2} - \frac{x_2}{r_2^2} \right) + d_{33} \left(\frac{x_1 z^2}{r_1^4} - \frac{x_2 z^2}{r_2^4} \right) \end{bmatrix}$$

$$\rho_b = -\nabla \cdot P$$

$$Q_b = P_z(z=0)$$

et les solutions décrivant la distribution de la contrainte sont [51]:

$$\sigma_{xx} = -\frac{2}{\pi} \sigma_f d_f \left(\frac{x_1^3}{r_1^4} - \frac{x_2^3}{r_2^4} \right)$$

$$\sigma_{yy} = -\frac{2}{\pi} \sigma_f d_f \left(\frac{x_1}{r_1^2} - \frac{x_2}{r_2^2} \right)$$

$$\sigma_{zz} = -\frac{2}{\pi} \sigma_f d_f \left(\frac{x_1 z^2}{r_1^4} - \frac{x_2 z^2}{r_2^4} \right)$$

$$\sigma_{xz} = -\frac{2}{\pi} \sigma_f d_f \left(\frac{x_1^2 z}{r_1^4} - \frac{x_2^2 z}{r_2^4} \right)$$

où σ_{ij} est le tenseur de contrainte dans le semiconducteur, σ_f représente la contrainte de la couche de passivation et d_f est l'épaisseur du film déposé.

La figure III.56 montre les variations de la tension de pincement calculées en fonction de la contrainte d'un film de SiN [51].

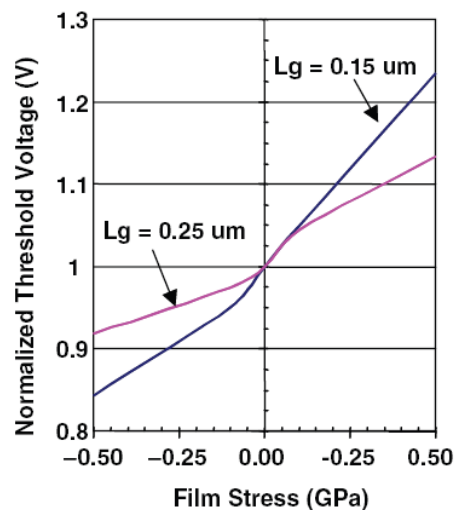


Figure III.56 : Simulation de la variation de la tension de pincement V_p pour un HEMT AlGaN/GaN avec différentes valeurs de contraintes de la couche de passivation Si_3N_4 et pour différentes longueurs de grille. [51]

Il est alors possible de constater que la variation de la tension de pincement est d'autant plus marquée que la longueur de grille est petite. Dans le cas présenté figure III.54, la contrainte résiduelle du film SiO_2/SiN montre augmenter lorsque l'épaisseur de la couche de passivation diminue (cf. fig.III.54). En effet, elle a été estimée évoluer de 300MPa pour la passivation de 300nm à 500MPa pour la passivation à 150nm. L'analyse quantitative de la contrainte résiduelle du bicouche de passivation est réalisé sur substrat silicium (100).

5.8.2 Effet des charges de surface

Afin d'étudier la signature des pièges présents à la surface des deux échantillons (A et B), nous avons eu recours à la spectroscopie de photoluminescence à température ambiante pour différentes valeurs de la puissance d'excitation (de 30μW à 9.6mW). Le système optique de mesure est décrit en Annexe C. Les spectres de l'intensité de photoluminescence (I_{PL}) obtenus sur AlGaN sont représentés dans la figure III.57 pour quelques puissances d'excitation UV.

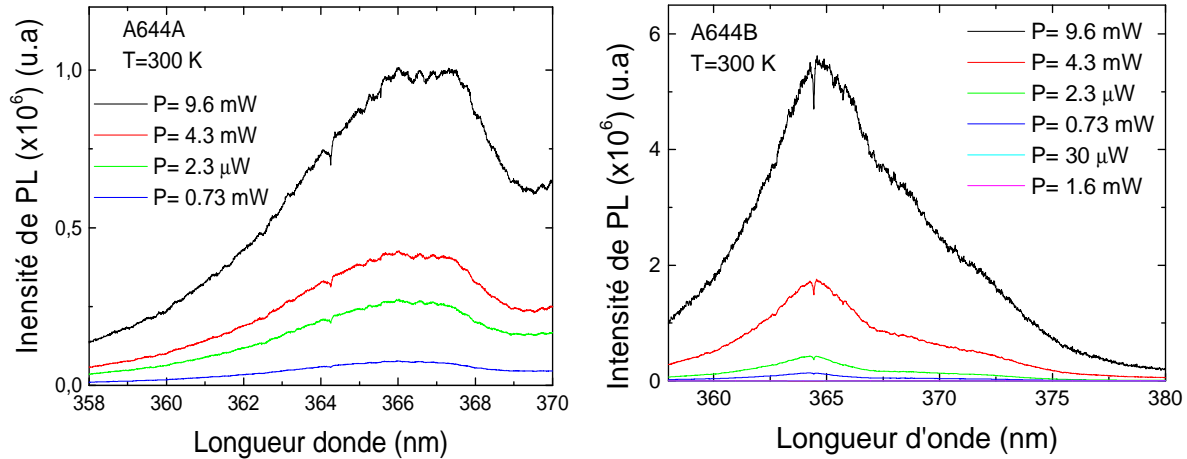


Figure III.57 : Spectres de l'intensité de photoluminescence des deux échantillons A et B.

La luminescence bande à bande observée dans le temps sur ces deux structures montre ne pas dépendre de la puissance d'excitation de la source. En effet, ces matériaux à LBI résistent aisément à ces radiations. La mesure de l'intensité de PL est normalisée et est donnée en cts/s. Les pics obtenus sont ensuite déconvolués si nécessaire. L'intensité de PL est plus importante lorsque la couche de passivation est plus épaisse (couche A644B). L'efficacité de PL expérimentale $Y_{PL}(\phi)$ est déterminée par la surface sous la courbe de luminescence spectrale complète bande à bande (autour du gap) pour chaque valeur de la puissance d'excitation.

Les spectres de l'efficacité de PL théorique et expérimental sont tracés sur la figure III.58.

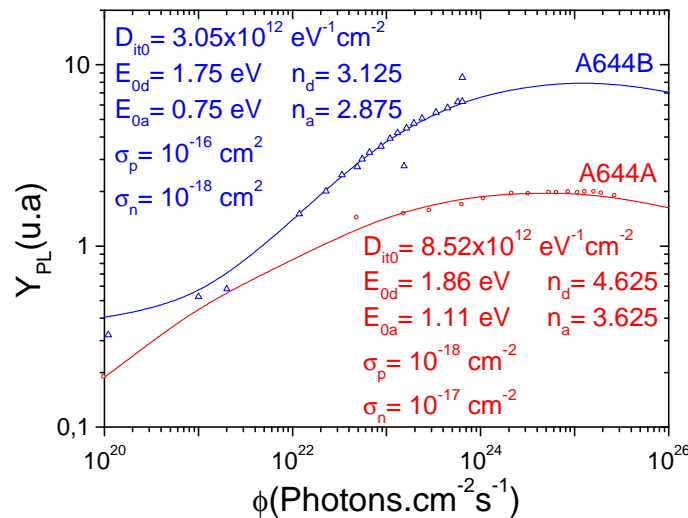


Figure III.58 : Spectres $Y_{PL}(\phi)$ théoriques (trait) et points expérimentaux de l'efficacité PL (cercles & triangles) des échantillons A644A et A644B.

Les paramètres physiques des SC GaN, AlN et de leur alliage $Al_mGa_{1-m}N$ utilisés pour calculer l'efficacité de PL théorique $Y_{PL}(\phi)$ sont regroupés dans le tableau III.7. Les paramètres de $Al_mGa_{1-m}N$ sont déterminés par la loi de Vegard pour un taux d'Aluminium de 25%.

Paramètre, symbole (300K)	GaN	AlN	$Al_{0.25}Ga_{0.75}N$
Bande interdite E_g (eV)	3.42	6.13	3.91
Dopage N_D (cm^{-3})	10^{15}	10^{15}	10^{15}
Masse effective des électrons m_n/m_0	0.2	0.4	0.25
Masse effective des trous m_p/m_0	0.8	1.14	0.885
Mobilité des électrons μ_n ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	1500	1300	1450

Mobilité des trous μ_p ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	30	14	26
Durée de vie $\tau_n=\tau_p=\tau$ (s)	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}
Constante diélectrique ϵ	8.9	8.5	8.8
Coefficient de réflexion R	0.2	0.27	0.2175
Coefficient d'absorption α (cm^{-1})	10^5	3×10^5	1.5×10^5
Coefficient d'auto-absorption β (cm^{-1})	1.12×10^3	10^3	1.09×10^3
Coefficient de recombinaison radiative B_{rad} (cm^3s^{-1})	10^{-10}	0.4×10^{-10}	0.88×10^{-10}
Coefficient de recombinaison Auger C_n (cm^6s^{-1})	10^{-31}	10^{-31}	10^{-31}
Coefficient de recombinaison Auger C_p (cm^6s^{-1})	10^{-31}	10^{-31}	10^{-31}
Niveau de neutralité de charge E_{CNL} (eV)	$E_C - 1.1$	$E_C - 2.9$	$E_C - 1.55$
Charge fixe à la surface Q_{FC} (qcm^{-2})	0	0	0

Tableau III.7 : Les paramètres fixés durant le fit des courbes $Y_{\text{PL}}(\phi)$ théoriques avec les spectres expérimentaux obtenus à partir des échantillons A et B.

Les paramètres physiques liés aux pièges sont modulés selon une procédure basée sur les algorithmes génétiques décrite en annexe B puis injectés dans $Y_{\text{PL}}(\phi)$ théorique puis ajustés avec les points expérimentaux de $Y_{\text{PL}}(\phi)$. Le meilleur fit correspond aux paramètres de la distribution des états de surface $D_{\text{it}}(E)$ et aux sections efficaces de capture des états de surface pour les électrons (σ_n) et pour les trous (σ_p) sont regroupés dans le tableau III.8.

Echantillon	D_{it0} ($\text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$)	E_{0a} (eV)	n_a	E_{0d} (eV)	n_d	σ_n (cm^2)	σ_p (cm^2)
A644A	8.52×10^{12}	1.11	3.625	1.86	4.625	10^{-17}	10^{-18}
A644B	3.05×10^{12}	0.75	2.875	1.75	3.125	10^{-18}	10^{-16}

Tableau III.8 : Les paramètres de $D_{\text{it}}(E)$ sont déterminés à partir du fit pour les échantillons A et B.

La distribution de la densité d'états d'interface est tracée figure III.59 pour les paramètres du fit obtenus à partir de la figure III.58. La couche A644B ayant la passivation la plus épaisse, admet une densité d'états d'interface minimale de l'ordre de $3.05 \times 10^{12} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ et est donc plus faible que celle de la couche A644A qui est de l'ordre de $8.52 \times 10^{12} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Ce résultat pourrait s'expliquer soit par une réduction du désordre à l'interface diélectrique/AlGaIn et donc une amélioration de la qualité cristallographique, soit par une évolution de la contrainte interfaciale.

Par conséquent, les causes possibles de cette différence pourraient être :

- Le diélectrique $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ réduit la densité de pièges à la surface de AlGaIn [52].
- La charge positive présente dans le diélectrique neutralise les effets des états de surface pleins [53].

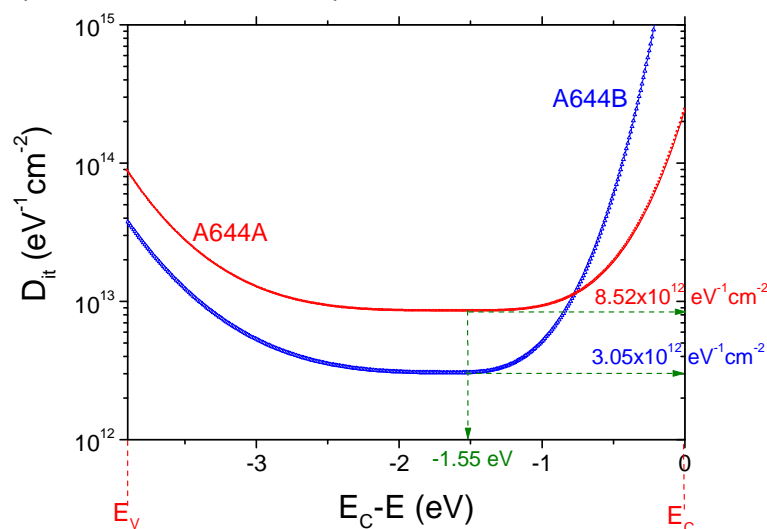


Figure III.59 : Distributions des états de surface $D_{\text{it}}(E)$ obtenues à partir du fit représenté dans la figure III.58 relatives aux deux transistors A644A et A644B.

Le niveau de neutralité de charge (E_{CNL}) dans $Al_{0.25}Ga_{0.75}N$ est déterminé par interpolation linéaire pour un taux d'aluminium de 25%. Il est profond et est situé à 1.55eV en deçà de la bande de conduction dans les deux structures. Le meilleur fit décrit précédemment permet de déduire les caractéristiques liées aux impuretés dans la structure. Les niveaux des états accepteurs (E_{0a}) des couches A644A et A644B sont situés respectivement à 1.11 et 0.75eV au dessus de E_{CNL} et ceux des donneurs (E_{0d}) sont à 1.86 et 1.75eV en dessous de E_{CNL} . L'augmentation de l'efficacité de PL $Y_{PL}(\phi)$ pour de grands flux ϕ est gouvernée par la branche des donneurs $D_{it}(E_V)$ qui est plus faible que celle des accepteurs $D_{it}(E_C)$ dans les deux couches. Les valeurs de $Y_{PL}(\phi)$ de la couche A644B sont plus élevées que celles de la couche A644A à cause des faibles valeurs de $D_{it}(E_V)$ de la couche A644B.

La réduction de la densité d'états d'interface est une conséquence de l'augmentation de l'épaisseur du diélectrique SiO_2/Si_3N_4 . Ceci est expliqué par le fait que les charges positives à l'interface diélectrique/AlGaIn augmentent avec l'épaisseur. Ces charges sont suffisamment importantes pour neutraliser les charges négatives de polarisation dans AlGaIn et donc réduire le potentiel de surface [54]. Cependant, les mécanismes de conduction liés aux pièges sur une surface libre ou passivée restent encore mal compris [55].

6. Conclusion sur le contact Schottky

Une étude théorique détaillée a été développée afin de quantifier la hauteur de barrière quelque soit l'hétérostructure AlGaIn/GaN avec ou sans couche de cap GaN. Dans un premier temps, une analyse des paramètres responsables de l'évolution de la hauteur de barrière Schottky sur AlGaIn/GaN est exposée. Ce travail met en exergue la non-nécessité d'une couche de cap en GaN. En effet, cette couche de cap a l'avantage d'augmenter la hauteur de barrière Schottky au détriment de la densité d'électrons dans le gaz 2D.

Une étude expérimentale sur l'optimisation et la compréhension du comportement de la grille Schottky a été réalisée. L'épaisseur de la couche de passivation montre également avoir un impact non négligeable sur la qualité de la Schottky tout comme le schéma de métallisation, ainsi que le prétraitement de surface ou le procédé de dépôt utilisé que nous verrons **chapitre 4**.

Partie 3 : La technologie Fieldplate

7. La technologie Fieldplate (FP-HEMT)

7.1 Présentation

La technologie FP-HEMT (*Field Plate* ou plaque de champ) est en fait une évolution du MISHEMT, c'est-à-dire un transistor à grille isolée conjugué à un transistor à haute mobilité (**figure III.60**). Il est alors possible de bénéficier des avantages de chacun de ces deux procédés. Cette structure doit permettre de multiplier les performances en puissance par une augmentation de la tension de claquage et avoir un meilleur contrôle sur l'effet des pièges en surface du composant.

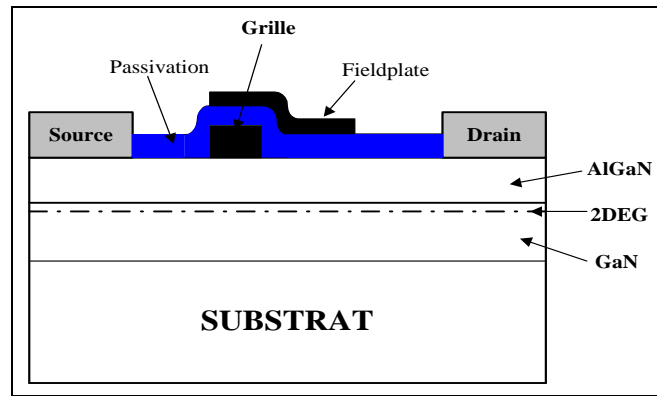


Figure III.60 : Structure HEMT passivée avec Fieldplate (FP-HEMT)

Le FP est une électrode supplémentaire déposée sur une structure qui peut être passivée par différents diélectriques (diélectriques testés au laboratoire : Si_3N_4 , $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$, hBN, ZrO_2 , ZnO) au dessus de la grille et se prolonge côté drain de façon à étaler le champ électrique dans la couche active et de réduire le pic de champ électrique en sortie de grille ou l'énergie des électrons (figure III-61). La commande du transistor est alors plus efficace. Cette plaque de champ agit directement sur la commande du potentiel en surface où les pièges sont les plus actifs. Ceci contribue à améliorer les performances et la fiabilité en puissance du transistor [56], [57].

7.2 Principe de fonctionnement

L'électrode de FP constitue une plaque de champ qui permet de modifier le profil du champ électrique en sortie de grille. Le pic de champ électrique est réduit en sortie de grille, associé à un étalement dans la structure. Il est mentionné que cette astuce technologique améliore les performances en DC et RF en termes de :

- tension de claquage des composants et par conséquent la puissance de sortie grâce à un comportement de l'énergie des porteurs similaires à celui du champ électrique.
- minimisation de l'impact des pièges situés à l'interface passivation/AlGaN.

Cela se traduit par une augmentation de l'excursion en courant et en linéarité.

De nombreux travaux sur cette topologie (figure III.60) ont émergés à partir des années 1990 et ont été appliqués au silicium ou autre SC III-V à petits gaps. Afin d'augmenter davantage les performances des transistors à base de nitrures GaN, des structures à multiples FP ont été réalisées à partir des années 2001 [58]. Wu *et al.* [59] ont obtenu jusqu'ici les meilleures performances avec une densité de puissance de 32.2W/mm à 4GHz avec une structure simple FP sur substrat SiC. Néanmoins, cette technologie présente un désavantage puisque la présence du FP augmente la capacité grille-drain (C_{GD}) et détériore par conséquent les performances en fréquence.

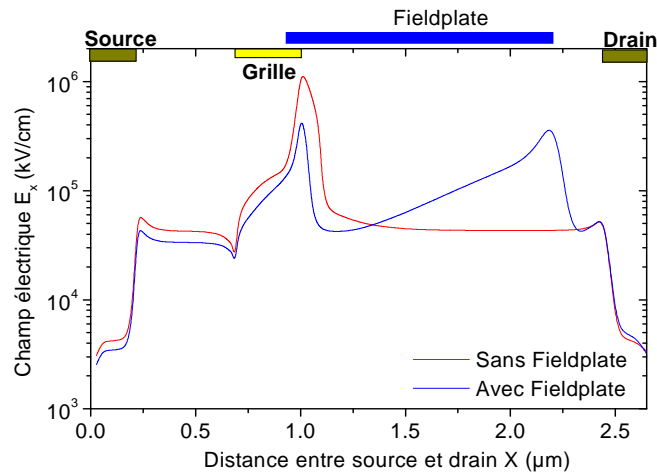


Figure III.61 : Simulation comparant l'évolution du champ électrique dans la structure avec et sans fieldplate [58].

7.3. Simulations

Afin de pouvoir comprendre les phénomènes physiques engendrés par la présence du FP, un modèle énergie-balance 2D non-linéaire, a été réalisé au laboratoire [60] de manière à obtenir les évolutions des différents paramètres physiques d'un composant HEMT avec FP (FP-HEMT). Les éléments intrinsèques en régime petit signal ont été déduits à partir de ce modèle afin de déterminer la capacité grille-source, la capacité grille-drain, la transconductance et la fréquence de coupure du gain en courant d'un FP-HEMT en fonction des polarisations V_{GS} et V_{DS} . La structure simulée par M. Rousseau est présentée figure III.62. Afin de comparer les résultats de simulations avec les résultats expérimentaux, des transistors ont été réalisés avec des dimensions semblables à la structure simulée. Les résultats sont présentés dans le chapitre 4. Cette structure simulée est composée, d'un buffer de $1.25\mu\text{m}$ de GaN et d'une barrière $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$ d'épaisseur 22nm non intentionnellement dopée. La longueur de grille (L_G) est de $0.3\mu\text{m}$, la distance grille-source (L_{GS}) est de $0.5\mu\text{m}$ et la distance grille-drain (L_{GD}) est de $1.5\mu\text{m}$ (cf figure III.62).

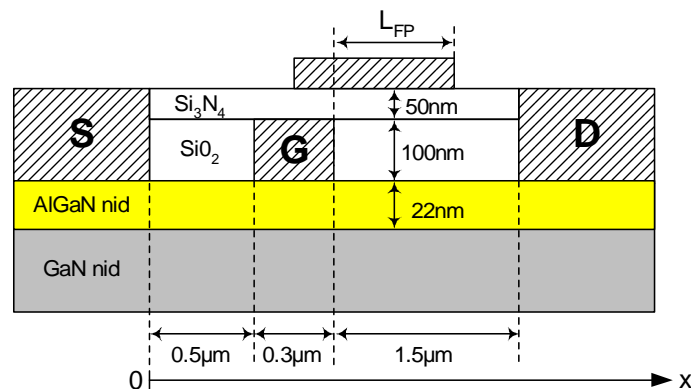


Figure III.60 : Structure utilisée pour la simulation.

La couche de passivation est constituée d'un bicouche de 100nm de SiO_2 et 50nm de Si_3N_4 . La structure est simulée pour des tensions de polarisation de drain $<+40\text{V}$ et pour différentes tensions grille-source (V_{GS}) comprises entre 0V et -4.5V avec un pas de -0.5V. Dans chacun des cas, le FP est connecté soit à la grille, soit à la source. Les résultats sont également comparés avec la structure simulée sans FP. Différentes longueurs de FP, comprises entre $0.2\mu\text{m}$ et $1.2\mu\text{m}$ avec un pas de $0.2\mu\text{m}$, sont utilisés dans ces simulations. Dans ce cas, l'électrode de FP est isolée et peut être court-circuitée à la grille ou à la source.

Une simulation similaire a aussi été opérée sur un HEMT AlGaN/GaN à grille nitrure de type Gamma. Dans ce cas, l'électrode de FP est uniquement connectée à la grille.

Ces simulations présentent un temps de modélisation relativement long et toutes les configurations géométriques sont imposées.

Ce travail fait l'objet d'une autre thèse dans l'équipe.

7.3.1. Optimisation semi-analytique du FP en grille Gamma

Afin de comprendre et optimiser plus rapidement la structure à grille nitrure de type Gamma, nous avons opté pour un modèle semi-analytique basé sur la simulation sous Silvaco et présenté la première fois par Karmalkar *et al.* [61] en 2005. Cette dernière est similaire à la topologie n°1 (cf. chapitre 2) où la FP est relié à la grille. Les paramètres à optimiser correspondent à l'épaisseur de la passivation, la nature du ou des diélectriques utilisés et la longueur du FP. L'hétérostructure utilisée (cf. figure III.63) comporte quelques simplifications : -La densité de pièges en surface N_t ne varie pas sous polarisation V_{gd} ; - le transistor fonctionne en canal pincé donc $V_G \sim V_{th}$; - l'épaisseur de la couche barrière AlGaN est négligeable en comparaison avec celle de la couche de passivation ($d \ll t$) ; - et $N_p^+ + N_p^- + N_t + N_d^+ \# n_s$ où n_s est la densité d'électrons dans le gaz 2D. Où N_p^+ , N_p^- sont les charges de polarisation ; N_d^+ sont les donneurs ionisés et N_t représente la densité de pièges en surface, t est l'épaisseur de la couche de passivation, ϵ_t est la permittivité du diélectrique de passivation, L_{FP} est l'extension de l'électrode de FP côté drain, L_G est la longueur de grille.

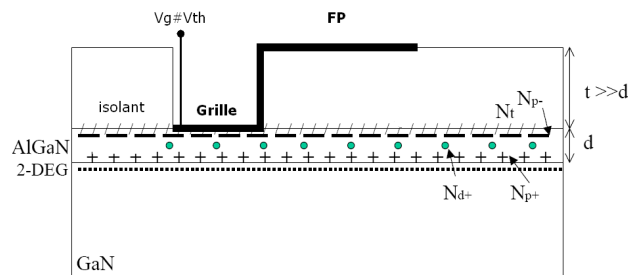


Figure III.63 : Hétérostructure utilisée par Karmalkar *et al.* [59] pour la simulation du champ électrique.

La simulation obtenue par Karmalkar *et al.* [59] montre un comportement similaire à celle présentée par la simulation hydrodynamique 2D. Le champ électrique s'étale en sortie de grille côté drain. Deux lobes se présentent, l'un en sortie de grille L_G caractérisé par sa valeur pic E_g , l'autre en sortie de l'électrode de FP caractérisé par sa valeur pic E_f , comme représentés sur la figure III.64.

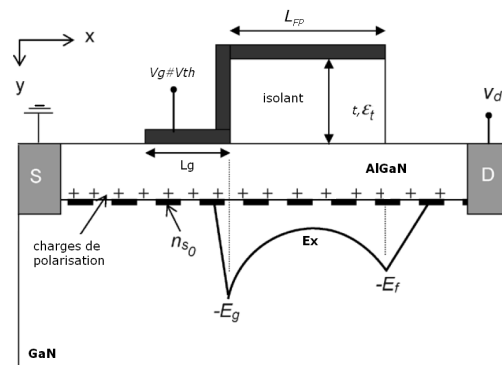


Figure III.64 : Représentation du champ électrique dans la structure utilisé par Karmalkar *et al.* [59]

L'évolution du champ moyen le long du gaz 2D $E_{moy} = (E_x^2 + E_y^2)^{0.5}$ obtenue par Karmalkar *et al.* [59] est donnée figure III.65. Il a été constaté que le champ E_g et E_f augmente avec la tension de drain V_d

appliquée et qu'il existe une valeur optimale de V_d pour laquelle ces deux champs sont égaux (cf. **figure III.65a**). Aussi, une analyse similaire a été réalisée pour en déduire l'évolution de ces deux champs pic E_g et E_f en fonction de l'épaisseur de la couche de diélectrique utilisée, pour une tension V_d donnée. Cette dernière montre qu'il existe aussi une valeur optimale de l'épaisseur de la couche de passivation pour laquelle les deux champs pics E_g et E_f sont égaux (cf. **figure III.65b**). Une troisième analyse a montré que pour une épaisseur de la couche de diélectrique et pour une tension V_d donnée, le champ E_g diminue en fonction de la longueur de FP, d'une valeur E_0 (pic du champ en sortie de grille lorsqu'il n'y a pas présence de FP) et sature à une valeur limite $E_{t\infty}$ ou l'électrode de FP n'influe plus (cf. **figure III.65c**). La longueur de l'électrode de FP optimisée $l_{FP,min}$ est déterminée à 10% près au-delà du champ de saturation $E_{t\infty}$.

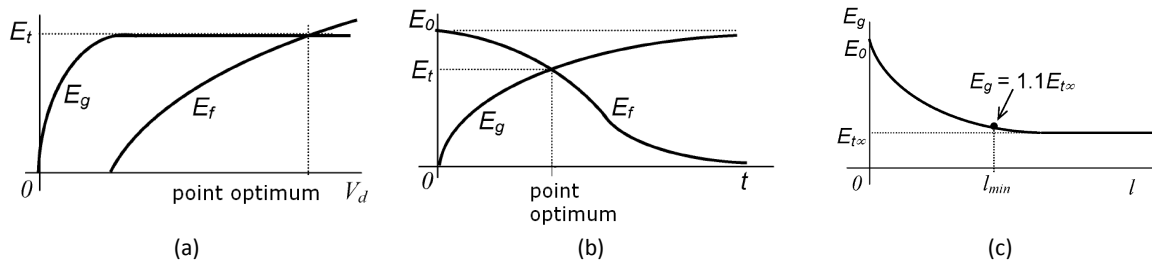


Figure III.65 : Evolution du champ électrique moyen le long du 2DEG en fonction de la tension de drain V_d (a); de l'épaisseur de passivation t (b); et de la longueur l du FP (c).

Kalmarkar propose alors de se baser sur ces simulations pour remonter un modèle semi-analytique permettant l'optimisation du design du transistor avec FP. Il montre le champ moyen E_{moy} évolue pratiquement comme E_x dans le gaz 2D (En effet, il est montré que la valeur moyenne du champ E_y s'annule le long du gaz 2D). Ceci permet de décomposer les deux lobes de champs en deux triangles isocèles ayant pour base respectif W_g et W_f relative à E_g et E_f , lesquels sont égaux pour la structure optimisée. Il est alors possible de remonter au potentiel maximalisé $V_{d,max}$ correspondant à la surface sous les deux champs (cf. **figure III.66**) : $V_{d,max} = 1.5 E_{t\infty} (W_f + W_g)$. La longueur de l'électrode de FP optimisée $l_{FP,min}$ montre être proportionnelle à W_f et W_g (cf. **figure III.66**) telle que : $l_{FP,min} = 1.6 (W_g + W_f)$. Le coefficient 1.5 et 1.6 sont déduits des extrapolations réalisées sur les résultats de la simulation.

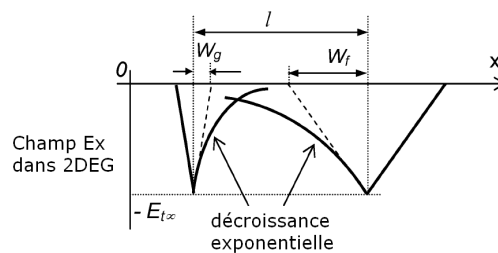


Figure III.66 : Simplification utilisée pour le calcul du champ électrique dans la structure.

Les simulations obtenues montrent que pour un diélectrique donné (d'épaisseur t et de permittivité ϵ_t donnés), n_s évolue de la même manière que V_d . Notons que les effets thermiques ne sont pas pris en considération dans cette simulation. Ainsi (V_d/n_s) est une fonction de (t/ϵ_t) et inversement qui elle-même augmente avec (d/ϵ_d) . En effet, la discontinuité spatiale de la distribution du potentiel doit être maintenue côté grille pour de faible champ E_g puisque L_{FP}/L_G dépend de $(t/\epsilon_t + d/\epsilon_d)/(d/\epsilon_d)$. Il est alors montré qu'il existe dans ces conditions une expression qui lie l'épaisseur de la couche de diélectrique de passivation avec les autres variables à optimiser tel que $t/\epsilon_t \sim \alpha (V_d/n_s)^m (d/\epsilon_d)^p$. α , m et p sont des constantes obtenues à partir du fit réalisé sur les résultats de la simulation.

Aussi, $V_{d,max}=1.5E_{tco}(W_f+W_g)$. Or le champ à saturation E_{tco} évolue proportionnellement à n_s et $V_{d,max}$ aussi. Donc la quantité (W_f+W_g) est indépendant de n_s pour un rapport (t/ϵ_t) donné.

Nous disposons alors d'une expression permettant d'estimer l'épaisseur de la couche du diélectrique de passivation t en fonction de la nature du diélectrique, de tension appliquée (V_d/n_s) et des caractéristiques de la couche barrière AlGaN (d,ϵ_d) :

$$t = 2.8(\epsilon_t V_d/n_s)^{0.8}(d/\epsilon_d)^{0.27}$$

Ainsi qu'une expression de la longueur de FP tel que :

$$L_{FP,min} \# 1.6(W_g+W_f) = 0.048(V_d/n_s)^{0.52+0.014\epsilon_t t}(d/21\epsilon_d)^{1.3(V_d/n_s)-0.3}$$

Ces expressions sont valables pour les paramètres suivants : $10 < V_d < 1000V$; $0.4 < (n_s/10^{13}cm^{-2}) < 2$; $1 < (d/\epsilon_d) < 7nm$. Ces valeurs correspondent au domaine d'utilisation de toutes les configurations de transistors à utiliser.

Ces expressions semi analytique nous permettent d'estimer les grandeurs du design à optimiser, c'est-à-dire la longueur du FP optimal, la tension de claquage associée en régime statique ou en haute fréquence. A partir de l'équation de la permittivité de $Al_mGa_{1-m}N$, on obtient les équations suivantes :

En Statique : $\epsilon_{stat}=9.14m+8.9(1-m)$ et en HF : $\epsilon_{HF}=4.84m+5.35(1-m)$

La permittivité de la passivation en statique est obtenue par la relation :

$\epsilon_{stat}=(3.9t_1+7.5t_2)/(t_1+t_2)$ avec t_1 = épaisseur de SiN et t_2 = épaisseur de SiO₂.

Le **tableau III.14** montre les tensions de claquages obtenus en fonction de la longueur minimum du FP à réaliser. Ces valeurs dépendent également du taux d'Alu, de l'épaisseur de la barrière et naturellement de la nature et de l'épaisseur de la passivation. Plusieurs configurations de la couche diélectrique sont testées pour une hétérostructure AlGaN/GaN donnée.

Passiv.	$d_{SiO_2}/d_{SiN}/d_{SiO_2}$ (nm/nm/nm)	d_{AlGaN} (Å)	%Alu	Statique ($\mu m/V.10^{13}cm^2$)		HF ($\mu m/V.10^{13}cm^2$)	
				L_{min}	V_{ds}	L_{min}	V_{ds}
Grille nitrure	0/80/0	250	0.25	0.627	50.9	0.7	42.4
optim	0/240/0	310	0.273	1.44	187	1.51	155.7
optim	0/240/0	210	0.31	1.41	213.4	1.46	177.4
standard	100/50/0	310	0.273	1.08	152.8	1.16	127.3
standard	100/50/0	210	0.31	1.05	174.3	1.1	144.9
autre	50/100/0	210	0.31	1	141.1	1.06	117.3
ONO	50/100/0	310	0.273	1.04	123.7	1.12	103
ONO	35/75/35	210	0.31	0.996	147.9	1.056	123
ONO	35/75/35	310	0.27	1.03	129.6	1.11	107.9

Tableau III.14 : Détermination de la longueur du FP en fonction de l'épaisseur de la passivation, du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la barrière

Pour l'ensemble de ces calculs le dopage N_d vaut $10^{16}cm^{-3}$.

Le diélectrique SiN à 240nm montre être un bon compromis pour réaliser aussi bien l'étape de FP que pour réaliser des condensateurs. Le bicouche standard SiO₂/SiN (100/50nm) montre lui aussi être un bon compromis avec un FP de 1 μm d'extension. Toutes les autres simulations donnent des résultats moins performants. La **figure III.67** montre l'évolution de l'extension du FP à réaliser en fonction de la tension V_d à appliquer. (V_{ds}/n_s) permet de donner une image réaliste de la tension de claquage V_{br} pour une longueur $L_{FP,min}$ donnée. Là encore, le bicouche SiO₂/SiN standard montre être plus efficace pour une longueur de FP plus petite.

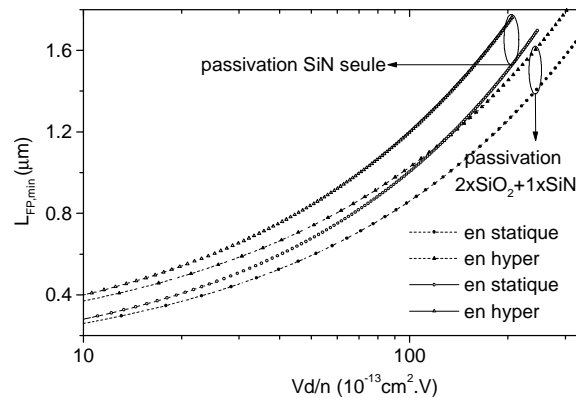


Figure III.67 : Résultats du calcul semi-analytique montrant l'évolution de la longueur de FP en fonction de la tension appliquée V_d .

La figure III.68 montre les résultats de simulations semi-analytique de la longueur du FP en fonction de l'épaisseur de la passivation.

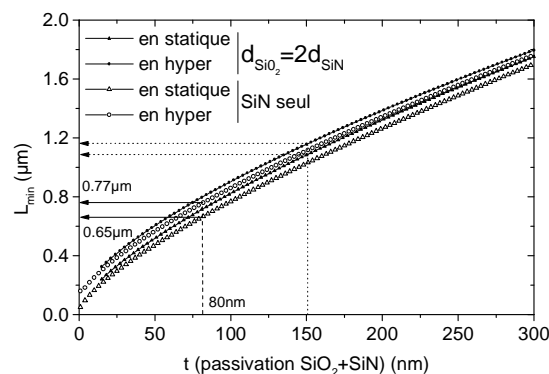


Figure III.68 : Résultats de simulations de l'évolution de la longueur de FP en fonction de l'épaisseur de passivation t .

Dans le cas d'une grille nitrure, un FP de moins de $1\mu\text{m}$ en hyper n'apporterait pas l'essentiel de sa capacité sauf pour SiN à 80nm ou le FP optimum serait de $0.65\mu\text{m}$ en hyper.

7.3.2. Simulation en régime statique

La figure III.69 présente les évolutions du champ électrique dans le canal d'un FP-HEMT en fonction de la longueur du *fieldplate* isolé. Deux cas peuvent se présenter, le *fieldplate* est relié soit à la source soit à la grille. Il peut être observé une réduction importante du pic de champ électrique en sortie de grille. Plus la longueur du *fieldplate* augmente, plus le champ électrique est redistribué dans la structure et plus la valeur du pic de champ électrique en sortie de grille diminue. Il existe une certaine longueur de *fieldplate* à partir de laquelle la diminution de ce pic de champ n'est plus significative (cf. figure III.69a). En effet, à partir d'une longueur de *fieldplate* de $0.3\mu\text{m}$ - $0.4\mu\text{m}$, on peut conclure que son impact sur les performances du transistor et notamment sur la tension de claquage, devient négligeable. D'après la figure III.69b, lorsque le *fieldplate* est connecté à la grille, la répartition du champ électrique dans la structure, coté grille-drain, diffère de celle obtenue lorsque le *fieldplate* est connecté à la source.

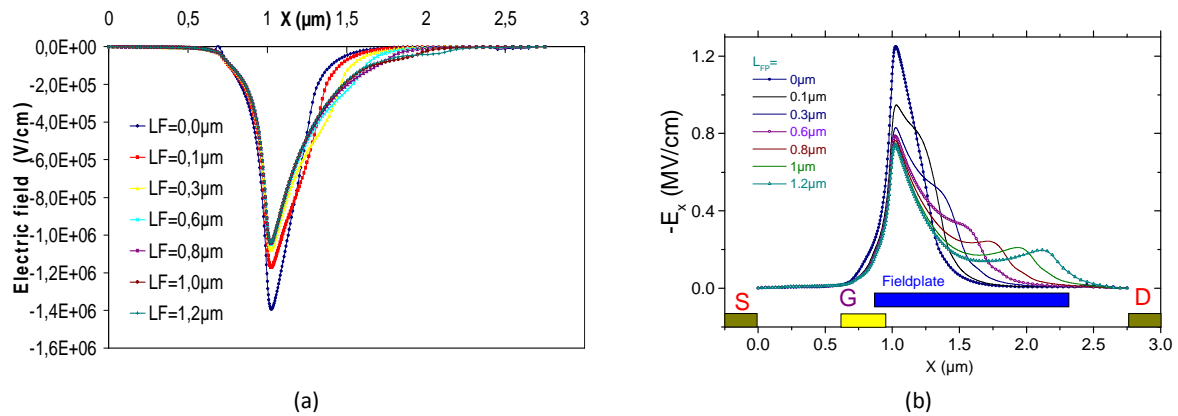


Figure III.69 : Profil de distribution du champ électrique simulée dans le canal pour différentes longueurs de fieldplate connecté à la source (a) ou connecté à la grille (b) ($V_{DS}=40V$ et $V_{GS}=-4V$).

La figure III.70 présente les valeurs maximums du pic de champ électrique, obtenus à partir des figures III.70a et III.70b, en sortie de grille pour différentes longueurs du fieldplate. Un fieldplate connecté à la grille semble plus efficace pour repousser les tensions de claquage, qu'un fieldplate connecté à la source.

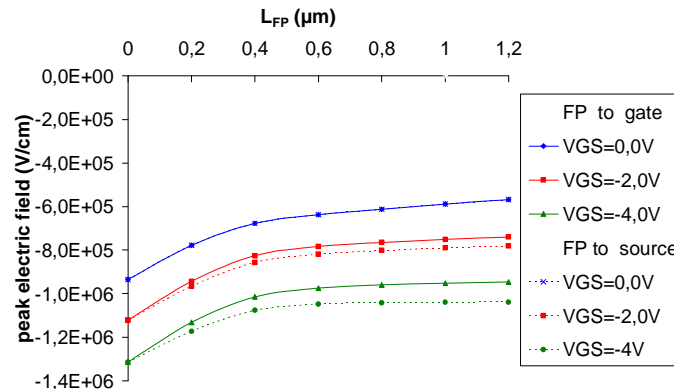


Figure III.70 : Comparaison de la valeur maximale du champ électrique en sortie de grille en fonction de la longueur du fieldplate, lorsque le fieldplate est connecté à la source ou à la grille.

La différence entre les valeurs du pic de champ électrique est plus importante d'une part, pour des longueurs de FP longs et d'autres parts, pour des tensions grille-source appliquées fortement négatives. La présence d'un FP engendre par conséquent, une augmentation de la tension de claquage en canal pincé (V_{GS} négatif) mais n'agit pas en canal ouvert ($V_{GS}=0V$). De façon générale, la réduction du pic de champ électrique commence à être importante dès lors de la présence d'un fieldplate. L'utilisation d'un FP long engendre une chute notable sur le gain en courant du transistor, à partir d'une longueur de 0.6μm ou 0.7μm, ce qui est approximativement la moitié de la distance grille-drain de la structure simulée. Cette réduction du pic de champ électrique peut être expliquée par une amélioration de la tension de claquage par deux raisons majeures : tout d'abord, l'étalement du champ électrique mène à un étalement de la valeur moyenne de l'énergie des électrons, réduisant l'ionisation par impact. La seconde raison est une chute du champ électrique en sortie de grille impliquant une réduction du claquage de grille en minimisant le courant tunnel à travers le contact Schottky.

Les variations de la transconductance en fonction de la tension grille-source, pour une longueur de fieldplate de 1μm et pour une tension de polarisation de drain de 40V, sont présentées figure III.71.

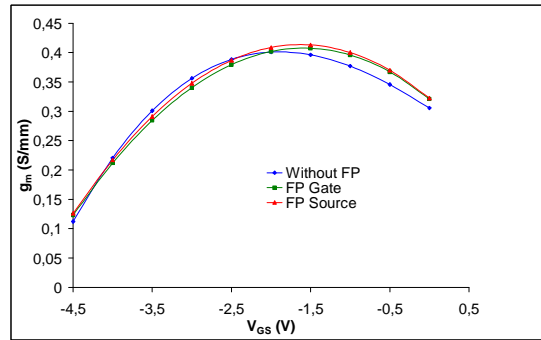


Figure III.71 : Transconductance simulée pour différente connexion du FP (relié à la grille, à la Source ou Flottante)

Aucune différence significative sur la transconductance ne peut être observée entre un *fieldplate* connecté à la source et un *fieldplate* connecté à la grille. Seul un léger décalage (environ 0.5V dans le sens des V_{GS} croissants) de la valeur maximum de la transconductance est notée entre une structure sans et avec *fieldplate*.

La figure III.72 montre les simulations du champ électrique pour une structure à grille Gamma pour deux polarisations différentes correspondant à la figure III.63.

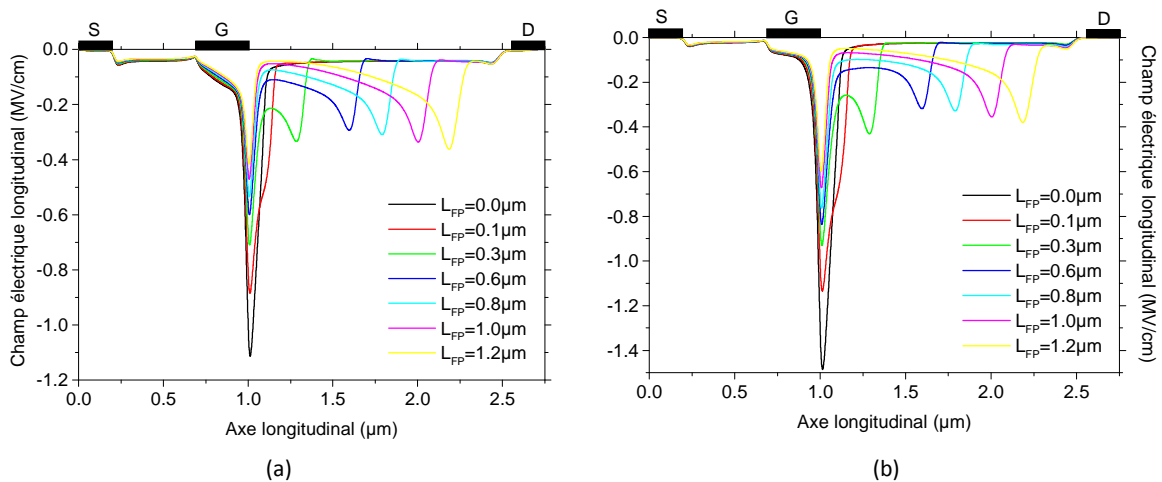


Figure III.72 : Champ électrique simulée pour une structure à grille Gamma. (a) $V_{DS}=40V$, $V_{GS}=0V$; (b) $V_{DS}=40V$, $V_{GS}=-4V$

Les évolutions obtenues restent similaires à celles du *FieldPlate* isolé, sauf que dans ce cas, l'extension du FP est toujours connectée à la grille.

7.3.2. Simulation en petit signal

Le modèle utilisé et développé par M. Rousseau permet d'obtenir les fréquences de coupure en régime petit-signal. La figure III.73 présente les valeurs de la fréquence de coupure en fonction de la longueur du *fieldplate*. En effet, dans ce cas les électrodes de source et FP sont court-circuitées ce qui n'entraîne pas d'effet de capacité parasite sur C_{GS} .

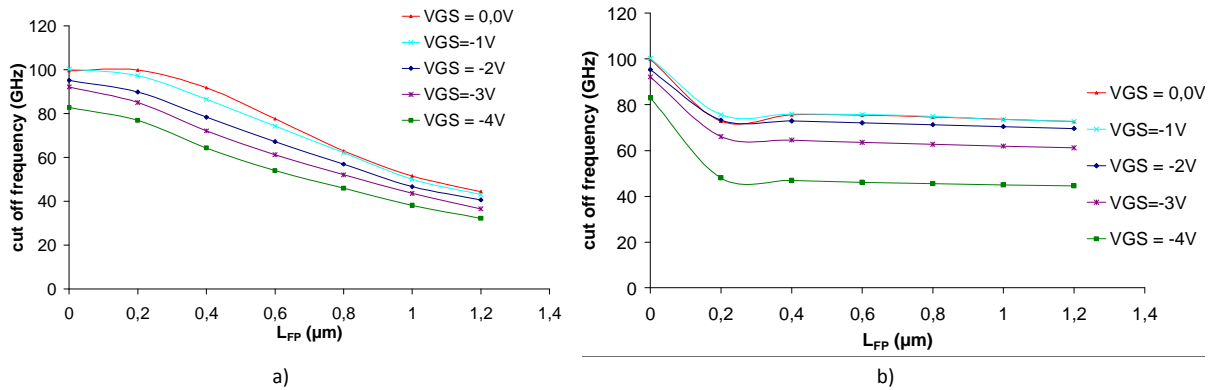


Figure III.73 : Fréquence de coupure en fonction de la longueur du fieldplate pour une polarisation drain-source de 40V et pour différentes tensions grille-source. (a) Le fieldplate est connecté à la grille. (b) Le fieldplate est connecté à la source.

Au regard de ces résultats, les remarques suivantes peuvent être faites :

Lorsque le fieldplate est connecté à la grille (figure III.73a), la fréquence de coupure chute de façon quasi-linéaire et de manière importante lorsque la longueur du fieldplate augmente. Ceci est une conséquence d'une augmentation de la capacité grille-source (C_{GS}) résultant de la contribution de la capacité introduite par le fieldplate qui augmente avec la longueur du fieldplate.

Lorsque le fieldplate est connecté à la source (figure III.73b), il existe une diminution importante de la fréquence de coupure dès la présence d'un fieldplate de courte longueur ($0.2\mu\text{m}$). Ceci pourrait être expliqué, par l'augmentation de la capacité grille-source (C_{GS}) située entre le chapeau de la grille et la base du fieldplate. La valeur de la fréquence de coupure reste quasi-constante quelle que soit la longueur du fieldplate.

7.4. Données bibliographiques

7.4.1. Configurations et topologies de Fieldplate

Le tableau III.15 rassemble les principaux résultats de la littérature sur des HEMTs AlGaIn/GaN avec FP.

Topologie FP	$L_{GS}/L_G/L_{GD}/W$ (μm)	Passivation	I_{DSS} (mA/mm)	V_{BR} (V)	P_{out} (W/mm)	V_{DS} (V)	$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$	Ref
n°2	-/-/10/-	SiN					Al_2O_3	[62]
FP source	1/0.7/3/200	SiN (490nm)	640		1.8 @2.14GHz	28	Si(111)	[63]
Gamma	0.5/0.1/3.5/250	SiN (80nm)	1080		9.5 @10GHz	40	SiC	[64]
FP	2/1.5/10/200	SiN/SiO ₂ (400/600)nm	-	594	-	-	SiC	[65]
Gamma	0.8/0.25/1.65/100	SiN	1000	-	9.1 @ 18GHz	55	SiC	[66]

Tableau III.15 : Bilan des performances de FP-HEMTs à partir de la littérature.

N. Zhang [67] rapporte que la valeur de la résistance d'accès des contacts ohmiques (R_{on}) influence fortement sur la valeur de la tension de claquage V_{BR} (cf. figure III.74a) tel que $V_{BR}^2 \sim R_{on} \times 9.95 \times 10^8 \text{V}^2 \Omega^{-1} \text{cm}^{-2}$ avec $R_{on} = L_{ds}^2 / (q\mu_n n_s)$. Le fit polynomial correspond à $R_{on} = (3.5 \times (L_{gd} + 4.9)^2 + 3.14) \times 10^{-2}$. Il est aussi mentionné qu'une barrière AlGaIn non dopée favorise une augmentation de la tension de claquage. La figure III.74b montre l'effet de la distance entre grille et drain sur la tension de claquage lorsque le transistor comporte ou non un FP isolé.

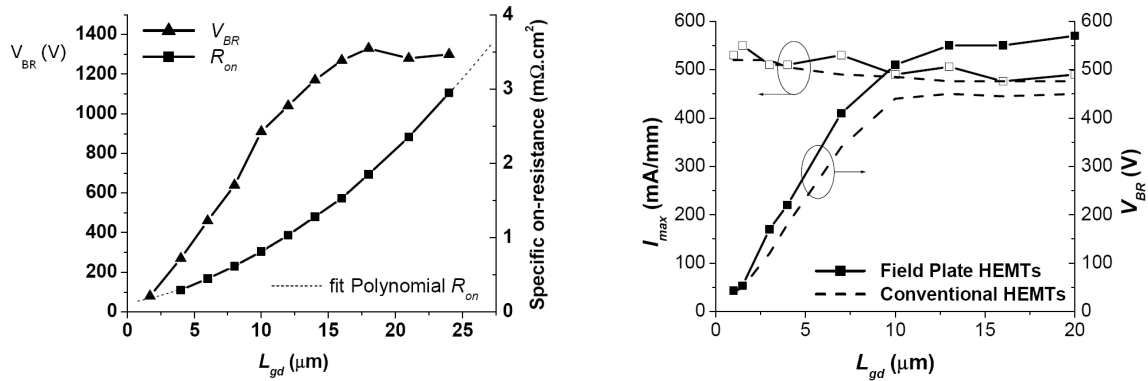


Figure III.74 : Evolution de la tension de claquage V_{BR} en fonction de la distance grille-drain L_{GD} avec fieldplate [65]

8. Conclusion sur l'impact "théorique" de l'électrode de FieldPlate

Différentes simulations ont été effectuées en hydrodynamique 2D afin de quantifier l'évolution des principaux paramètres physiques tels que le champ électrique dans la zone active du transistor, la transconductance et la fréquence de transition en fonction de la longueur de l'électrode de FP isolé. Le FP a été simulée de manière à être connecté soit à la source soit à la grille. Les résultats obtenus ne permettent pas de définir un mode de fonctionnement privilégié dans l'une ou l'autre des configurations. En effet, lorsque le FP est connecté à la grille, le pic de champ électrique en sortie de grille est considérablement réduit en comparaison avec un FP connecté à la source. Cependant, dans ce cas précis, la fréquence de coupure décroît drastiquement lorsque la longueur du FP augmente. Il est établi qu'une longueur de FP maximale équivalente à 40% de la distance grille-drain permet de minimiser la dégradation sur la fréquence de coupure. A contrario, lorsque le FP est connecté à la source, la fréquence de coupure n'évolue quasiment pas quelle que soit sa longueur. Le FP montre ne pas avoir d'influence sur la transconductance selon sa connexion à la grille ou à la source.

Dans le cas d'une électrode FP à grille Gamma, un modèle semi-analytique a été adopté pour comprendre et quantifier la tension de claquage. Cette étude a permis d'optimiser l'extension du FP de la grille vers le drain, la nature du diélectrique de passivation et son épaisseur.

Il faut établir un compromis entre l'amélioration de la tension de claquage et la dégradation des performances hyperfréquences du composant pour une fréquence de fonctionnement donnée.

Références bibliographiques

- [1] D. Qiao, Z. F. Guan, J. Carlton and S.S. Lau, Appl. Phys. Lett. 74 (1999) 2652.
- [2] Z. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, Ö. G. Aktas, A. E. Botcharev, Appl. Phys. Lett. 68 (1996) 1672.
- [3] S. J. Cai, R. Li, Y. L. Wong, W. G. Wu, S. G. Thomas and K. L. Wang, Electron. Lett. 34 (1998) 2354.
- [4] Q.Z. Liu, L.S. Yu, F. Deng, S.S. Lau, Q. Chen, J.W. Yang, M.A. Khan, Appl. Phys. Lett. 71 (1997) 1658.
- [5] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, D. Qiao, S.S. Lau, P.K. Chu, Appl. Phys. Lett. 73 (1998) 2582.
- [6] B. Van Daele, G. Van Tendeloo, W. Ruythooren, J. Derluyn, M.R. Leys, M. Germain, "The role of Al on Ohmic contact formation on n-type GaN and AlGaIn/GaN", Appl. Phys. Lett., 87 (2005) 061905.
- [7] J.-S. Jang, T.-Y. Seong, S.-R. Jeon, J. Appl. Phys. 100 (2006) 046106.
- [8] Y. Li et al. Microelectronics Journal 29 (1998) 21.
- [9] G.K. Reeves, H.B. Harrison, IEEE Trans. Elec. Dev. 42 (1995) 1536.
- [10] T. Hashizume, H. Hasegawa, Appl. Surf. Sci. 234 (2004) 387.
- [11] J.-S. Jang, T.-Y. Seong, S.-R. Jeon, J. Appl. Phys. 100 (2006) 046106.
- [12] E. Yamaguchi, M.R. Junnarkar, J. Cryst. Growth 189/190 (1998) 570.
- [13] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A.J. Sierakowski, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann, J. Appl. Phys. 87 (2000) 334.
- [14] Z. Lin, W. Lu, J. Lee, J.S. Flinn, G.R. Brandes, Appl. Phys. Lett. 82 (2003) 4364.
- [15] M. Shur, Mater. Res. Soc. Smp. Proc. 483 (1998) 15.
- [16] L.J. Brillson, "Contacts to Semiconductors: Fundamentals and Technology", Park Ridge, New Jersey, USA.
- [17] H. Hasegawa, T. Inagaki, S. Otomo, T. Hashizume, J. Vac. Sci. Technol. B21 (2003) 1844.
- [18] G.S. Marlow, M.B. Das, Solid-State Electron. 25 (1982) 91.
- [19] J. Khurgin, Y.J. Ding, D. Jena, Appl. Phys. Lett. 91, (2007) 252104.
- [20] B. Benbakhti, M. Rousseau, A. Soltani, J.-C. De Jaeger, IEEE Transactions on Electron Devices, 53 (2006) 2237.
- [21] J.-S. Jang, T.-Y. Seong, S.-R. Jeon, Electrochemical and Solid-State Letters, 10 (2007) H120.
- [22] N. Nepal, K.B. Nam, M.L. Nakarmi, J.Y. Lin, H.X. Jiang, J.M. Zavada, R.G. Wilson, Appl. Phys. Lett. 84 (2004) 1090.
- [23] H.W. Jang, J.M. Baik, M.-K. Lee, H.-J. Shin, J.-L. Lee, J. Electrochem. Soc. 151 (2004) G536.
- [24] H. Berger, Solid-St. Electron. 15 (1972) 145.

- [25] H.G Henry, IEEE Trans. Electron. Dev. ED-36 (1989) 1390.
- [26] G.K. Reeves, P.W. Leech, H.B. Harrison, Sol. Stat. Electron. 38 (1995) 745.
- [27] G.K. Reeves, H.B. Harrison, "An Analytical Model for Alloyed Ohmic Contacts Using a Trilayer Transmission Line Model", IEEE Transaction on Electron Devices, 42 8 (1995) 1536-1547.
- [28] H. H. Berger, "Contact Resistance on Diffused Resistors", Digest of Technical Papers International Solid-State Circuits Conference, (1969).
- [29] S.C Binari, H.B. Dietrich, G. Kelner, L.B. Rowland, K. Doverspike, D.K. Gaskill, "Electrical characterisation of Ti Schottky barriers on n-type GaN", Electron. Lett. **30** 11 (1994) 909 - 911.
- [30] J-P. Ao, D. Kikuta, N. Kubota, Y. Naoi, Y. Ohno, "Copper gate AlGaIn/GaN HEMT with low gate leakage current", **24** 8 (2003) 500-502.
- [31] Z. Lin, W. Lu, J. Lee, J.S. Flinn, G.R. Brandes, Appl. Phys. Lett. **82** (2003) 4364.
- [32] A.M. Cowley, S.M. Sze, "Surface States and Barrier Height of Metal-Semiconductor Systems", J. Appl. Phys. **36** (1965) 3212-3220.
- [33] D. Qiao, L.S. Yu, S.S. Lau, "Dependence of Ni/AlGaIn Schottky barrier height on Al mole fraction", J. Appl. Phys. **87** 2 (2000) 801-804.
- [34] Rashmi, A. Kranti, S. Haldar, R.S. Gupta, Solid State Electronics 46 (2002) 621.
- [35] N. Onojima, M. Higashiwaki, J. Suda, T. Kimoto, T. Mimura, T. Matsui, "Reduction in potential barrier height of AlGaIn/GaN heterostructures by SiN passivation", J. Appl. Phys. **101** (2007) 043703.
- [36] E.M. Chumbes, "Full Wafer Process of Passivated AlGaIn/GaN HEMTs", Cornell University Presentation, MURI Review, UC Santa Barbara, 2000.
- [37] M. Higashiwaki, N. Onojima, T. Matsui, T. Mimura, "Effects of SiN passivation by catalytic chemical vapor deposition on electrical properties of AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistors", J. Appl. Phys. **100** (2006) 033714.
- [38] J. Osvald, J. Appl. Phys. 90 (2001) 6205; J. Osvald, Zs.J. Horvath, Appl. Surf. Sci. 234 (2004) 349.
- [39] E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros and J. M. Redwing, "Schottky barrier engineering in III-V nitrides via the piezoelectric effect", Appl. Phys. Lett., **73** 13 (1998) 1880-1882.
- [40] E.T. Yu, X.Z. Dang, L.S. Yu, D. Qiao, P.M. Asbeck, S.S. Lau, G. J. Sullivan, K.S. Boutros, J.M. Redwing, Appl. Phys. Lett. **73** (1998) 1880.
- [41] F.Nzamba, rapport de stage DEA, IEMN, (2003).
- [42] F. Demangeot et al., Solid State Comm. **100** (4) 207.
- [43] K. Wang, R.X. Wang, S. Fung, C.D. Beling, X.D. Chen, Y. Huang, S. Li, S.J. Xu, M. Gong, Mater. Sci. Eng. B **117** (2005) 21.

- [44] E.A. Preble, K.M. Tracy, S. Kiesel, H. McLean, P.Q. Miraglia, R.J. Nemanich, "Electrical, structural and microstructural characteristics of as-deposited and annealed Pt and Au contacts on chemical-vapor-cleaned GaN thin films", J. Appl. Phys. **91** 4 (2002) 2133-2137.
- [45] C.I. Wu, A. Kahn, A. E. Wickenden, D. Koleske, and R. L. Henry, "Aluminum, magnesium, and gold contacts to contamination free n-GaN surfaces", J. Appl. Phys. **89** 1 (2001) 425.
- [46] S.K. Noh, P. Bhattacharya, Appl. Phys. Lett. **78** (2001) 3642.
- [47] L.D. Bell, R.P. Smith, Appl. Phys. Lett. **76** (2000) 1725.
- [48] T.R. Prunty, IEEE Electron Device Letter, 2000.
- [49] Y. Ohno et al., IEEE Electron Device Letters **21** (2003) 268.
- [50] S. Lefebvre, F. Miserey, "Composants à semi-conducteur pour l'électronique de puissance", Livre des Editions Tec & Doc, LAVOISIER, 2004.
- [51] E. T. Yu, P. M. Asbeck, "Local Polarization Effects in Nitride Heterostructures and Devices", Collection Engineering SpringerLink, ISBN978-0-387-36831-3, DOI10.1007/978-0-387-68319-5_5, octobre 2007.
- [52] A.V. Vertiatchikh, L. F. Eastman, W.J. Schaff, T. Prunty, Electron. Lett. **38** (2002) 388.
- [53] T.R. Prunty, J.A. Smart, E.M. Chumbes, B.K. Ridley, L.F. Eastman, J.R. Shealy, Proc. IEEE/Cornell High-Performance Devices Conf. (2000) 208.
- [54] W. Lu, V. Kumar, R. Schwindt, E. Piner, I. Adesida, Solid-State Electronics **46** (2002) 1441.
- [55] R. Vetury, "Polarization Induced 2DEG in AlGa_n/Ga_n HEMTs : On the origin, DC and transient characterization", Dissertation of PhD in Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara (2000).
- [56] U.K. Mishra, ECE Department, UCSB Santa Barbara, 13th GAAS® Symposium - Paris 2005.
- [57] B.M. Green et al., IEEE Electron Device Letters **21** (6) (2000).
- [58] S. Karmalkar, U. K. Mishra, "Enhancement of breakdown voltage in AlGa_n/Ga_n high electron mobility transistors using a fieldplate", IEEE Transaction on Electron Devices, **48** 8 (2001) 1515-1521.
- [59] Y.F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R.P. Smith, S. Sheppard, P.M. Chvarkar, T. Wisleder, U.K. Mishra, P. Parikh, "30W/mm Ga_n HEMTs by fieldplate optimization", IEEE Electron Devices Letters, **25** 3 (2004) 117-119.
- [60] M. Rousseau, communication interne, IEMN.
- [61] S. Karmalkar, M.S. Shur, G. Simin, M.A. Khan, "Field-plate engineering for HFETs", **52** 12 (2005) 2534-2540.
- [62] W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, T. Ogura, "Design optimisation of high breakdown voltage AlGa_n-Ga_n power HEMT on an insulating substrate for $R_{on}A-V_B$ tradeoff characteristics", IEEE Transactions on Electron Devices, **52** 1 (2005) 106-111.

[63] R. Therrien, S. Singhal, J.W. Johnson, W. Nagy, R. Borges, A. Chaudhari, A.W. Hanson, A. Edwards, J. Marquart, P. Rajagopal, C. Park, I. C. Kizilyalli, K.J. Linthicum, "A 36mm GaN-on Si HFET Producing 368W at 60V with 70% Drain efficiency", IEEE 2005

[64] Y.Sun, L. Eastman, "Large signal performance of deep submicrometer AlGaIn/GaN HEMTs with a field-modulating Plate", IEEE Transactions on Electron Devices, 2005

[65] Y. Takada, W. Saito, M. Kuraguchi, I. Omura, K. Tsuda, "High voltage GaN based power HEMTs with fieldplate technique : breakdown voltage and switching characteristics", Phys. Stat. Sol. (c) **0 7** (2003) 2347-2350.

[66]V. Kumar, G. Chen, S. Guo, B. Peres, I. Adesida, "Field-plated AlGaIn/GaN HEMTs with power density of 9.1 W/mm at 18 GHz", **1** (2005) 61-62.

[67]N. Zhang, "High voltage GaN HEMTs with low on-resistance for switching applications", Thèse de l'université de Californie, Santa Barbara, 2002.

Chapitre 4

*OPTIMISATION DU CONTACT SCHOTTKY
- CARACTERISATION EN PUISSANCE
HYPERFREQUENCE DES TRANSISTORS A
EFFET DE CHAMP A BASE DE GAN -*

4

*OPTIMISATION DU CONTACT SCHOTTKY
- CARACTERISATION EN PUISSANCE
HYPERFREQUENCE DES TRANSISTORS A
EFFET DE CHAMP A BASE DE GAN -*

Introduction

Ce chapitre est consacré à la caractérisation optique et électrique des différents transistors réalisés au laboratoire. Il relate les performances en hyperfréquence des composants réalisés à savoir les HEMTs avec ou sans FP et les MISHEMTs afin d'avoir une idée plus précise de l'impact de la présence ou non de l'électrode de FP et des nouveaux diélectriques de grille.

Une étude physique particulière est réalisée sur le contact Schottky TiN/AlGa_N/Ga_N/Si(111) en raison de son comportement exceptionnel. La finesse de cette étude a permis de comprendre et de définir les conditions pour l'obtention d'une bonne commande de grille de type Schottky. La spectroscopie PLS³ est employée ici comme technique optique originale afin d'établir la signature des pièges en surface et interfaces des transistors réalisés.

Ce chapitre comporte cinq parties. La première partie correspond à l'optimisation des contacts Schottky réalisés par évaporation au canon à électrons en terme de préparation de surface, nature des métaux, schéma de métallisation et conditions de recuit. Une étude similaire est ensuite effectuée sur un contact Schottky TiN réalisé par pulvérisation magnétron, auquel il faut ajouter une analyse fine de la formation de ce contact. Ces résultats sont corrélés aux mesures en DC pulsé et en hyperfréquence obtenues sur ces contacts électriques. Des mesures $C(V, \omega, T)$ et avec la spectroscopie PLS³ contribuent à caractériser davantage la nature de ce contact particulier et la signature des pièges associés. La seconde partie relate les résultats électriques, mesurés en DC et en hyperfréquence, des différentes topologies de transistors avec ou sans FP présentées dans le [chapitre 2](#). La troisième partie présente les résultats obtenus sur les MISHEMTs innovants de manière à établir les potentialités d'avenir de ces diélectriques de grille. La quatrième partie correspond aux performances en puissance d'une nouvelle filière de transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N sur Si(001) laquelle comporte une hétérojonction et une technologie optimisée. Enfin, la dernière partie présente les premiers résultats sur les transistors AlGa_N/Ga_N réalisés pour faire de la

puissance en bande W sur une hétérostructure et une technologie adaptées pour cette gamme de fréquences.

Partie 1. Optimisation et analyse du contact Schottky sur AlGaIn/GaN

Pour des raisons de clarté, nous avons volontairement choisi d’établir l’intégralité de l’étude sur l’optimisation expérimentale du contact Schottky dans ce chapitre. Ce verrou technologique est toujours à l’heure actuelle la difficulté majeure lors de la réalisation technologique des transistors HEMTs AlGaIn/GaN, ainsi que la maîtrise des états de surface. Cette partie comporte dans un premier temps une étude expérimentale des contacts Schottky réalisés par évaporation au canon à électrons. Nous définissons le protocole à suivre en terme de prétraitement de surface, de schéma de métallisation à utiliser et du recuit à réaliser. Dans un deuxième temps, nous proposons un nouveau contact Schottky jamais présenté par la communauté internationale et qui présente un comportement Schottky nettement amélioré en comparaison à ceux réalisés précédemment. Une étude fine de ce contact déposé par pulvérisation magnétron, est plus particulièrement développée pour tenter d’expliquer les mécanismes de sa formation.

1.1 Effet du recuit et du prétraitement sur le comportement de la Schottky sur substrat Si par évaporation

De nombreuses publications ont rapporté différentes métallisations par évaporation pour former un contact Schottky sur n-GaN. Les plus courantes sont : Au [1], [2], [3], Ni [4], Ni/Au [5], Pt [5], W [6], Ru [7], Mo [8], Cu [9] etc... . Les schémas de métallisation les plus couramment présentés dans la littérature pour réaliser des contacts Schottky sur des transistors AlGaIn/GaN et examinés dans cette étude sont: Mo/Au, Ni/Mo/Au, Pt/Ti/Au, Ni/Au et Au. Différents prétraitements ont été combinés avec ces métallisations : avec et sans désoxydation de la surface (HCl/H₂O pendant 90s), suivi ou pas d’un décapage physique à l’argon (Ar⁺) à 200eV pendant 2mn. Différents recuits ont également été appliqués à ces métallisations variant de 300 à 500°C pendant 20mn. En effet, un recuit peut être opéré avant et/ou après métallisation de manière à recristalliser ou à réparer la surface ou l’interface. Il doit se faire sous vide au mieux ou sous gaz inerte (N₂). De plus, cette procédure permet d’améliorer l’adhérence du métal sur le SC et de stabiliser le comportement électrique du contact Schottky qui peut présenter quelques fois des fluctuations sur ses caractéristiques.

Le **tableau IV.1** regroupe les principaux paramètres des contacts Schottky obtenus en fonction de leurs conditions de réalisation, c’est-à-dire la hauteur de barrière ϕ_B , le coefficient d’idéalité η , le courant de fuites en polarisation inverse (au pincement) et le courant en polarisation directe (+2V).

Les paramètres des transistors étudiés correspondent à : L_{DS}=20 μ m, L_G=2 μ m, L_{GS}=2 μ m, W=100 μ m sur la couche AlGaIn/GaN/Si(111) PTC058. Le **tableau IV.1** se décompose en 2 : le premier comporte les mêmes caractéristiques que le second à la différence que les mêmes composants sont ensuite passivés et subissent un recuit longue durée noté 2nd recuit.

		ϕ_B (eV)				η				$I_{INV}(@-5V)$ (mA)			
		25°C	300°C	400°C	500°C	25°C	300°C	400°C	500°C	25°C	300°C	400°C	500°C
Mo/Au 400/3000Å	désox	0.54	0.59	-	0.69	2.69	2.64	-	2.55	6.2	5.4	-	0.002
	etching	0.5	0.58	0.54	-	2.76	2.79	2.71	-	4.4	2	3.4	-
	désox & etch	0.53	0.61	0.66	0.67	2.44	2.77	2.77	2.75	2.3	1.12	0.64	0.7
Pt/Au	désox	0.55	0.54	0.63	0.65	5.17	4.83	4.37	4.09	>1	2.37	0.037	0.8

100/1000Å	désox & etch	0.56	0.61	0.58	0.69	5.31	6.17	6.02	4.73	0.72	1.2	0.44	0.4
Au 420Å	désox	0.55	0.54	0.51	0.57	5.42	6.39	8.68	5.85	4.6	6.6	5.7	2.52
Ni/Mo/Au 50/400/1500Å	désox & etch	0.58	0.56	0.6	0.69	8.8	5.89	5.48	4.4	-	0.33	0.098	0.13
Pt/Ti/Au 200/250/1500Å	désox & etch	-	-	0.705	0.644	-	-	2.29	2.35	-	-	-	-

		ϕ_B (eV)		η		$I_{INV}(@-5V)$ (mA)	
		passivée	2 nd recuit	passivée	2 nd recuit	passivée	2 nd recuit
Mo/Au 400/3000Å	désox	0.76	0.77	2.55	2.39	0.058	0.002
	etching	0.79	0.75	2.44	2.23	0.03	0.004
	désox & etch	0.62	0.63	3.96	3.58	0.84	1.02
Pt/Au 100/1000Å	désox	0.66	0.63	2.4	2.32	>1	>1
	désox & etch	-	-	-	-	-	-
Au 420Å	désox	-	0.56	-	5.54	-	>1
Ni/Mo/Au 50/400/1500Å	désox & etch	0.7	0.65	4.82	4.89	0.24	0.26
Pt/Ti/Au 200/250/1500Å	désox & etch	-	-	-	-	-	-

Tableau IV.1 : Caractéristiques des contacts Schottky réalisés en fonction des prétraitements de surface, des recuits successifs et de la passivation SiO₂/SiN (100/50nm) sur la couche PTC058.

La première partie du **tableau IV.1** montre parfaitement que les résultats obtenus sur l'influence du prétraitement physico-chimique réalisé suivi d'un recuit de courte durée ne sont malheureusement pas encore suffisants. En effet, le courant de fuite en polarisation inverse reste toujours relativement important du en particulier à des courants de fuite en surface qui restent prépondérants. Pour les réduire, il a été envisagé de passiver la structure et de soumettre ces composants à un recuit longue durée à 350°C pendant 2 semaines sous un vide de 2×10⁻⁷Torr. La passivation est composée du bicouche SiO₂/SiN (100/50nm) déposé par PECVD à 340°C.

D'après les résultats obtenus et répertoriés **tableau IV.1**, le contact Pt/Ti/Au est celui qui présente les meilleurs caractéristiques Schottky avec un minimum de traitement c'est-à-dire une désoxydation et un simple recuit court à 400°C. Notons que ce contact présente une médiocre adhérence sur GaN.

Le contact Mo/Au est celui qui présente la commande de grille la plus efficace mais après un traitement très long car il nécessite en plus une passivation et un recuit long. Dans ce cas, la hauteur de barrière Schottky augmente de 143% après ce recuit et son facteur d'idéalité associé, est amélioré de 2.76 à 2.23. Ce comportement peut-être attribué comme le souligne Spicer et al. [10] comme étant due à la réduction de la non stœchiométrie à l'interface et par conséquent, la densité de défauts présents à l'interface MS s'en trouve réduite [11].

Toujours d'après ces résultats et dans le cas du contact Mo/Au, il faut souligner que le prétraitement de surface, cumulant la désoxydation et le décapage physique, est à proscrire. Cependant, il n'est pas évident de trancher entre la désoxydation ou le décapage physique seul.

La **figure IV.1** montre les caractéristiques I(V) en polarisation inverse et directe du contact Schottky Mo/Au sur AlGaN/GaN/Si(111) mesurée en fonction de la température de recuit, de la passivation et du recuit long, dans le cas d'un prétraitement de surface correspondant au décapage physique seul. Le courant de fuite en polarisation inverse diminue de plusieurs décades après recuit.

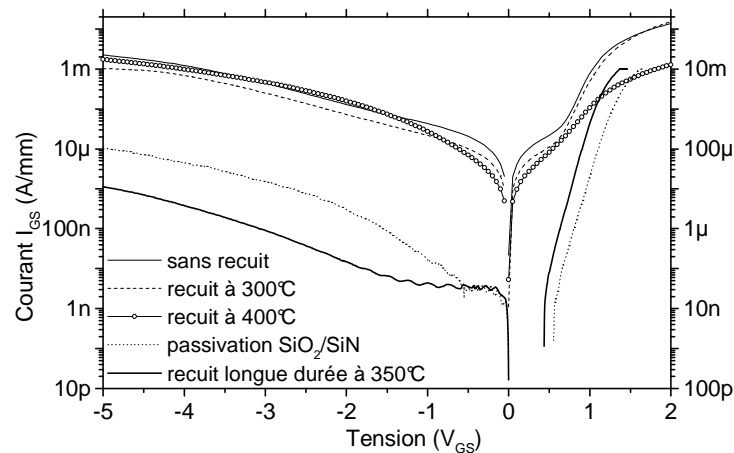


Figure IV.1 : Caractéristiques des contacts Schottky Mo/Au d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN/Si(111) PTC058 après décapage à l'argon, passivation et recuits successifs ($L_g=2\mu\text{m}$, $W=100\mu\text{m}$, $L_{GS}=2\mu\text{m}$).

Le courant de fuite de surface est supprimé après l'étape de passivation et le courant de fuite en polarisation inverse est encore amélioré avec recuit longue durée. C'est à partir de ce moment qu'il est possible de qualifier ce contact de Schottky.

La figure IV.2 présente le même contact soumis au même procédé sauf que la surface a subi une simple désoxydation. Le comportement électrique reste très similaire au cas précédent avec le décapage physique seul.

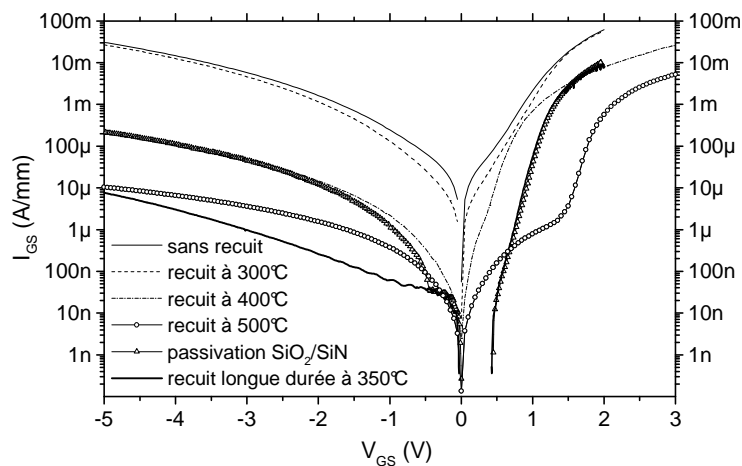


Figure IV.2 : Caractéristiques des contacts Schottky après désoxydation, passivation et recuits successifs.

En conclusion, il est démontré qu'après passivation, si seul un décapage physique ou une désoxydation est réalisée, alors il est constaté une amélioration drastique du comportement électrique du contact Schottky en polarisation directe et inverse. Un recuit de longue durée permet encore une amélioration notable des courants de fuite en polarisation inverse. Il serait intéressant de réaliser des mesures courant-tension en régime DC pulsé sur ces composants pour dissocier le procédé de prétraitement le plus adéquat en termes de fuites de courants.

1.2. Analyse TEM de la grille Schottky (Mo/Au)

Afin d'étudier et de comprendre ce qui se passe dans le contact Mo/Au, une analyse TEM a été réalisée (figure IV.3).

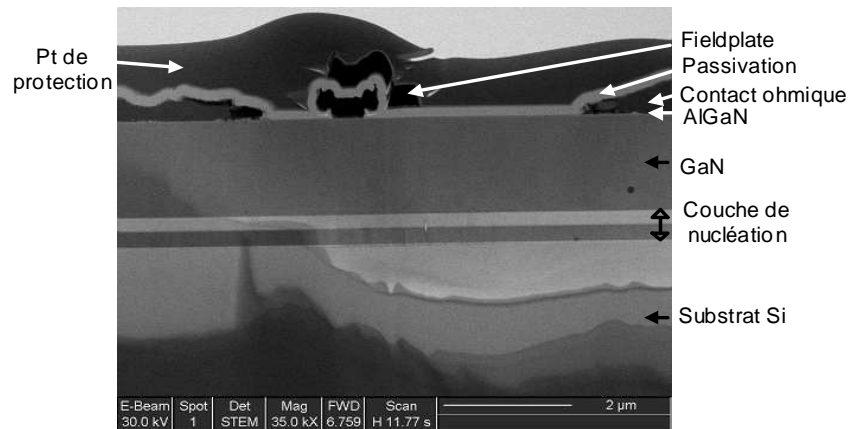


Figure IV.3 : Photo d'une préparation TEM d'une grille Mo/Au sur la couche L431.

Une analyse HRTEM des espèces présentes à l'interface Mo/AlGaIn, a montré la présence de résidus oxydés et confinés mais n'a pas pu définir la nature des éléments qui y sont formés. Cependant, l'ensemble des contacts électriques qui présente un comportement Schottky exhibe une interface ayant cette même caractéristique. Nous savons qu'il subsiste de l'oxygène résiduel en volume et dans la couche active ainsi que des vacances d'azote en surface de la couche barrière AlGaIn. Or, ces derniers jouent le rôle de dopants n qu'il nous faut neutraliser pour former les contacts Schottky. Nous avons opté pour du nitrure de titane TiN car il apporterait l'azote dont la surface a besoin pour gagner en stoechiométrie et le titane absorberait l'oxygène pour passiver la surface et neutraliser les pièges. La technique de dépôt choisie est la pulvérisation magnétron connue pour obtenir des couches contraintes. La première étape de ce travail a été d'optimiser les conditions de dépôt de ce matériau.

1.3. Caractérisation matériau TiN

La contrainte extrinsèque des films de TiN déposés sur substrat silicium est mesurée au moyen de la variation du rayon de courbure du substrat, lequel est déterminé au profilomètre avant et après dépôt.

L'optimisation des conditions de dépôt a été réalisée de manière à déposer un film mince avec une vitesse de dépôt réduite de l'ordre du nm/mn afin de contrôler l'infime quantité de matière à faire réagir avec AlGaIn ($P_{RF}=100W/d_{Ar}=30sccm/V_{autopolarisation}=225V$). La distance cible-substrat choisie pour cette étude est définie à 6cm. Les tests de dépôt matériau sont réalisés sur substrat Si (100) et le porte substrat n'est pas chauffé.

La figure IV.4 montre les mesures de contrainte obtenues sur différentes épaisseurs de TiN de manière à déterminer le profil de contrainte en fonction de l'épaisseur. La contrainte maximale mesurée est de -4.6GPa pour une épaisseur de TiN entre 10 et 20nm.

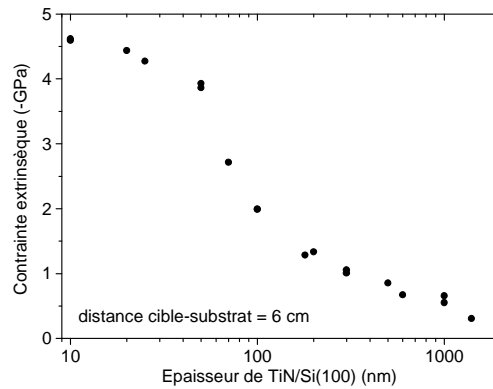


Figure IV.4 : Mesure du profil de contrainte extrinsèque établie à partir de plusieurs films de TiN/Si(100) d'épaisseurs différentes déposés par pulvérisation magnétron pour une distance cible-substrat de 6cm.

La contrainte résiduelle mesurée est définie comme $\sigma = \sigma_{\text{intrinsèque}} + \sigma_{\text{thermique}}$.

La contrainte thermique $\sigma_{\text{thermique}}$ après dépôt est considérée comme nulle pour les films déposés sans chauffage du substrat (<40°C). Pour améliorer la cristallinité des couches déposées, un recuit est réalisé à 500°C sous argon pendant 90mn avec une rampe en température de 10°C/mn. Il est dans ce cas nécessaire de décomposer la contrainte thermique et la contrainte intrinsèque après refroidissement. Le bilan des mesures des contraintes avant et après recuit est montré figure IV.5.

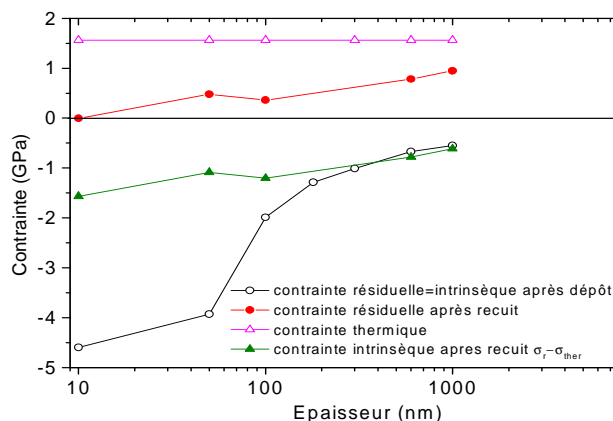


Figure IV.5 : Mesure de la contrainte de plusieurs épaisseurs de film de TiN/Si(100) déposés par pulvérisation magnétron avec une distance cible-substrat de 6 cm avant et après recuit à 500°C pendant 90mn sous Ar.

Après recuit, la contrainte thermique est établie à 1.56GPa. Il est alors possible de remonter directement à la contrainte résiduelle de la couche de TiN en fonction de l'épaisseur de cette dernière.

Pour de faibles épaisseurs de TiN, la contrainte résiduelle après recuit devient quasiment nulle. En fait, la contrainte résiduelle d'une fine couche de TiN (~10nm) évolue de 4.6GPa après dépôt, à 4.9MPa après recuit soit une réduction de 3 ordres de grandeur. Cette propriété peut être mise à profit pour réaliser le contact de grille d'un transistor afin d'améliorer le contact Schottky. Cet effet, présenté au chapitre 3, a déjà été observé avec l'impact de la passivation sur les caractéristiques du contact Schottky.

La figure IV.6 montre un exemple de courbe de DRX obtenue sur un film de 250nm d'épaisseur à partir duquel il est possible d'observer les différentes orientations cristallographiques des grains.

pulvérisation cathodique élargirait considérablement la panoplie des métallisations accessibles et permettrait en particulier le dépôt de métaux de transition réfractaires ainsi que de leurs nitrures, siliciures, carbures et borures associés. En effet, il est reconnu actuellement que ce procédé de dépôt en technologie Silicium, produit des caractéristiques de contacts améliorées par rapport à celles réalisées avec une métallisation évaporée. Notons que ce procédé de dépôt offre la possibilité d’obtenir des couches métalliques, en tension ou en compression, qui puissent compenser la contrainte en surface du SC. Nous avons alors réalisé au laboratoire une étude sur l’effet de l’épaisseur de la métallisation pour TiN.

1.4.1. Optimisation du contact TiN sur AlGaN/GaN

A. Effet de l’épaisseur de la couche de TiN

L’objectif est d’étudier l’impact de l’épaisseur de la couche de TiN déposée sur une hétérostructure $Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN$ (L446), sur les caractéristiques du contact de grille $I_{GS}(V_{GS})$. Les contacts ohmiques sont réalisés de façon standard à partir du masque TWIST (voir annexe D). La figure IV.8 montre les mesures obtenues pour des épaisseurs de TiN variant de 2.5nm à 60nm avant (figure IV.8a) et après recuit à 500°C pendant 40mn sous N_2 (figure IV.8b). Le plot d’épaississement est réalisé en Au (150nm) et le prétraitement de surface correspond à une désoxydation HCl standard suivie d’un décapage par faisceau d’ions Ar^+ . Les grilles sont réalisées par photolithographie ($L_G=2\mu m$).

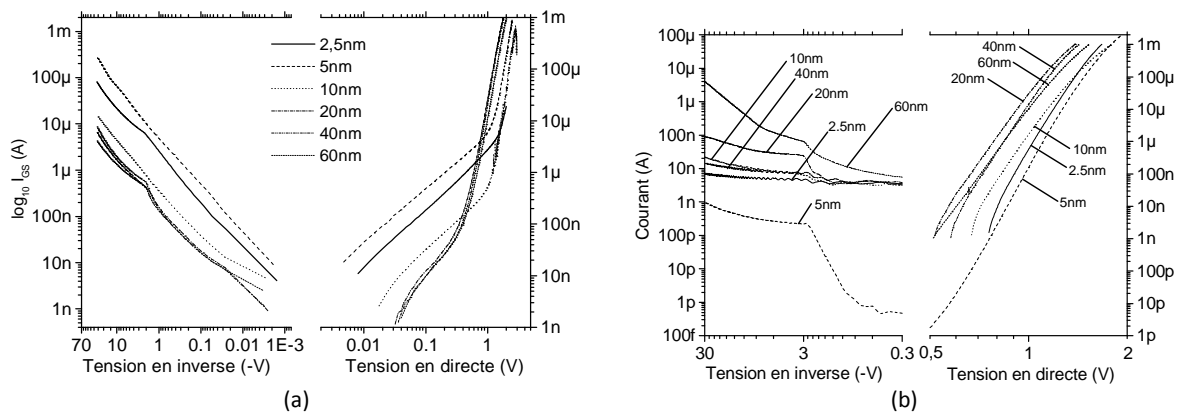


Figure IV.8 : Evolution de la caractéristique $I_{GS}(V_{GS})$ de la Schottky $Au/TiN/Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN/Si(111)$ en fonction de l’épaisseur du métal TiN : (a) avant recuit et (b) après recuit.

La figure IV.8-a montre que si l’électrode de grille n’est pas recuite, le contact électrique s’apparente à un contact ohmique fortement dégradé. En polarisation inverse, les courants de fuites sont supérieurs à quelques μA à -30V. Après recuit, les courants de fuites obtenus restent toujours en deçà des quelques μA à -80V, ce qui constitue un résultat nettement amélioré en comparaison avec le contact Schottky Mo/Au optimisé.

La figure IV.8-b montre qu’après recuit, une épaisseur de TiN comprise entre 5nm et 10nm est nécessaire pour obtenir des fuites de courant minimales et des hauteurs de barrière optimales. Dans ce cas, le contact Schottky exhibe un courant de fuite en polarisation inverse amélioré de plus de 5 ordres de grandeur à -30V ainsi qu’une hauteur de barrière supérieure à 1.07eV. Ce résultat est en accord avec les conclusions obtenues sur la contrainte résiduelle d’une fine couche de TiN (~10nm), laquelle a montré diminuer de plusieurs ordres de grandeur après recuit.

Pour ces épaisseurs, en polarisation inverse et avant recuit, les courants de fuites sont supérieurs à 10 μ A. Après recuit, les courants de fuites obtenus restent toujours en deçà des 10nA à -80V (limite de l'appareil de mesure) associés à une tension de rupture de -87V, ce qui constitue un résultat plus performant que le contact Mo/Au conventionnel.

En polarisation directe entre 0 et 0.5V, la caractéristique I_{GS} - V_{GS} du contact Schottky n'est pas conforme à un contact de type MS mais davantage à celui d'une structure MIS. Cet effet est probablement lié à l'exposition de la couche par des contaminants avant le dépôt du métal ou par l'oxygène résiduel en surface de la couche barrière AlGaN. Ce comportement constitue une caractéristique souvent observée sur les bons contacts Schottky. Cependant, le courant statique mesuré de quelques centaines de fA, même pour des faibles tensions en polarisation inverse, est trop important pour être un contact de type MIS (ayant un isolant épais) et indique par conséquent que l'épaisseur de la couche à l'interface est subnanométrique [12], [13].

B. Effet de la température de recuit et de la passivation

Une fois les contacts de grille réalisés, il est nécessaire de trouver les conditions expérimentales permettant d'optimiser le contact Schottky. Tous les composants réalisés (épaisseur de TiN variant de 2.5 à 60nm) ont été mesurés après dépôt, après recuit à 500°C, 700°C, (800°C pour un cas), après passivation SiO₂/SiN (100/50nm) standard et après un recuit de 3 jours sous N₂ à 350°C puis après un second recuit plus long (3 semaines) à 350°C sous vide à 2 \times 10⁻⁷Torr. Les résultats obtenus sont répertoriés **tableau IV.2** pour un transistor avec L_G=2 μ m, L_{DS}=10 μ m, L_{GS}=2 μ m et W=100 μ m.

	Epaisseur TiN 2.5nm			Epaisseur TiN 5nm		
	Φ_B	η	I @ -30V(~A)	Φ_B	η	I à -30V(~A)
Sans recuit	0.584	14.31	81 μ	0.561	9.25	233 μ
Recuit 500°C 40mn	0.878	2.17	7 n	1.061	1.58	1 n
Passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄	0.834	2.21	73 n	0.882	2.05	37 n
Recuit 72h sous N ₂	0.792	2.56	5 n	1.064	1.46	2.3 n
Recuit 350°C 3 semaines sous vide	0.766	6.12	6 n	0.905	1.87	13 n
Recuit 690°C 40mn	0.408	24.15	185 μ	0.386	15.84	198 μ

	Epaisseur TiN 10nm			Epaisseur TiN 20nm		
	Φ_B	η	I @ -30V(~A)	Φ_B	η	I à -30V(~A)
Sans recuit	0.664	9.03	11 μ	0.621	4.69	13 μ
Recuit 500°C 40mn sous N ₂	0.821	2.28	22 n	0.817	1.95	60 n
Recuit 690°C 40mn sous N ₂	0.948	1.52	9 n	0.803	2.15	46 n
Recuit 800°C 40mn sous vide	non réalisé			0.666	2.74	2 μ
Passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄	0.914	1.59	61 n	non mesuré		
Recuit 72h sous N ₂	0.931	1.44	20 n	0.790	2.08	388 n
Recuit 350°C 3 semaines sous vide	0.903	1.65	7 n	0.792	1.94	223 n

	Epaisseur TiN 40nm			Epaisseur TiN 60nm		
	Φ_B	η	I @ -30V(~A)	Φ_B	η	I à -30V(~A)
Sans recuit	0.679	4.29	7 μ	0.644	4.66	4 μ
Recuit 500°C 40mn sous N ₂	0.850	1.90	7 n	0.796	2.13	4 μ
Recuit 690°C 40mn sous N ₂	0.837	1.99	50 n	0.811	2.33	13 n
Passivation SiO ₂ /Si ₃ N ₄	0.861	1.84	31 n	0.809	2.39	13 n
Recuit 72h sous N ₂	0.845	1.91	57 n	non réalisé		
Recuit 350°C 3 semaines sous vide	0.832	1.98	36 n			

Tableau IV.2 : Tableaux récapitulatifs des caractéristiques du contact Schottky TiN sur AlGaN/GaN (L446) en fonction de son épaisseur, des conditions de recuit et de passivation.

Les paramètres retenus quant aux caractéristiques du contact de grille sont la hauteur de barrière, son coefficient d'idéalité et le courant de fuite en polarisation inverse à -30V. Ces grandeurs sont mesurées sur la caractéristique $I_{GS}-V_{GS}$ et sont optimales pour une épaisseur de TiN de 5nm et après recuit à 500°C. A l'exception du TiN à 40nm, la passivation dégrade légèrement le contact Schottky. Pour les épaisseurs de TiN ≤ 5 nm, les recuits successifs après passivation dégradent davantage le contact Schottky alors que pour les autres épaisseurs de TiN, leur impact y est très limité. Notons que dans tous les cas, le contact Schottky obtenu par pulvérisation présente toujours des courants de fuite en polarisation inverse améliorés de plusieurs ordres de grandeur vis-à-vis de ceux optimisés et obtenu par évaporation et des hauteurs de barrière plus élevées quelle que soit l'épaisseur de TiN. Dans le cas des transistors comportant un fossé de grille, il serait plus judicieux d'utiliser dans ce cas, d'un contact Schottky avec une épaisseur de TiN de 10nm.

C. Effet du prétraitement de surface

Cette étude est destinée à définir les conditions de prétraitement physico-chimique avant le dépôt de la métallisation par pulvérisation. La figure IV.9 présente l'effet du prétraitement de surface sur la caractéristique $I_{GS}-V_{GS}$ des contacts de grilles TiN/Au. Le prétraitement correspond à une désoxydation HCl standard et/ou à un décapage physique à l'argon. Ce travail a été réalisé sur le contact Schottky optimisé de l'étude précédente avec une épaisseur de TiN de 5nm.

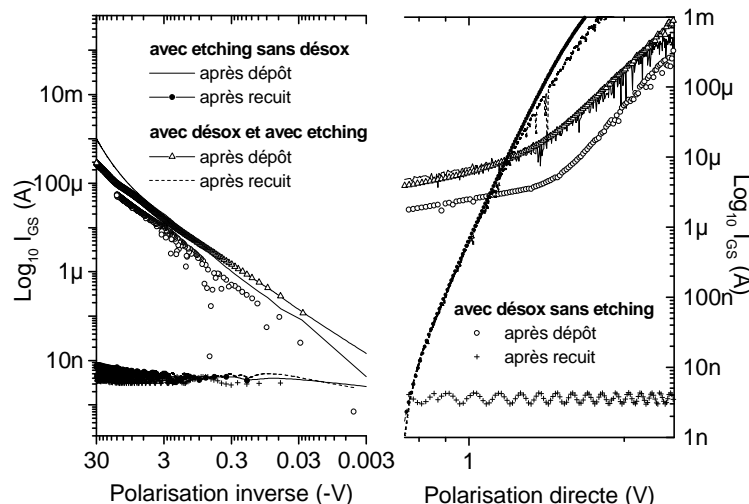


Figure IV.9 : Effet du prétraitement de surface sur la caractéristique $I_{GS}(V_{GS})$ d'un transistor HEMT (L446) non passivée ($L_G=2\mu\text{m}$, $L_{DS}=10\mu\text{m}$, $L_{GS}=2\mu\text{m}$, $W=100\mu\text{m}$).

Quel que soit le cas étudié, si le recuit n'est pas réalisé, le contact Schottky n'est pas optimum et exhibe un courant de fuite en polarisation inverse et un courant de surface en polarisation directe. Sans décapage de la surface au préalable, le contact présente après recuit un comportement isolant. A contrario, la désoxydation montre ne pas avoir d'influence particulière sur ces caractéristiques. Contrairement aux grilles réalisées par évaporation où seule une désoxydation ou un décapage physique permet l'obtention d'une caractéristique Schottky acceptable, il s'avère que pour les grilles réalisées par pulvérisation, un décapage physique à l'argon soit obligatoire quant à l'obtention d'un comportement Schottky après recuit.

D. Effet de la longueur de grille

Le contact Schottky optimisé comporte donc un décapage physique à l'argon avant métallisation, un dépôt d'une couche de TiN de 5nm suivi d'un recuit à 500°C pendant 40mn. Ces contacts Schottky ont ensuite été transférés sur une technologie en lithographie électronique avec grille en Té (masque TWIST) et grille nitrure (masque TITEUFPF) et pour deux longueurs du pied de grille (100 et 150nm). Les caractéristiques sans recuit et après recuit à 600°C sont présentées **figure IV.10**.

Les valeurs reportées dans le **tableau IV.3** présentent l'évolution de la hauteur de barrière et du coefficient d'idéalité en fonction de la longueur de grille et de la température de recuit. En effet, les grilles submicroniques nécessitent une réévaluation de la température de recuit étant donné la faible surface de contact. Dans ce cas, la température optimale s'est révélée être de 600°C laquelle a permis d'établir une hauteur de barrière Φ_b de 1.1eV associée à un coefficient d'idéalité η de 1.4.

Lg = 2µm				Lg = 100nm			
T°C	Φ_b (eV)	η	contact	T°C	Φ_b (eV)	η	contact
Sans recuit	0.5	9.7	Quasi ohmique	500°C	0.95	1.6	Schottky
500°C	1.07	1.6	Schottky	600°C	1.1	1.4	Schottky
690°C	0.39	15.8	Quasi ohmique	650°C	-	-	Isolant

Tableau IV.3 : Evolution de la hauteur de barrière (Φ_b) et du coefficient d'idéalité (η) en fonction de la température de recuit dans le cas d'une grille Schottky rectangulaire ($L_G=2\mu m$) et en Té ($L_G=100nm$).

La **figure IV.10** montre les caractéristiques $I_{GS}-V_{GS}$ en polarisation directe et inverse du contact Schottky optimisé pour une grille en Té de 100nm et rectangulaire de 2µm, avant et après recuit.

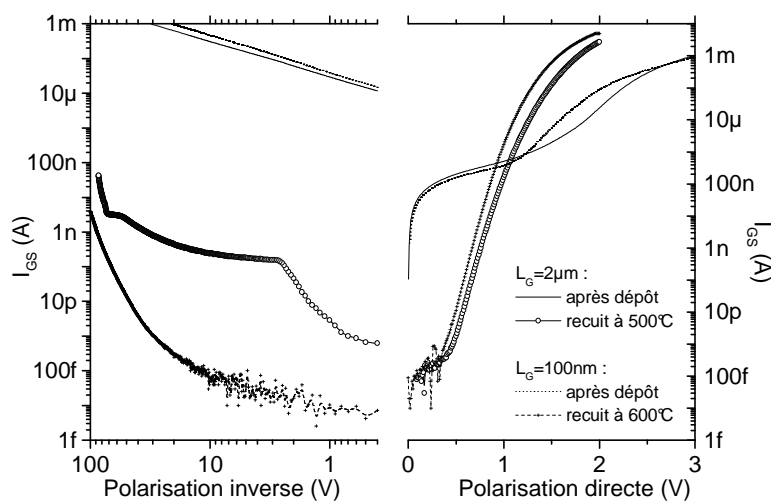


Figure IV.10 : Mesure $I_{GS}-V_{GS}$ après dépôt et après recuit d'un contact TiN/Au ($L_G=100nm$ et $L_G=2\mu m$, $L_{DS}=10\mu m$, $W=100\mu m$). Grille rectangulaire pour $L_G=2\mu m$ et grille en Té pour $L_G=100nm$.

Le courant de fuite en polarisation inverse obtenu avec une grille en Té de 100nm est de 40nA/mm à -100V, soit une amélioration après recuit de plus de 9 décades à -30V.

Remarque sur l'état de la morphologie du contact Schottky TiN : la rugosité du métal du contact Schottky déposé est petite (<qq nm) et n'évolue pas après recuit même à haute température (<900°C). La coloration du contact ne change guère après recuit et dénote la très faible probabilité de la formation d'un alliage.

En conséquence, les caractéristiques électriques du contact Schottky TiN/HEMT AlGaIn/GaN ne changent pas avec la longueur de grille. Cependant, le bilan thermique apporté au cours du recuit à des contacts ayant de petites longueurs de grille est plus élevé.

E. Effet de la contrainte

La **figure IV.11** représente les caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ entre un transistor avec et sans couche de passivation. La longueur de grille rectangulaire est de $2\mu\text{m}$ et le développement de $100\mu\text{m}$.

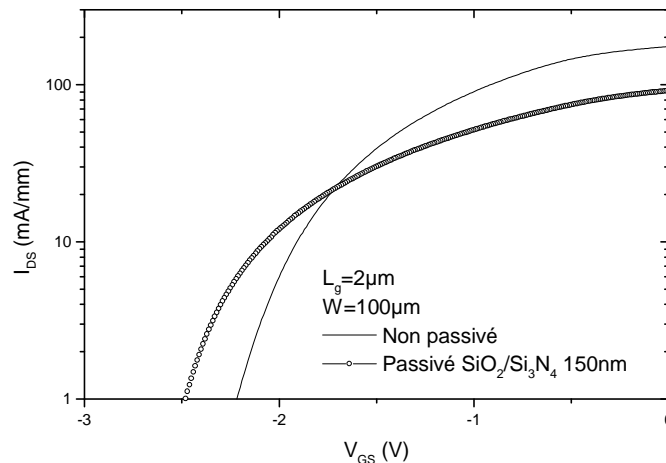


Figure IV.11 : Comparaison des mesures $I_{DS}(V_{GS})$ entre une surface passivée ($\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$) 150nm et non passivée de la couche L446 pour une longueur de grille de $2\mu\text{m}$.

Dans le cas d'une grille optique, deux effets se combinent : celui de la contrainte en tension apportée par la couche de passivation et la diminution drastique des charges de surface après passivation. Il doit y avoir une compétition entre la contrainte apportée par la couche de passivation et celle imposée par la métallisation de grille.

La **figure IV.12** représente les caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ entre un transistor avec et sans couche de passivation. La longueur de grille en Té est de 100nm et le développement de $100\mu\text{m}$.

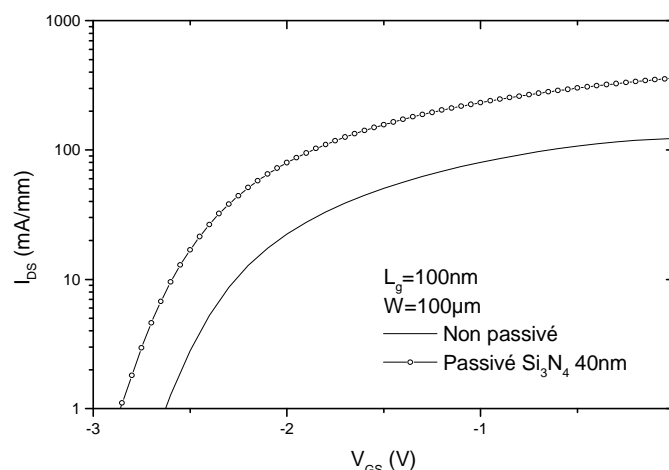


Figure IV.12 : Comparaison des mesures $I_{DS}(V_{GS})$ entre une surface passivée (Si_3N_4) 40nm et non passivée de la couche L446 pour une longueur de grille de 100nm .

Dans le cas d'une grille électronique, la contrainte résiduelle apportée par la couche de passivation s'avère être en tension.

Afin d'établir un mécanisme probable quant à la formation de ce contact Schottky, nous avons réalisé de nombreuses analyses physiques comme la diffraction par rayon X (DRX), la spectroscopie de photoélectrons X (XPS), la nano-diffraction, la microscopie à haute résolution (HRTEM), en association à des mesures électriques $C(V,\omega)$ et $I(V,T)$.

1.5. Analyse du contact Schottky TiN/Au sur AlGaIn/GaN (L446)

1.5.1 Mesures électriques $C(V,\omega)$ et $I(V,T)$

La **figure IV.13** montre les caractéristiques $C_{GS}-V_{GS}$ d'un contact Schottky TiN de $2\mu m$ de longueur de grille recuit à $500^\circ C$ pendant 40mn, mesurées à plusieurs fréquences variant de 10kHz à 1MHz. En régime de faible déplétion, la capacité varie très peu quelque soit la fréquence. Ce résultat prouve qu'il n'y a pas de diffusion du TiN au travers de la barrière AlGaIn même après recuit et corrobore l'excellent état de la morphologie en surface du contact. De plus, la caractéristique ne présente quasiment aucun hystérésis lors d'un cycle de balayage en tension de 0V à -3.5V. Ceci signifie que l'impact des pièges est mineur à l'interface TiN/AlGaIn. L'évolution de la conductance associée en fonction de la tension montre qu'il y a probablement un piège ponctuel profond localisé dans la couche tampon de GaN [14].

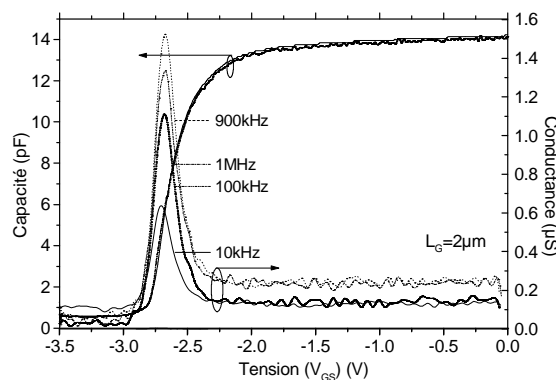


Figure IV.13 : Caractéristiques $C_{GS}-V_{GS}$ et $G_{GS}-V_{GS}$ mesurées après recuit du contact Schottky TiN en fonction de la fréquence entre 10kHz et 1MHz ($L_{DS}=10\mu m$, $L_G=2\mu m$).

1.5.2. Propriétés de transport du contact Schottky TiN sur AlGaIn/GaN (L446)

Le profil de dopage N_D (**Figure IV.14**) en profondeur de l'hétérostructure (z) peut être déterminé à partir de la caractéristiques $C(V_{GS})$ en polarisation inverse selon la relation [12]:

$$N_d(z) = (2/q\epsilon_0\epsilon_{SC}S^2) \times (dC^2/dV_{GS})^{-1}, \quad z = S \times \epsilon_0\epsilon_{SC}/C$$

où S est la surface du contact Schottky.

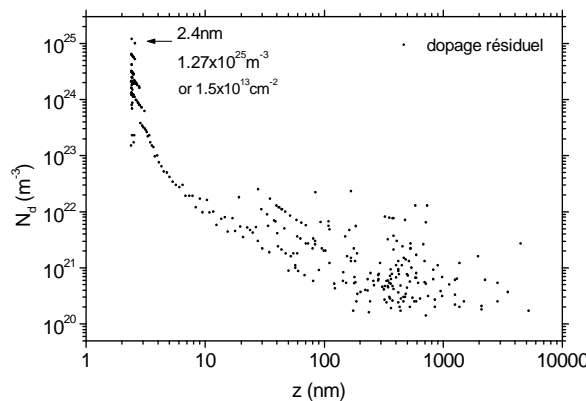


Figure IV.14 : Evolution du profil de dopage de la Schottky TiN sur HEMT L446 avec $L_G=2\mu m$ et $L_{GS}=2\mu m$.

La Figure IV.14 permet d'estimer la densité d'électrons dans le gaz 2D autour de 10^{13}cm^{-2} . Il est possible de constater que le gaz d'électrons est confiné dans un canal de quelques nm et que le dopage résiduel à 10nm sous l'interface AlGaN/GaN est de 10^{15}cm^{-3} . La densité électronique montre être maximale à 2.4nm sous l'interface AlGaN, ce qui est en conformité avec le fait que l'hétérostructure ne comporte pas de couche espaceur. La concentration du dopage résiduel N_D du GaN est évaluée à $2.1 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$.

Afin de déterminer les propriétés de transport du contact Schottky TiN sur AlGaN/GaN (L446), nous avons mesuré les caractéristiques $I_{GS}-V_{GS}$ en fonction de la température de 80K à 300K en polarisation inverse et directe (figure IV.15). Le transistor analysé est réalisé avec la technologie grille nitrure Si_3N_4 telle que $L_G=100\mu\text{m}$, $L_{GS}=1\mu\text{m}$, $W=100\mu\text{m}$ et $150\mu\text{m}$.

Les caractéristiques $I_{GS}-V_{GS}$ sont interprétées en terme d'émission thermoionique assistées par effet de champ. Comme la diode Schottky fonctionne en régime d'effet de champ, c'est-à-dire pour laquelle $V_{GS} > 3kT/q$, alors elle est régit par l'équation suivante :

$$I = I_s \times \exp[q(V_{GS} - R_s I_{GS}) / \eta kT] \text{ où le courant de saturation peut être exprimé par } I_s = SA^* \times T^2 \exp(-q\phi_{B0}).$$

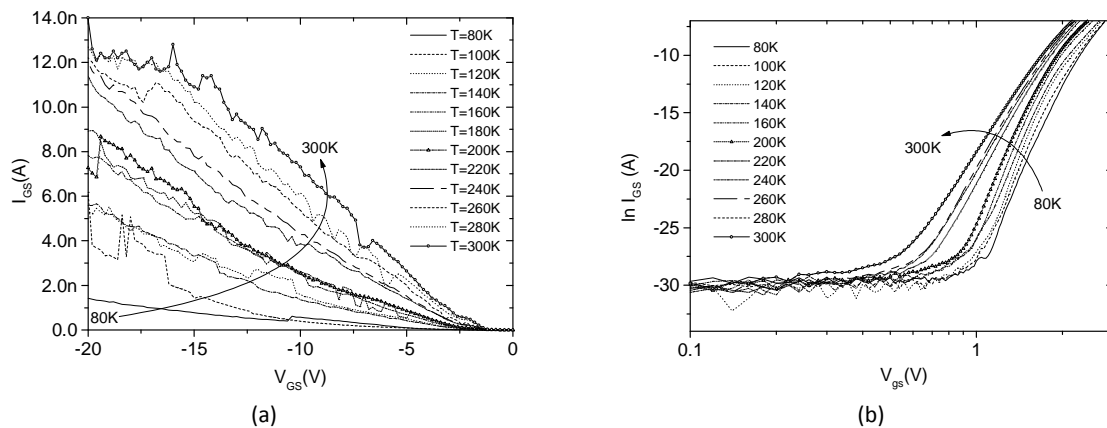


Figure IV.15 : Evolution de la caractéristique $I_{GS}-V_{GS}$ en fonction de la température de 80K à 300K d'un contact Schottky TiN sur HEMT L446 ($L_G=100\text{nm}$, $L_{GS}=1\mu\text{m}$ et $W=150\mu\text{m}$).

La courbe représentant $\log(I_{GS})$ en fonction de V_{GS} est habituellement utilisée pour extraire le coefficient d'idéalité de la diode Schottky ou la pente de la région linéaire donne $q/\eta kT$. L'effet de la résistance série R_s , présent dans la diode Schottky, est pris en compte. Dans l'analyse suivante, A^* est calculé à partir de la masse effective des électrons $m_e^* = (0.2 \times (1 - 0.32) + 0.4 \times 0.32)m_0 = 0.264m_0$ et est évalué à $33.36 \text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

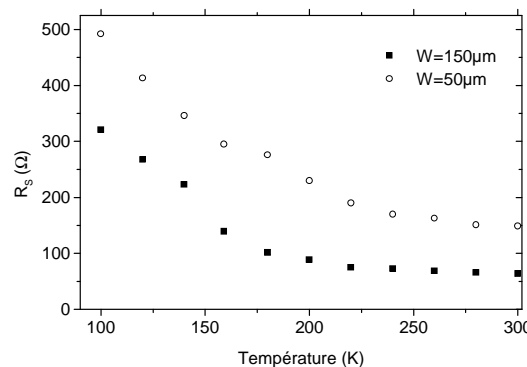


Figure IV.16 : Evolution de la résistance série du contact Schottky en fonction de la température relatif à deux développements de grille $W=50\mu\text{m}$ et $W=150\mu\text{m}$.

La figure IV.16 donne l'évolution de la résistance série R_s en fonction de la température. Pour une longueur de grille de 100nm et un développement de 150 μ m, R_s est estimée à 64 Ω à température ambiante. Cette valeur est en accord avec celle de la résistance d'oxydation du TiN après recuit à 500°C [15].

A partir de la valeur à l'origine et de la pente de la caractéristique $I_{GS}-V_{GS}$, il est possible d'en déduire l'évolution de la hauteur de barrière ϕ_{B0} ainsi que le coefficient d'idéalité η en fonction de la température (cf. Figure IV.17). La hauteur de barrière obtenue sur des grilles submicroniques montre être plus petite que celles optimisées sur des grilles micrométriques. Cependant, comme stipulé dans le tableau IV.2, un recuit longue durée est nécessaire pour retrouver la hauteur de barrière avant passivation. Sur les échantillons mesurés, ce recuit n'a pas été réalisé.

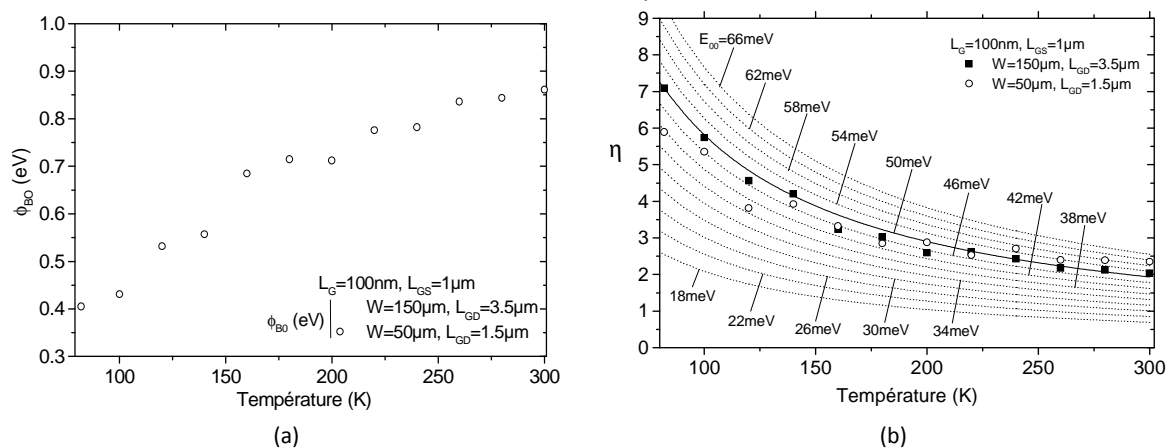


Figure IV.17 : Evolution de la hauteur de barrière mesurée ϕ_B (a) et du coefficient d'idéalité η expérimental (b) en fonction de la température d'un contact Schottky TiN sur HEMT L446 ($L_G=100nm$, $L_{GS}=100nm$ et $W=50\mu m$ et $150\mu m$). La figure (b) montre l'évolution du coefficient d'idéalité η calculée en fonction de la température dans le cas d'un transport de type TFE.

Si le mécanisme de transport du courant est contrôlé par effet de champ assisté par effet thermoïonique (TFE), alors la relation entre le courant et la tension peut être exprimée par [16] :

$$I = I_s \exp(V/E_0) \text{ avec } E_0 = E_{00} \coth(qE_{00}/kT) = \eta kT/q$$

où E_{00} est l'énergie caractéristique de probabilité de transmission des porteurs à travers la barrière, donnée par l'équation suivante : $E_{00} = h[(N_d/m_e^* \epsilon_s)^{1/2}]/4\pi$.

Les valeurs de E_{00} et E_0 sont respectivement évaluées à 300K (pour $N_d=10^{15}cm^{-3}$) à 0.38meV et 51meV (Figure IV.17-b).

Wagner *et al.* [17] ont développé un modèle permettant de corréliser le coefficient d'idéalité à la hauteur de barrière mesurée ϕ_{B0} par I-V de manière à estimer la hauteur de barrière dans les conditions de bande plate ϕ_{BF} tel que : $\phi_{BF} = \eta\phi_{B0} - (\eta-1)(kT/q \ln(N_C/N_D))$ (IV.1) Avec $N_C = 2.5 \times 10^{19} (m_n^*/m_0)^{3/2} (T/300)^{3/2} [cm^{-3}]$ et dans notre cas $N_D = 10^{15}cm^{-3}$.

Cette méthode a été appliquée sur des diodes Au ou Pt sur n-GaN avec succès et a permis d'établir une hauteur de barrière en situation de bandes plates. L'avantage de cette procédure est d'estimer une réelle valeur de référence de la hauteur de barrière qui varie peu en fonction de la température. La figure IV.18 montre l'évolution du coefficient d'idéalité η des contacts Schottky en fonction de la

hauteur mesurée ϕ_{B0} . L'équation IV-1 permet d'extrapoler la courbe obtenue et de quantifier la valeur de ϕ_{BF} .

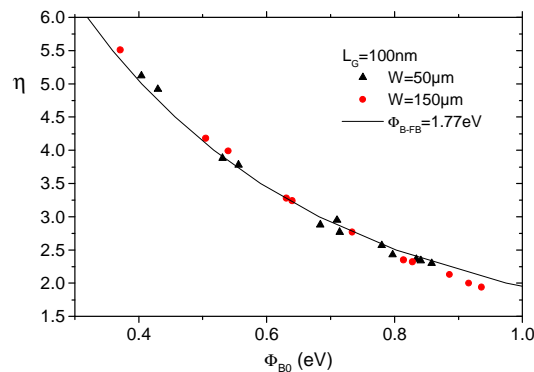


Figure IV.18 : Evolution du coefficient d'idéalité η en fonction de la hauteur de barrière ϕ_{B0} mesurée de contact Schottky TiN sur HEMT L446 ($L_G=100nm$, $L_{GS}=100nm$ et $W=50\mu m$ et $150\mu m$).

A partir de la figure IV.18, la hauteur de barrière en situation de bandes plates ϕ_{BF} peut être estimé, pour nos contacts Schottky submicroniques, à 1.77eV.

Onojima *et al.* [18] donne une méthode pour calculer la hauteur de barrière ϕ_B par mesure (C-V), valable pour une couche barrière AlGaIn non-dopée. L'expression est la suivante :

$$\phi_B = qV_{th(AIGaN/AIN)} + qV'_{AIN} + qV'_{AIGaN} + \Delta E_{AIN/GaN} - \Delta E_{AIGaN/AIN}$$

Avec $V_{th(AIGaN/AIN)} < 0$ est la tension seuil mesurée du transistor HEMT en canal pincé. Cette expression diffère de celle donnée dans le chapitre 1, car on fait intervenir la présence d'un espaceur AlN.

Le tableau IV.4 relate les hauteurs de barrières obtenues en fonction de la méthode employées pour les estimer.

@ 300K	η	ϕ_{B0} (I-V-T)	ϕ_{BF} (I-V-T)	ϕ_B (C-V)*
W=50 μm	2.3	0.86	1.79	2.8
W=150 μm	1.94	0.94	1.75	

Tableau IV. 4 : Exemple de caractéristiques d'un contact Schottky (hauteur de barrière ϕ_b et coefficient d'idéalité η) en fonction du développement W d'un transistor TiN/HEMT L446 à 300K ($L_G=100nm$, $L_{GS}=1\mu m$ et $W=150\mu m$) relatives à la technique de mesure employée (*valeur mesurée sur un transistor dont la longueur de grille vaut $2\mu m$ et $W=100\mu m$ et représente la hauteur de la barrière de potentiel AlGaIn en surface sans présence de métal).

1.5.3 Mesures HRTEM et DRX

Une étude par microscopie à haute résolution notamment a été entreprise pour observer avec plus de précision la formation de ce contact. Une image HRTEM et un cliché de nano-diffraction de RX couvrant une surface de 20nm de diamètre à l'interface d'un contact de grille Au/TiN (150/10nm) sur la couche L446 sont présentés sur les figures IV.19-a et IV.19-b. Il est alors possible de distinguer très aisément les différentes phases correspondant au matériau TiN. Le contact TiN étudié est recuit à 500°C sous N_2 pour former un contact Schottky optimisé. Après recuit, trois phases sont parfaitement distinctes. Côté métallisation d'épaissement (Au), le matériau TiN présente une phase cubique orienté (220) et (200) identique à celle de Au (cf. en haut de la figure IV.19-a). Du côté de la barrière AlGaIn, la couche de TiN prend la phase tetragonale orientée (220) et (204) de manière à s'accorder (apparemment) au paramètre de maille avec la couche barrière AlGaIn. Entre ces deux interfaces, le TiN présente une phase plutôt amorphe. L'étude précédente a montré que les propriétés électriques du TiN sont très sensibles à la température. En effet, cette dernière affecte en

particulier la taille des grains, la structure cristalline [19] et impose une transition morphologique du matériau pour des températures de recuit entre 500°C et 700°C [20].

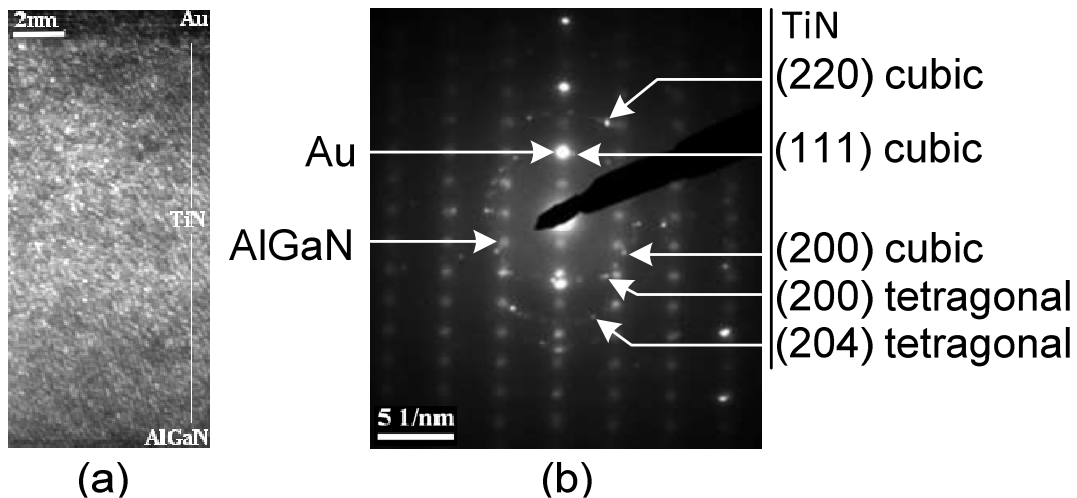


Figure IV.19 : a) Images HRTEM d'un contact de grille Schottky Au/TiN(10nm)/(AlGaIn/GaN HEMT) ; b) Image de nano diffraction aux rayons X de la même structure.

Un spectre de DRX θ - 2θ de la couche Au/TiN (150nm/10nm) sur l'hétérostructure $Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN$ est présentée figure IV.20. Ce dernier montre que la couche de TiN présente une structure hexagonale après dépôt orienté préférentiellement (111). Après recuit, plusieurs petits pics de diffraction sont observables à $2\theta=36.95^\circ$ et 36.7° et sont attribués à la formation d'une structure Ti_2N ou TiN de forme tetragonale et cubique orientée (111). Le pic correspondant à la couche de TiO_2 rutile orienté (101) de structure tetragonale et observable à $2\theta=36.26^\circ$ et montre une augmentation de son intensité après recuit. Par contre, la structure cubique de Au orienté (111) à $2\theta=38.39^\circ$ ne présente aucun changement après recuit.

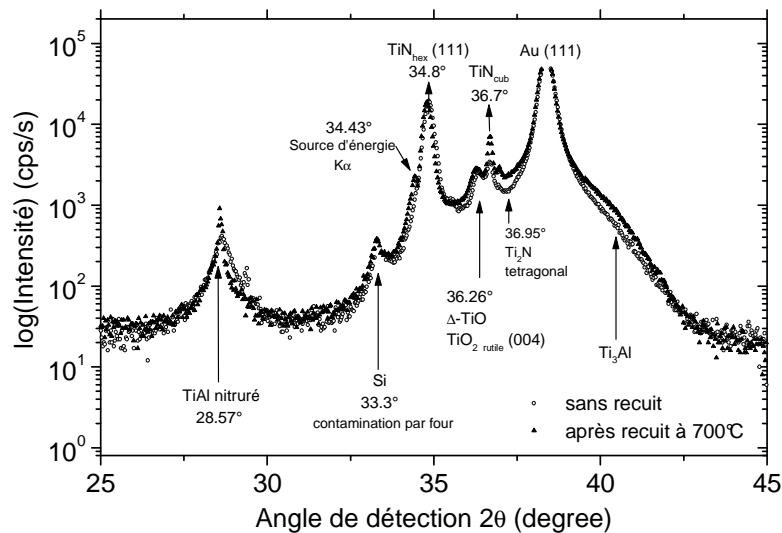


Figure IV.20 : Spectre de DRX obtenu sur la couche Au/TiN (150/10nm) sur l'hétérostructure $Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN$ avant et après recuit à 500°C. La surface analysée est de $1cm^2$.

1.5.4 Analyse XPS

L'objet de cette étude est de caractériser les couches relatives à l'électrode de la grille Schottky TiN/AlGaIn. La technique d'analyse utilisée est la spectroscopie de photoélectrons X. Elle permet, d'une part, l'étude qualitative des espèces présentes en surface (environnement chimique, états

d'oxydation) et d'autre part, une approche semi-quantitative. En effet, la technique XPS est connue pour être extrêmement sensible aux états de surface et aux espèces chimiques. Elle est utilisée dans cette étude pour établir la nature des liaisons formées avant et après recuit et des contaminants présents dans la couche de TiN et à l'interface TiN/AlGaN (L446). La couche déposée dans les conditions optimisée comporte 8nm de TiN. Le recuit est réalisé à 500°C sous N₂. Les mesures XPS sont réalisées sur un système basé sur le modèle 5600 de Physical Electronics fonctionnant à une pression de 2.5×10⁻¹⁰mbar et associé à un analyseur hémisphérique ayant une source d'excitation monochromatique K α Al (hv=1486.6eV). Le pas en énergie est fixé à 12eV. Dans ces conditions, la résolution est définie à partir de la largeur à mi-hauteur de Ag_{3d5/2} soit 0.45eV. Tous les spectres mesurés ont été réalisés avec un angle d'incidence de 45° par rapport à la normale à la surface. L'énergie de liaison de référence est calibrée à partir de celle de Au_{4f7/2} à 84eV et est prélevée sur une fine couche d'or polycristalline.

Nous avons travaillé en mode "profil" par une succession d'abrasions ioniques entrecoupées d'analyses en vue d'obtenir une répartition des espèces au sein du multicouches composant ce contact. Ce profil ionique a été réalisé en 3 temps pour chacun des échantillons (avant et après recuit). Un spectre XPS générale (*survey*) de la surface (non présenté dans ce manuscrit) a d'abord été réalisé afin d'en déduire les espèces et liaisons à analyser avec précision. Le profil ionique est effectué après bombardement au canon à ions Ar⁺ à une énergie de 1keV suivant 24 cycles de gravure de 30s puis 74 cycles de 1mn. La vitesse de ce décapage séquentiel de la surface est estimée à 0.25nm/cycle. Un second spectre général XPS de la surface (cf. [figure IV.21](#)) correspondant à l'interface TiN/AlGaN est alors réalisé. Puis un second profil ionique est réalisé à une énergie de 1keV suivant 70 cycles de gravure de 2mn de manière à étudier avec précision l'évolution de la composition chimique de l'interface TiN/AlGaN au volume de la couche barrière AlGaN.

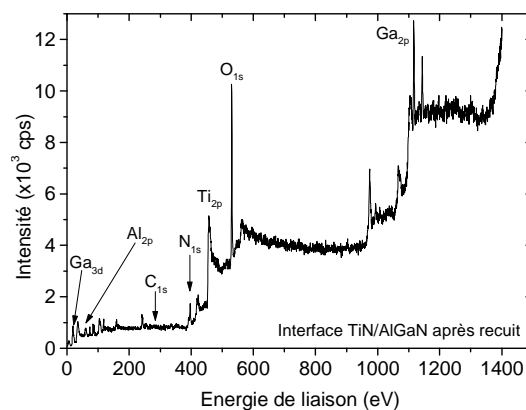


Figure IV.21 : Spectre XPS étendu de l'interface TiN/AlGaN après recuit.

L'ensemble des résultats comportant une décomposition des complexes formés est donné à titre informatif car la déconvolution des pics varient avec le modèle mathématique des fonctions utilisées.

A. Décomposition du pic de Ti_{2p}

La [figure IV.22](#) montre les spectres XPS du Ti_{2p} de la couche étudiée avant et après recuit à 500°C. La couche de TiN est gravée couche par couche pour obtenir un profil en épaisseur de l'évolution des liaisons relatives au titane de la surface à l'interface TiN/AlGaN.

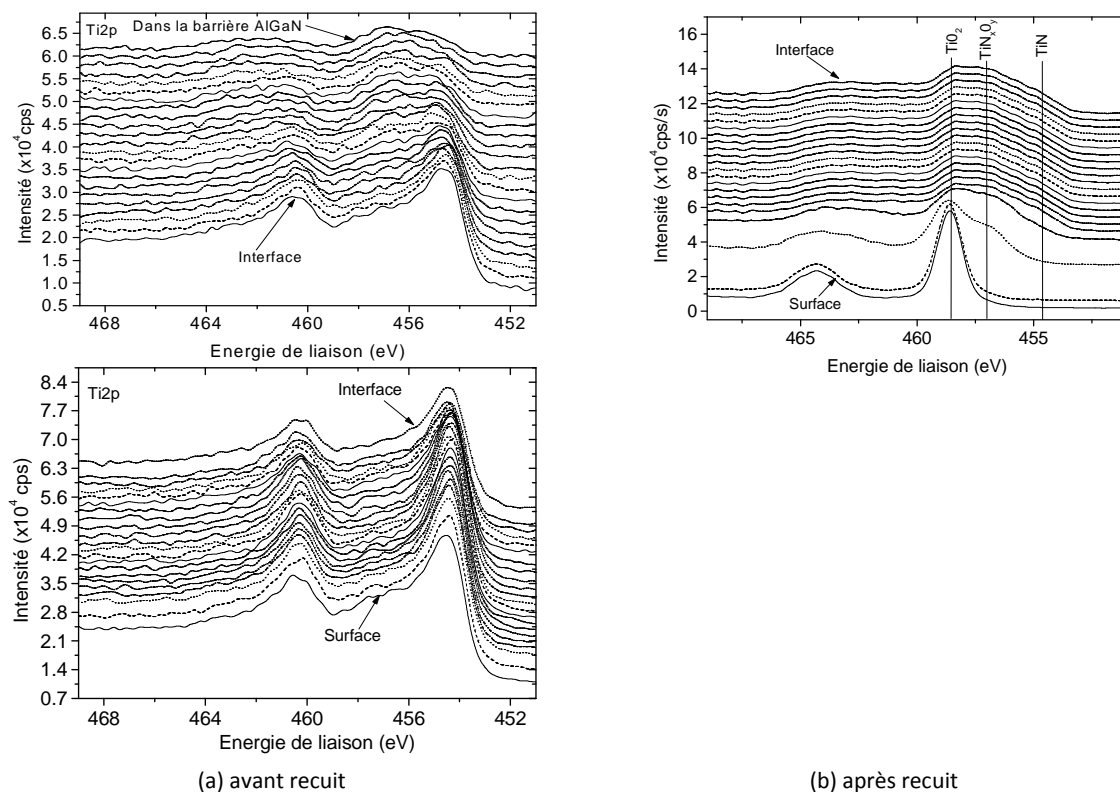


Figure IV.22 : Profil en épaisseur des spectres du Ti_{2p} de la couche TiN avant et après recuit à 500°C.

Les spectres décomposés de Ti_{2p} à proximité de l'interface TiN/AlGaIn avant et après recuit sont représentés respectivement sur les figures IV.23-a et figures IV.23-b. Les spectres XPS de chaque espèce subissent une procédure de fit en utilisant une fonction Shirley pour la ligne de base, associée à des fonctions de type Gaussienne/Lorentzienne (cf. figure IV.23) de façon à pouvoir décomposer chacune des espèces présentes. Il est alors possible de constater la formation de TiN cristallin après dépôt. La figure IV.22-a montre que la surface de la couche de TiN avant recuit est partiellement oxydée sur une épaisseur de quelques couches atomiques ($\approx 1.5\text{nm}$). L'interface métal/AlGaIn montre être composée essentiellement de TiN et est très légèrement oxydée après dépôt. Après recuit, l'interface TiN/AlGaIn est quasiment totalement oxydée en surface et son degré d'oxydation diminue avec le profil ionique jusqu'à l'interface avec AlGaIn où le matériau est partiellement oxydé (figure IV.22-b). Une décomposition du spectre à l'interface, donnée figure IV.23-b, montre que des recuits à hautes températures ($\geq 500^\circ\text{C}$) dans des conditions de vide poussé (10^{-7}Torr), entraînent une oxydation partielle de la surface du TiN, de façon homogène et sur des épaisseurs de plusieurs couches atomiques [21].

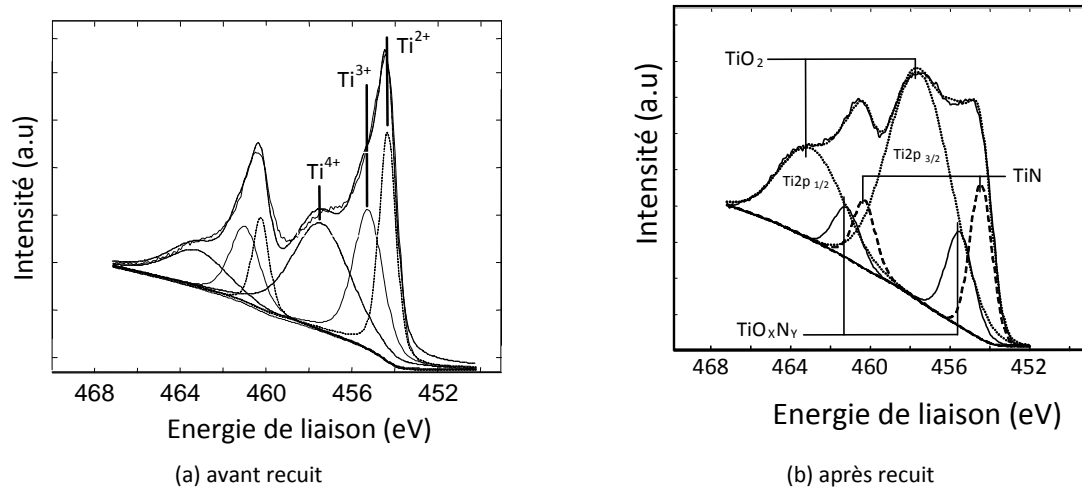


Figure IV.23 : Fit des pics du spectre Ti_{2p} à l'interface $TiN/AlGaN$ (a) avant et (b) après recuit.

Un récapitulatif de l'énergie de liaison des composés chimiques formés avant et après recuit et leurs déplacements chimiques respectifs sont présentés **tableau IV.5**. L'écart en énergie entre TiO_2 et les autres complexes TiO_xN_y et TiN s'accroît après recuit ce qui traduit que TiO_2 constitue l'espèce dominante à cette interface avec la couche barrière $AlGaN$.

Positions et shift (eV)	TiO_2	TiN_xO_y	TiN	$\Delta(TiO_2-TiN_xO_y)$	$\Delta(TiO_2-TiN)$
Avant recuit	457.04	454.97	454.31	2.07	2.73
Après recuit	457.59	455.39	454.37	2.20	3.22

Tableau IV.5 : Récapitulatif de la position en énergie des pics de Ti_{2p} et de son décalage chimique associé en fonction des binaires (TiN , TiO) ou du ternaire formé ($TiON$).

Proche de l'interface $TiN/AlGaN$, le fit réalisé sur la liaison Ti_{2p} montre alors trois pics de $Ti_{2p_{3/2}}$ et $Ti_{2p_{1/2}}$ qui peuvent être attribués aux différents états d'oxydation du Ti . La décomposition des pics N_{1s} (cf. **figure IV.29**) et Ti_{2p} montre que ces éléments peuvent être associés à un oxyde (TiO_2 à 457.7eV), à de l'oxynitride (TiO_xN_y à 455.5eV) et à du nitrure (TiN à 454.5eV) comme le montre la **figure IV.23**. Le **tableau IV.5** montre qu'après recuit, la composante TiO_2 rutile apparaît être la contribution la plus importante, montrant qu'une nanocouche de TiO_2 apparaît au niveau de l'interface.

Ainsi, différentes phases composées de TiO_2 , de TiN_xO_y et TiN sont mises en évidence à l'interface $TiN/AlGaN$. Cependant, leurs stoechiométries diffèrent considérablement avant et après recuit du contact.

	Ti / N	Ti / O	O / N
Avant recuit	1.5	1.4	1.0
Après recuit	2.3	0.56	4.1

Tableau IV.6 : Stoechiométrie entre Ti , N et O déduit à partir des spectres XPS.

Le **tableau IV.6** permet de conclure que la stoechiométrie entre Ti_{2p} et N_{1s} , entre Ti_{2p} et O_{1s} et entre O_{1s} et N_{1s} varie respectivement de 1.5, 1.4 et 1.0 pour le TiN après dépôt, à respectivement, 2.3, 0.56 et 4.1 après recuit. Ce résultat prouve que les atomes d'oxygène sont activés et peuvent mener à la formation d'une couche de TiO_2 rutile (thermiquement plus stable que le TiN) à l'interface $TiN/AlGaN$ après recuit. Il est également important de noter que l'adhérence du multicouche TiO_2/TiN sur la

surface AlGaN après recuit est nettement améliorée. De plus, les mesures XPS permettent d'identifier les états d'oxydation des phases créés par le recuit à travers le décalage chimique des niveaux d'énergie des électrons de cœur du métal. Ces résultats sont qualitatifs mais permettent de montrer une tendance après recuit. La décomposition des pics n'est pas évidente en raison notamment de la présence de pic satellite inhérent à TiN [21]. La position de la composante pour le TiO₂ est faible par rapport aux valeurs de la littérature données vers 458eV. On pourrait avoir plutôt Ti₂O₃ d'après les positions des pics, mais d'après le rapport Ti/O la forme la plus probable est TiO₂. Les valeurs pour Ti-N sont aussi faibles (environ 454.4 eV contre 455 eV dans la littérature, idem N_{1s} pour TiN donné à 397.4eV alors qu'il est à 396.9 eV sur nos échantillons).

B. Décomposition du pic de Al_{2p}

La figure IV.24 montre les spectres XPS de Al_{2p} avant et après recuit à 500°C. Le profil ionique en épaisseur de l'évolution des liaisons relatives à l'aluminium est présenté de la surface à l'interface TiN/AlGaN puis de l'interface au volume de la couche barrière AlGaN.

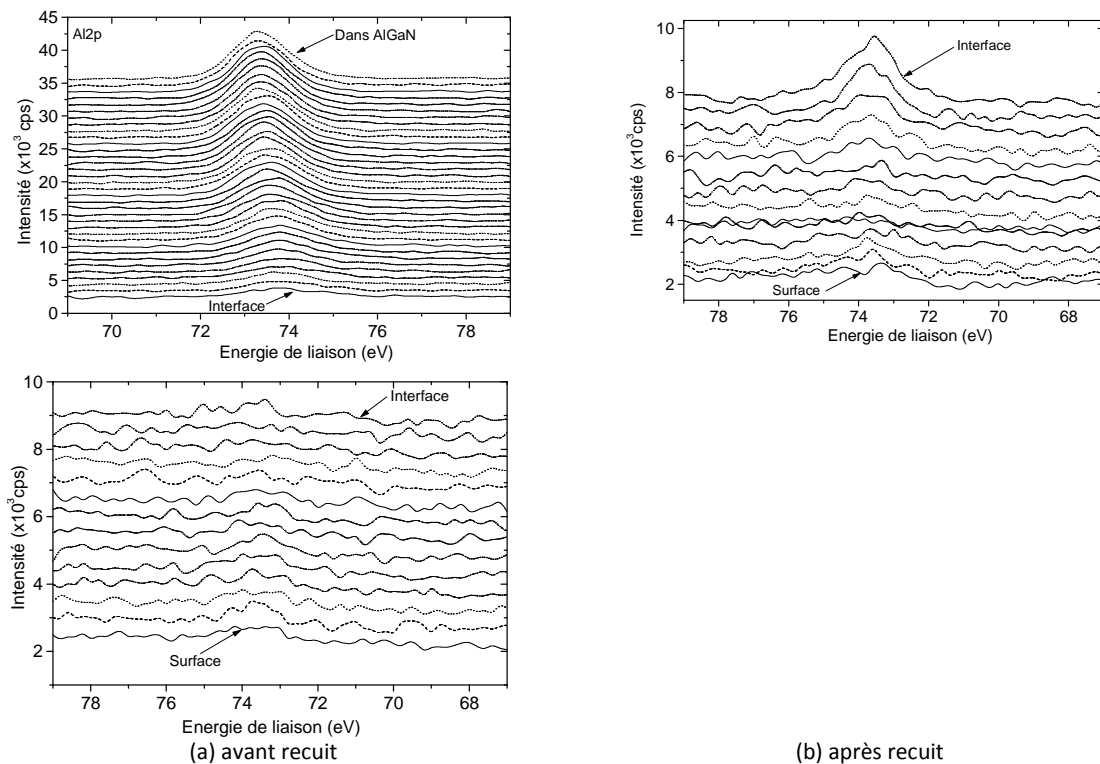


Figure IV.24 : Profil en épaisseur des spectres de Al_{2p} de la couche TiN avant et après recuit à 500°C.

Une décomposition à titre informatif de Al_{2p 3/2} est présentée figure IV.25 à l'interface TiN/AlGaN. On y perçoit après dépôt la liaison relative à l'aluminium partiellement oxydé et à l'aluminium lié à l'azote pour lequel l'espèce présente un décalage chimique. L'oxydation de l'aluminium y est encore plus accentuée après recuit. La liaison Al-N présentée est prise sous le contact dans la couche barrière AlGaN avant recuit.

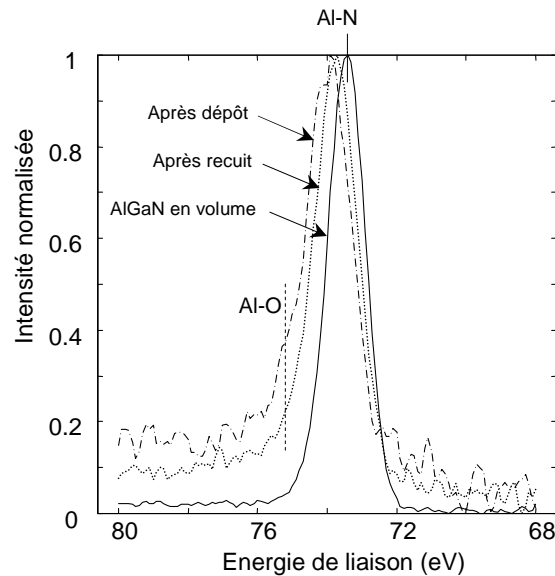


Figure IV.25 : Comparaison de la position des pics $Al_{2p_{3/2}}$ de la liaison Al-N avant, après recuit et en volume dans la couche barrière AlGaN.

Le **tableau IV.7** est un récapitulatif de l'énergie de liaison de $Al_{2p_{3/2}}$ avant et après recuit avec les différents complexes formés $Al-N_x$ et $Al-O_x$ (Ces fits ne constituent que des informations qualitatives).

$Al_{2p_{3/2}}$	Avant recuit			Après recuit		
Position mesurée	73.43			73.72		
FWHM	1.28			1.48		
Fit	Band1-fit1	Band1-fit2	Band 2	Band1-fit1	Band 1-fit2	Band 2
	Al-N	Al-N	Al-O	Al-N	Al-N	Al-O
χ^2	1.8	0.2		0.8	0.4	
Position pic - fit	73.45	73.49	74.49	73.76	73.7	74.7
FWHM	1.27	1.28	1.46	1.52	1.45	2.90
Décalage chimique		-	1			1
%G	93	90	60	70	72	60
surface	2225	1013	142	785	689	118
Rapport Al-N/Al-O		7.1			5.8	

Tableau IV.7 : Récapitulatif de la position en énergie des pics de $Al_{2p_{3/2}}$ et de son décalage chimique associé avant et après recuit.

Ces résultats permettent de déduire que la composante de l'aluminium oxydée reste mineur vis-à-vis du nitrure d'aluminium.

C. Décomposition du pic de Ga_{3d}

La **figure IV.26** montre les spectres XPS du Ga_{3d} avant et après recuit à 500°C. La couche de TiN est gravée couche par couche pour obtenir un profil en épaisseur de l'évolution des liaisons relatives au Ga_{3d} de la surface à l'interface TiN/AlGaN puis de l'interface au volume de AlGaN.

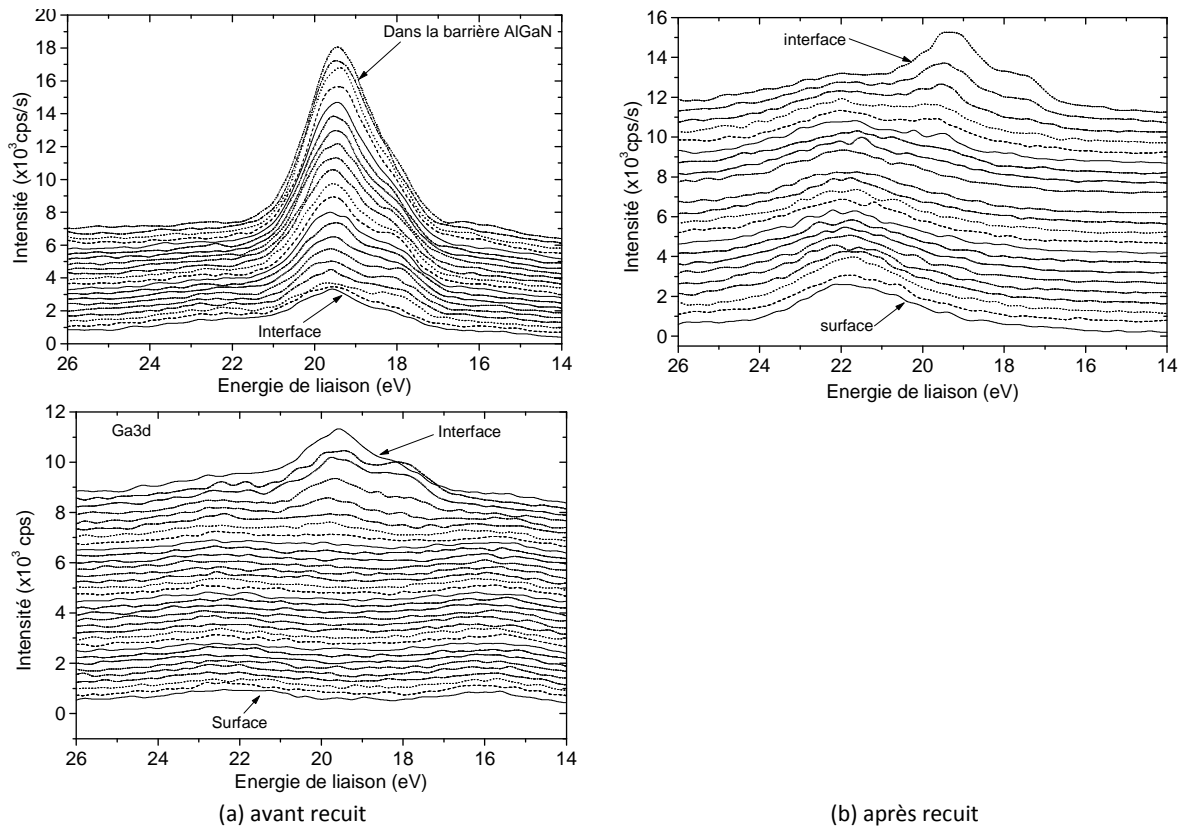


Figure IV.26 : Profil en épaisseur des spectres du Ga_{3d} de la couche TiN avant et après recuit à 500°C.

Une décomposition possible du spectre de Ga_{3d} à l'interface TiN/AlGaIn avant et après recuit est présentée figures IV.27-a et IV.27-b.

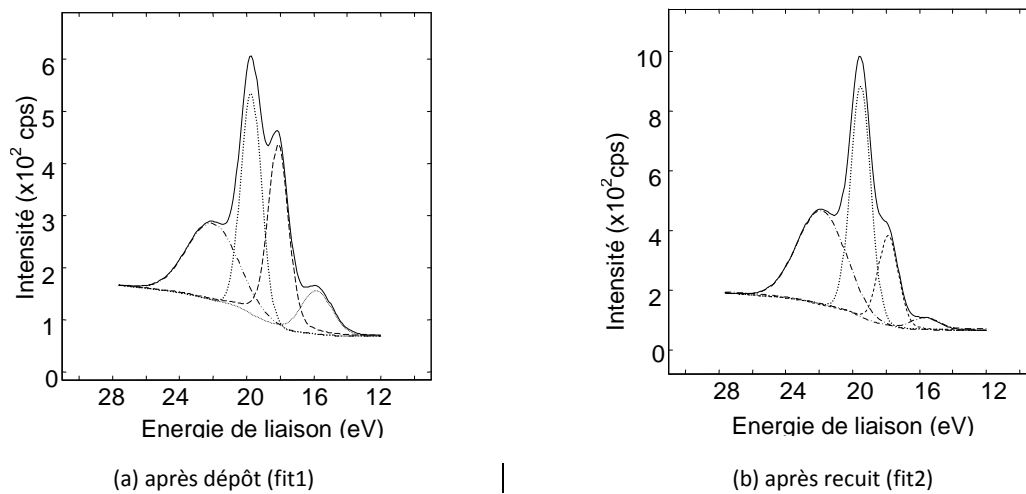


Figure IV.27 : Décomposition des pics Ga_{3d} avant et après recuit.

Le tableau IV.8 présente un récapitulatif des caractéristiques des pics Ga_{3d} décomposés.

Ga _{3d}	Avant recuit				Après recuit			
	Band1	Band2	Band3	Band4	Band1	Band2	Band3	Band4
	O _{2s}	N _{2s}	Ga-N	Ga-O	O _{2s}	N _{2s}	Ga-N	Ga-O
χ ²	1.0				1.5			
Position pic	22.02	15.83	18.11	19.72	21.84	15.64	17.87	19.51
Décalage chimique			-	1.6			-	1.6
FWHM	3.6	2.14	1.44	1.44	3.41	1.87	1.43	1.43
%G	99	92	72	100	99	100	87	94
surface	561	196	607	651	1159	71	492	1209
Rapport Ga-N/Ga-O			0.93				0.40	

Tableau IV.8 : Récapitulatif de la position en énergie des pics décomposés de Ga_{3d} avant et après recuit.

Au vu de ces résultats, on peut conclure qu'à l'interface métal/AlGaN et après recuit, le degré d'oxydation du gallium est largement augmenté au détriment de la liaison Ga-N.

D. Décomposition du pic de Ga_{2p_{3/2}}

Une analyse complémentaire est réalisée sur les pics relatifs au Ga_{2p_{3/2}} pour lesquels la décomposition peut présenter deux cas possibles (cf. figures IV.28-a et IV.28-b).

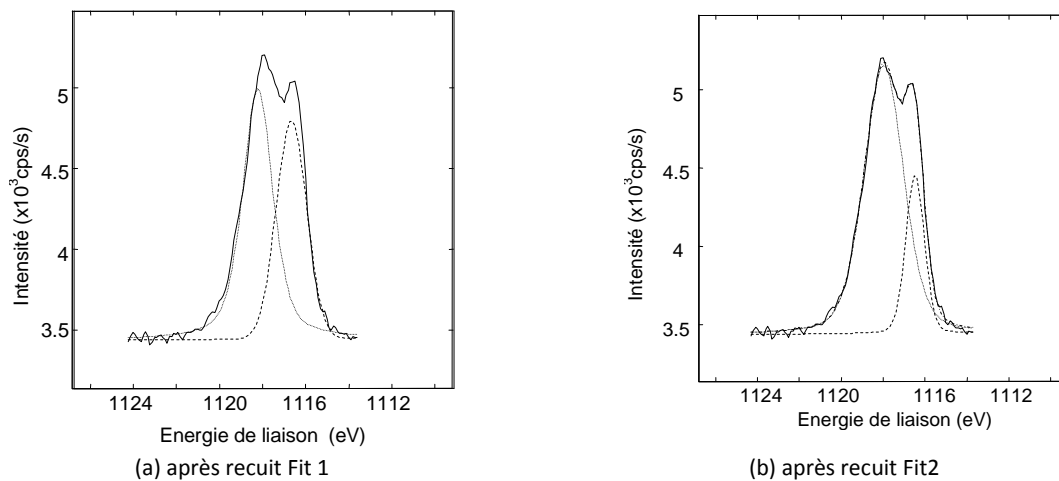


Figure IV.28 : Pics Ga_{2p_{3/2}} après recuit uniquement et décomposés.

Le tableau IV.9 présente un récapitulatif des caractéristiques des pics Ga_{2p_{3/2}} décomposés pour 3 extrapolations possibles.

Ga _{2p_{3/2}}	Band1	Band2	Band1	Band2	Band1	Band2
	Ga-N	Ga-O	Ga-N	Ga-O	Ga-N	Ga-O
Position pic	1116.75	1118.31	1116.47	1117.97	1116.46	1117.95
Décalage chimique	-	1.56	-	-1.50	-	-1.49
FWHM	1.66	1.66	1.05	2.24	1.02	2.31
%G	100	50	86	72	80	80
Area	2388	3386	1195	4624	1156	4576
Rapport Ga-N/Ga-O	0.70	-	0.26	-	0.25	-

Tableau IV.9 : Récapitulatif de la position en énergie des pics décomposés de Ga_{2p_{3/2}} après recuit.

Ces résultats confirment ceux déduits de Ga_{3d}.

E. Décomposition du pic de N_{1s}

La figure IV.29 montre les spectres XPS du N_{1s} avant et après recuit à 500°C. La couche de TiN est gravée couche par couche pour obtenir un profil en épaisseur de l'évolution des liaisons relatives N_{1s} de la surface à l'interface TiN/AlGaIn puis de l'interface au volume de AlGaIn.

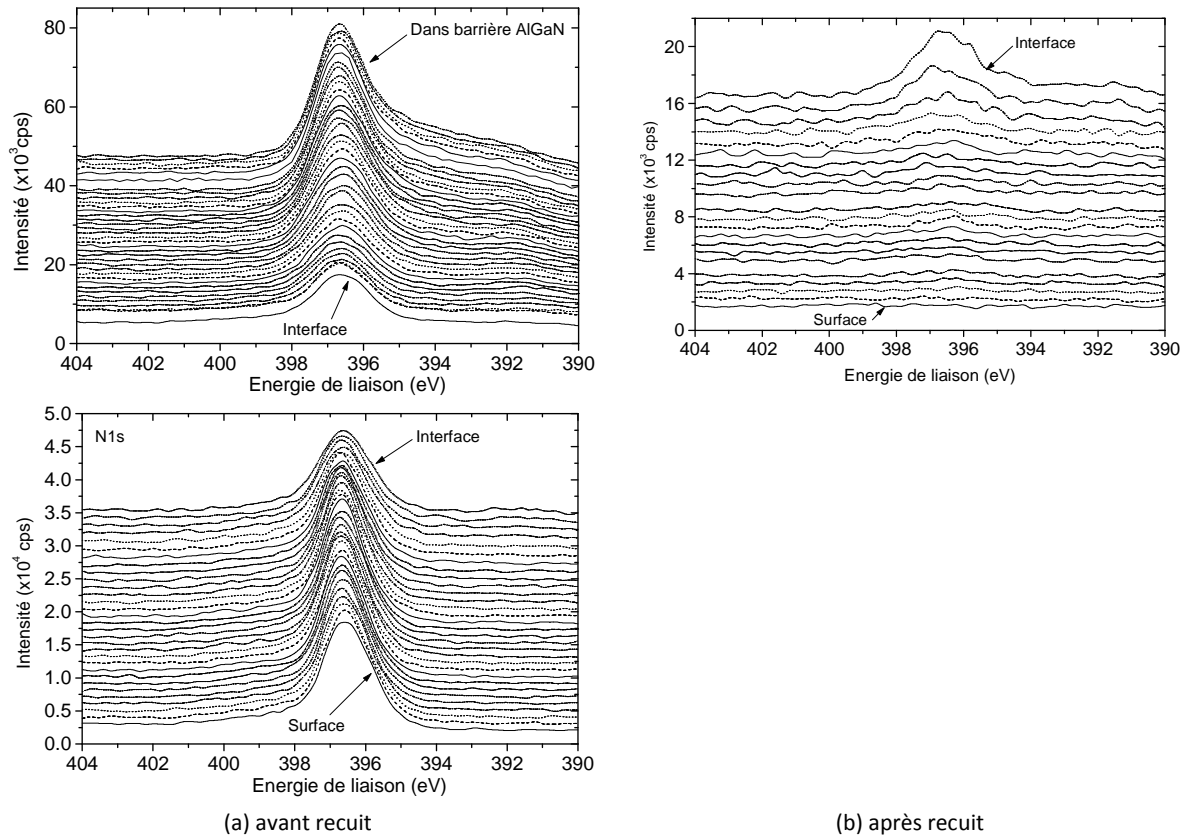


Figure IV.29 : Profil en épaisseur des spectres du N_{1s} de la couche TiN avant et après recuit à 500°C.

Avant recuit, on retrouve l'azote lié au titane jusqu'à l'interface puis, l'azote lié au gallium et à l'aluminium dans la couche barrière de AlGaIn. Après recuit, la couche de métal ne comporte plus du tout d'azote et on retrouve de l'azote à l'interface métal/AlGaIn lié au titane.

F. Décomposition du pic de O_{1s}

La figure IV.30 montre les spectres XPS de O_{1s} avant et après recuit à 500°C. La couche de TiN est gravée couche par couche pour obtenir un profil en épaisseur de l'évolution des liaisons relatives O_{1s} de la surface à l'interface TiN/AlGaIn puis de l'interface au volume de AlGaIn.

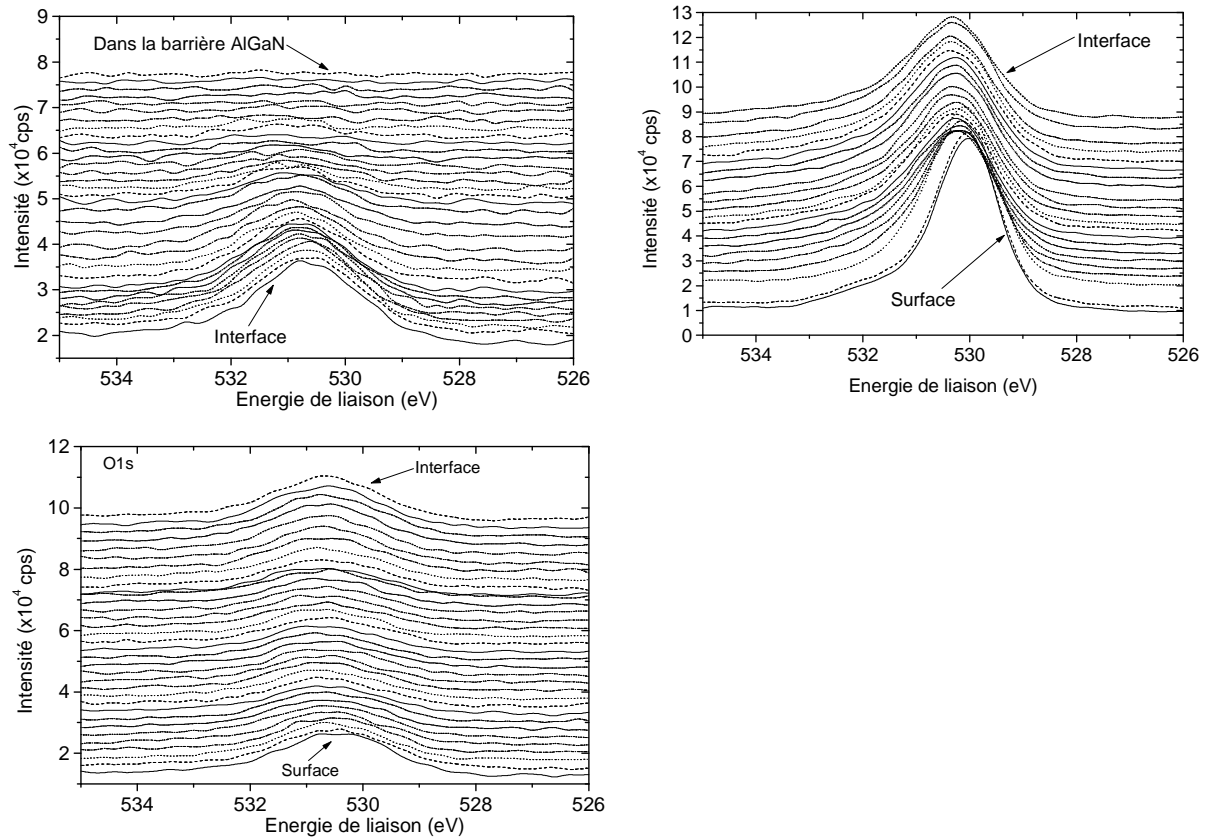
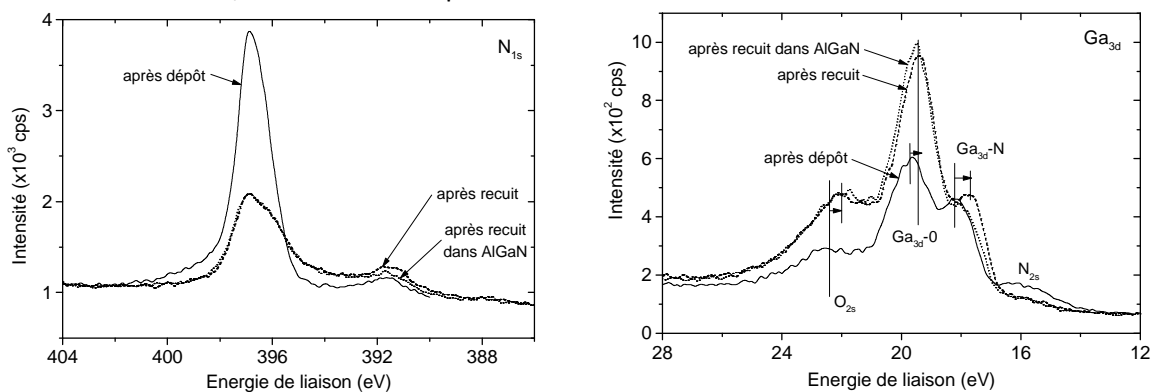


Figure IV.30 : Profil en épaisseur des spectres du O_{1s} de la couche TiN avant (a) et après recuit à 500°C (b).

Avant recuit, on retrouve l'oxygène de contamination ou d'oxydation partielle de TiN lequel s'estompe légèrement en volume de la couche de TiN et gagne en oxydation vers l'interface métal/AlGaN. Une fois l'interface gravée, le taux d'oxygène diminue de manière à complètement s'estomper dans le volume de la couche barrière AlGaN. Après recuit, le métal de TiN s'oxyde totalement et diminue en degré d'oxydation pour retrouver à l'interface métal/AlGaN du TiN oxydé mais prépondérant.

Les figures IV.31 constituent un récapitulatif de l'évolution des espèces chimiques (N_{1s}, Ga_{3d}, Al_{2p}, O_{1s}) à l'interface métal TiN/AlGaN avant et après recuit.



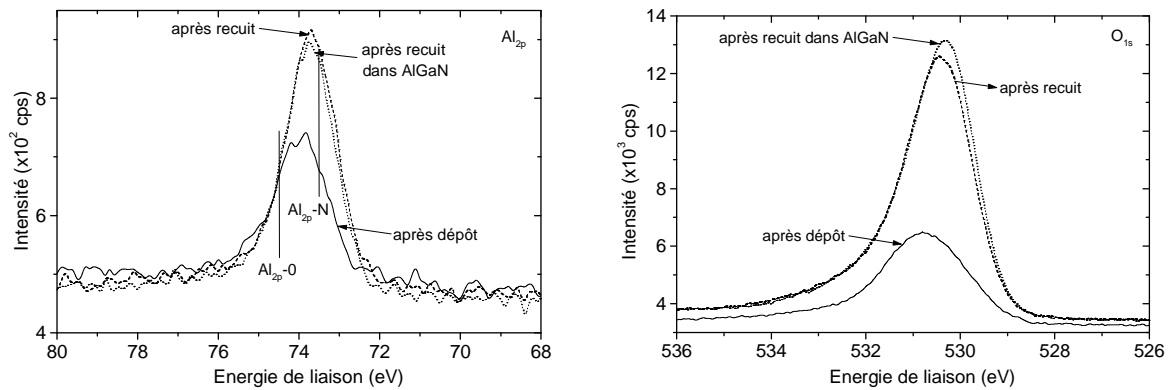


Figure IV.31 : Récapitulatif des spectres XPS de N_{1s} , Ga_{3d} , Al_{2p} , O_{1s} , à l'interface métal TiN/AlGaN.

A l'interface TiN/AlGaN, les spectres Ga_{3d} , N_{1s} et O_{1s} montrent un décalage vers les basses énergies respectivement de 0.25eV, 0.19eV et 0.18eV après recuit. Le taux Ga_{3d} - N_{1s} par rapport à Ga_{3d} - O_{1s} varie de 0.93 à 0.4. Celui de $Ga_{2p_{3/2}}$ -N par rapport à $Ga_{2p_{3/2}}$ -O diminue de 0.7 à 0.25. Les liaisons énergétiques du $Ga_{2p_{3/2}}$ -O et $Ga_{2p_{3/2}}$ -N chutent respectivement de 1.5eV et 0.29eV. Le rapport $Al_{2p_{3/2}}$ -N/ $Al_{2p_{3/2}}$ -O diminue de 7.1 à 5.8.

En conséquence, le niveau Fermi à la surface se décale vers le haut de la bande de valence.

G. Conclusion sur l'analyse XPS

L'échantillon TiN/AlGaN non recuit présente un métal de TiN oxydé à hauteur de 20% d'oxygène. Le pic Ga_{3d} a permis de mettre en évidence la présence d'un état oxydé à l'interface TiN/AlGaN. Après recuit, la concentration en oxygène à l'interface TiN/AlGaN s'élève à environ 50% et montre la formation d'une couche de TiO_2 prépondérante. La comparaison du pic Al_{2p} avant et après recuit indique la présence d'une composante supplémentaire à une énergie de liaison plus élevée attribuée à un oxyde de type Al_2O_3 mais c'est surtout le gallium qui présente de façon plus visible que sur Al_{2p} une composante oxydée (cf. Ga_{3d} et $Ga_{2p_{3/2}}$). Cependant, l'analyse quantitative des espèces montre que TiO_2 reste largement majoritaire à l'interface.

H. Mécanisme de formation du contact Schottky

La figure IV.32 explique un mécanisme possible de conduction au travers du contact Schottky TiN/HEMT avant et après recuit. Il est bien connu que les impuretés introduites par l'oxygène et les vacances d'azote correspondent à un dopant de type n qui est à l'origine du courant de fuite à travers la barrière par courant tunnel [22]. L'énergie thermique apportée par un recuit à haute température ($\geq 500^\circ C$), aurait comme conséquence de venir déplacer les atomes d'azote appartenant à la couche de TiN, pour qu'ils viennent combler les lacunes d'azotes de la couche barrière AlGaN. Ce recuit permet également d'activer les impuretés d'oxygène pour former une nanocouche de TiO_2 avec le Ti à l'interface TiN/AlGaN, qui aurait tendance à passiver d'autres liaisons pendantes et autres impuretés présentes à cette surface. En conséquence, l'épaisseur de la barrière s'en trouve augmentée, impliquant une chute du courant par effet tunnel à travers la jonction aussi bien en polarisation inverse que directe (régime de faible injection) [23].

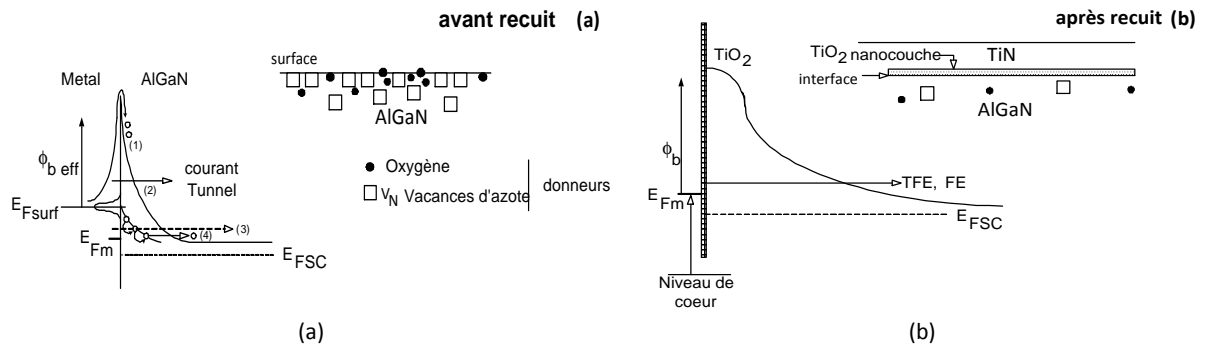


Figure IV.32 : Diagrammes de bande en énergie sous polarisation directe et mécanisme de conduction du contact TiN Schottky sur une structure $Al_{0.32}Ga_{0.68}N/GaN$. (a) Avant recuit, les étapes nommées (1), (2), (3) et (4) décrivent le transport du courant par les émissions thermoïoniques assisté par effet de champ (TFE), les courants tunnel assisté par les pièges et les courants tunnel assisté par champ électrique (FE). La réduction du potentiel de la largeur de barrière est causée par l'ionisation des vacances d'azote et des donneurs de l'oxygène. (b) Après recuit, TFE et FE sont les mécanismes dominants. La nanocouche de TiO_2 permet de supprimer le courant de fuite par effet tunnel.

La surface ou l'interface avec AlGaN se trouve alors beaucoup moins dopée n et le niveau de Fermi se rapproche du niveau de la BV, augmentant par la même occasion la hauteur de barrière Schottky. Ce comportement est corroboré avec les mesures obtenues par XPS. Cependant, il ne permet pas d'expliquer pourquoi une barrière Schottky est formée sur un SC à dopage résiduel de type n avec le TiN dont le travail de sortie du métal ($\phi_m=3.74eV$) est plus petit que l'affinité électronique du SC $\chi(Al_{0.32}Ga_{0.68}N) (=3.98eV)$. Une explication possible pourrait être que le dopage résiduel en surface après recuit change de type. En effet, si le dopage résiduel de type n en surface de AlGaN (sous la grille) est causé par les vacances d'azote et l'oxygène résiduel, alors une fois ces dopants minimisés après recuit, la composante N_d-N_a devient négative et la surface présente un dopage majoritairement de type p. Dans ces conditions le contact formé par le métal de TiN est bien un contact Schottky.

Aussi, en plus de la bonne tenue en température du contact Schottky, il faut également noter que la morphologie surfacique du contact est excellente, même après un recuit flash à haute température (>900°C). Les caractéristiques électriques de cette électrode présentent une stabilité thermique qui permet son utilisation pour des applications en environnement hostile.

1.5.5 Application de la PLS³ au contact Schottky TiN/Au (couche L446)

La **figure IV.33** représente l'évolution de l'efficacité de photoluminescence en fonction du flux de photons, relative aux trois configurations étudiées (surface vierge, contact TiN/Au non-recuit et contact TiN/Au recuit dans les conditions Schottky). La couche utilisée est l'hétérostructure de la L446.

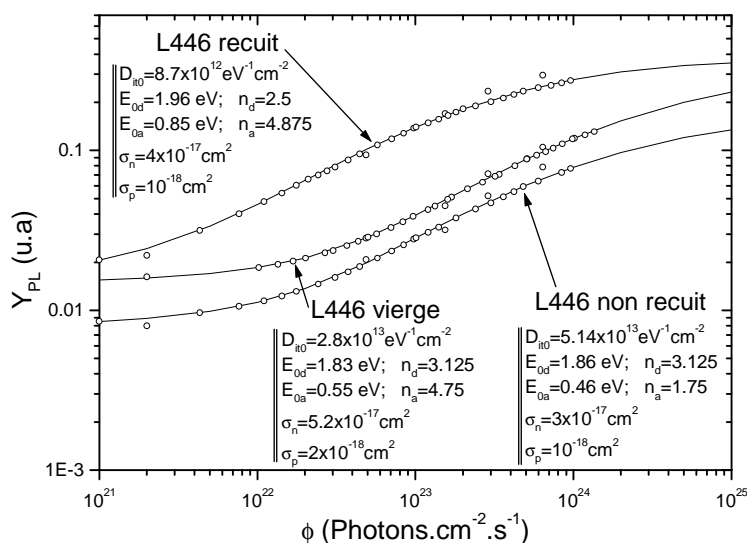


Figure IV.33 : Efficacité de photoluminescence en fonction du flux de photons relatif aux trois cas (surface vierge, TiN/Au non recuit et TiN/Au recuit de la L446).

La figure IV.34 représente l'évolution du continuum d'états d'énergie en surface de AlGaIn dans la BI obtenu après traitement des données PLS³ pour les trois cas cités précédemment. Les résultats obtenus montrent que le niveau de Fermi en surface est pincé dans les trois cas et que la surface présente une densité de charges minimale de $2.8 \times 10^{13} eV^{-1}cm^{-2}$, $5.14 \times 10^{13} eV^{-1}cm^{-2}$ et $8.7 \times 10^{12} eV^{-1}cm^{-2}$ pour respectivement la surface vierge, le contact TiN/Au non recuit et le TiN/Au recuit. Le niveau de neutralité électrique est défini à -1.676eV.

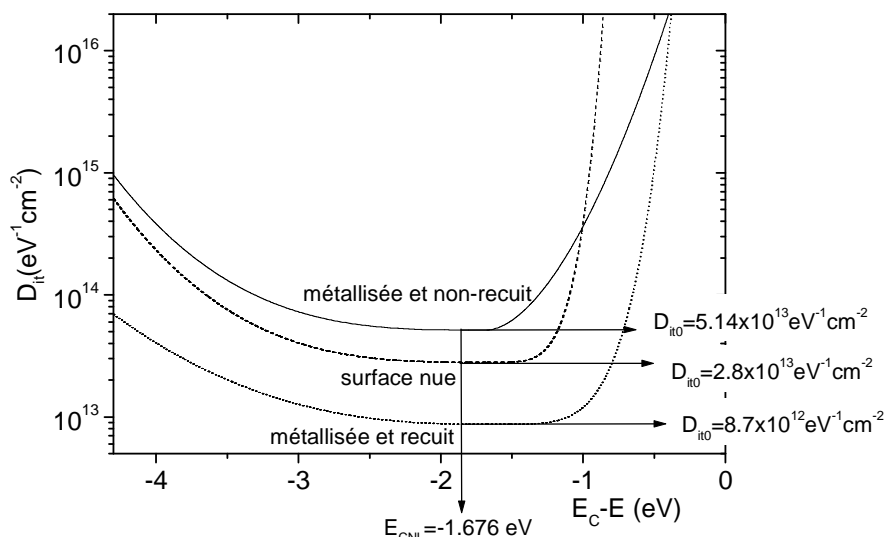


Figure IV.34 : Détermination de la densité de pièges par mesure PLS³ photons relatif aux trois cas de la couche L446 (surface vierge, TiN/Au non recuit et TiN/Au recuit).

La figure IV.35a montre l'évolution des quasi-niveaux de Fermi en surface de AlGaIn en fonction du flux de photons incidents pour les trois cas cités précédemment. A partir de l'ensemble de ces résultats, il est possible de remonter à l'évolution du champ électrique en surface en fonction du potentiel de surface (cf. figure IV.35b).

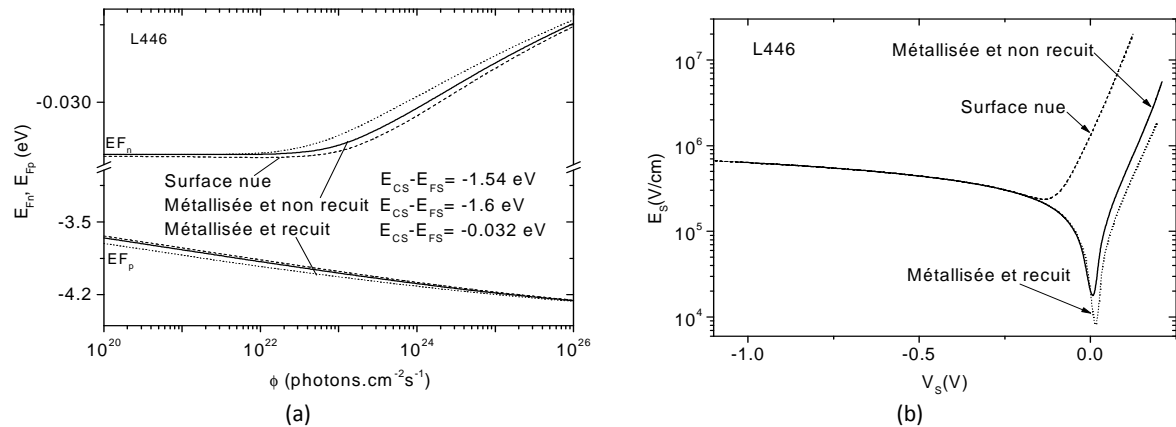


Figure IV.35 : Détermination des quasi niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} en fonction du flux de photons ; b) Evolution du champ de surface en fonction du potentiel de surface pour les trois cas cités précédemment.

Il est alors possible de constater que le champ électrique de surface est minoré dans le cas du contact Schottky.

2. Grilles nitrures sur Si (111)

2.1. Mesures statiques

Le contact Schottky TiN étudié précédemment a été appliqué à des transistors à grille nitrure (SiN) sur la couche L446. Les caractéristiques statiques I-V obtenues sont présentées figure IV.36. Les transistors sont réalisés à partir du masque TITEUFFP100NM qui est un masque similaire au masque TITEUFFP où la longueur du pied de grille est de 100nm. La passivation en Si_3N_4 est réalisée par PECVD à 340°C avec une épaisseur de 40nm. Les caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ d'un transistor $2 \times (0.1 \times 150) \mu\text{m}^2$ avec une distance grille drain L_{GD} de 1.5 μm , exhibent un courant I_{ds} maximum de 425mA/mm associé à une faible tension de pincement V_{th} de -3V. Les caractéristiques de la Schottky en TiN/Au (10/150nm) montrent un coefficient d'idéalité de 2.15 et une hauteur de barrière de 0.88eV après un recuit à 500°C pendant 40mn sous azote.

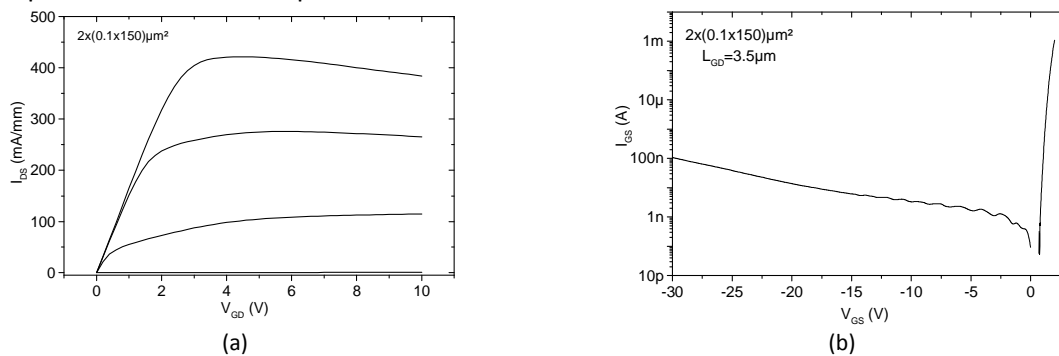


Figure IV.36 : (a) Mesure de la caractéristique de sortie $I_{Ds}(V_{Ds})$ pour une longueur de grille nitrure de 100nm sur un transistor de $2 \times (0.1 \times 150) \mu\text{m}^2$. $0V < V_{gs} < -3V$ par pas de -1V ; (b) Mesure de la caractéristique du contact Schottky associée à ce transistor.

La figure IV.37 représente un exemple de transconductance g_m et d'évolution du courant de drain en fonction de la tension de grille V_{gs} mesurés pour une tension $V_{Ds}=10V$. Une transconductance maximale de 176mS/mm est obtenue à -2V.

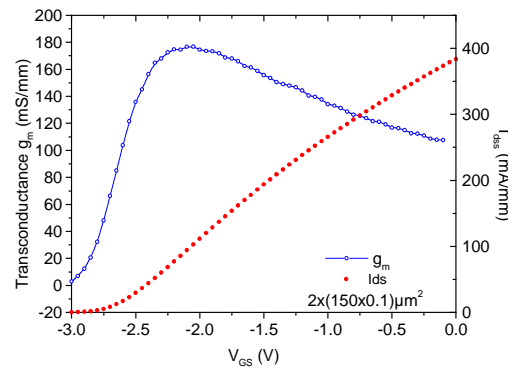


Figure IV.37 : Mesure de la transconductance g_m et du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{GS} sur un transistor $2 \times 150 \times 0.1 \mu m^2$.

2.2. Mesures hyperfréquences

La figure IV.38 montre les fréquences de coupure du gain en courant f_T obtenues en fonction de la tension grille-source (V_{GS}). Les valeurs présentées sont des mesures extrinsèques.

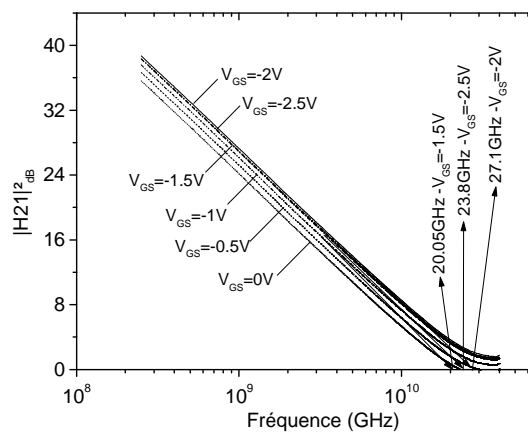


Figure IV.38 : Mesure de la fréquence de coupure du gain en courant f_T pour différentes tensions V_{GS} (V) et $V_{DS}=10V$.

Une fréquence de transition de 27GHz est obtenue pour des tensions $V_{GS}=-2V$ et $V_{DS}=10V$.

2.3. Mesures pulsées

La figure IV.39 présente les mesures pulsées obtenues sur un transistor à grille nitrure avec une grille Schottky TiN/Au. Celles-ci sont réalisées pour différentes conditions de polarisation continue V_{GS0} et V_{DS0} . La longueur des pulses est d'environ 300ns pour un rapport cyclique d'environ 0.1%.

$-V_{GS0}=0V$ et $V_{DS0}=0V$. Dans ce cas, il n'y a pas de dissipation thermique ni d'activation des pièges. La courbe obtenue constitue une référence.

$-V_{GS0}=-3V$ et $V_{DS0}=0V$. Dans ce cas, on met en évidence les pièges sous la grille qui se traduisent par l'effet de *gate-lag*.

$-V_{GS0}=-3V$ et $V_{DS0}=15V$ ou $20V$. Cette condition correspond à un régime de fonctionnement pratique. Elle permet de mettre en évidence les pièges dans l'espace grille-drain qui se traduisent par l'effet de *drain-lag*.

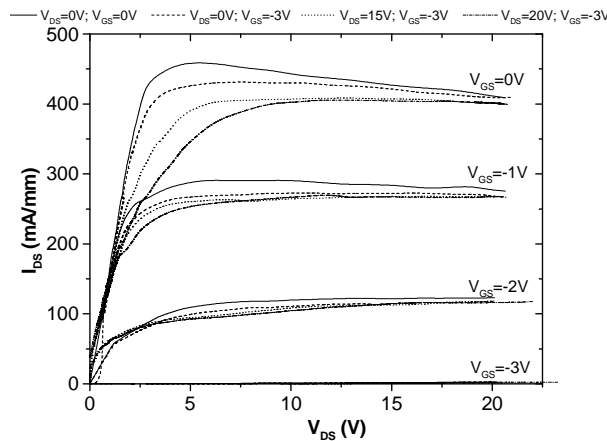


Figure IV.39 : Mesure pulsée sur un transistor $2 \times 150 \times 0.1 \mu\text{m}^2$ et $L_{GD} = 2.5 \mu\text{m}$ pour différents points de polarisation.

On peut constater que les effets de lag sont relativement peu prononcés mettant en évidence la qualité de la technologie développée. Le [tableau IV.10](#) résume les chutes de courant observées à $V_{GS} = 0\text{V}$ et $V_{DS} = 5$ et 10V .

Point de polarisation		A $V_{DS} = 5\text{V}$	A $V_{DS} = 10\text{V}$
$V_{DS0} = 0\text{V} ; V_{GS0} = 0\text{V}$	Courant de référence I_{DS} (mA/mm)	458	443
$V_{DS0} = 0\text{V} ; V_{GS0} = -3\text{V}$	Rapport $\Delta I/I$ (%)	7.2	2.9
$V_{DS0} = 15\text{V} ; V_{GS0} = -3\text{V}$	Rapport $\Delta I/I$ (%)	14.8	8.1
$V_{DS0} = 20\text{V} ; V_{GS0} = -3\text{V}$	Rapport $\Delta I/I$ (%)	24.2	9.2

Tableau IV.10 : Récapitulatif des chutes du courant I_{DS} observées à partir de la [figure IV.37](#) pour $V_{GS} = 0\text{V}$ et $V_{DS} = 5\text{V}$ et 10V .

Pour améliorer davantage les performances de ces transistors, une astuce technologique permet de réduire le champ électrique dans la couche active par l'ajout d'une électrode de champ appelé *FieldPlate* (FP). L'étude expérimentale y est détaillée dans la partie suivante.

Partie 2 : Etude des différentes topologies de HEMTs avec FieldPlate (FP-HEMT)

Cette analyse électrique est réalisée sur l'ensemble des topologies de transistors relatives à la couche L431 du masque FieldPlate (cf. [annexe B](#)). La longueur du FP varie pour un unique type de transistor et trois développements possible. Les différentes topologies sont décrites dans le [chapitre 2](#).

3.1. Mesures statiques relatives au masque FieldPlate

3.1.1. Topologie 1

Les caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ d'un transistor $2 \times (0.3 \times 50) \mu\text{m}^2$ sont présentées [figure IV.40](#) pour le point de repos $V_{DS0} = 0\text{V}$ et $V_{GS0} = 0\text{V}$. Les différentes courbes relatent les différentes configurations : avec ou sans FP ($L_{FP} = 1 \mu\text{m}$) et FP connecté à la source, à la grille ou laissé flottant. Ces mesures montrent que la présence du FP minimise l'influence des pièges (réduction drastique de l'hystérésis) et diminue la tension de pincement. Cependant, il existe peu de variation suivant le type de connexion du FP.

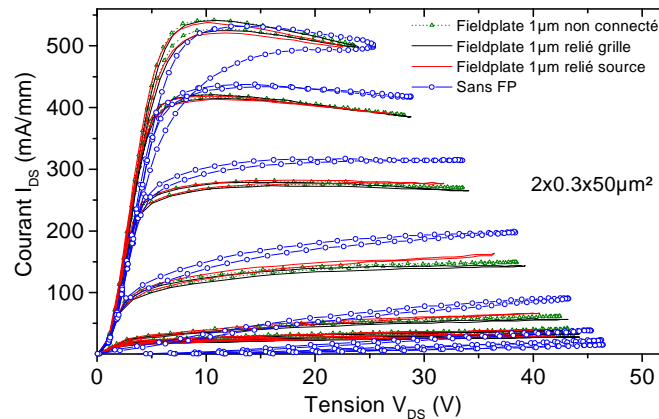


Figure IV.40 : Caractéristique de sortie $I_{DS}(V_{DS})$ en DC obtenue par un traceur 370A. $0V < V_{GS} < -7V$ avec un pas de $-1V$.

Les figures IV.41a et IV.41b représentent la transconductance mesurée en fonction de la tension grille source pour différentes extensions (0.5 et $1\mu m$) et connexions de FP (sans FP, à la source, à la grille). Les mesures montrent que les différentes configurations n'affectent que très légèrement l'évolution de la transconductance.

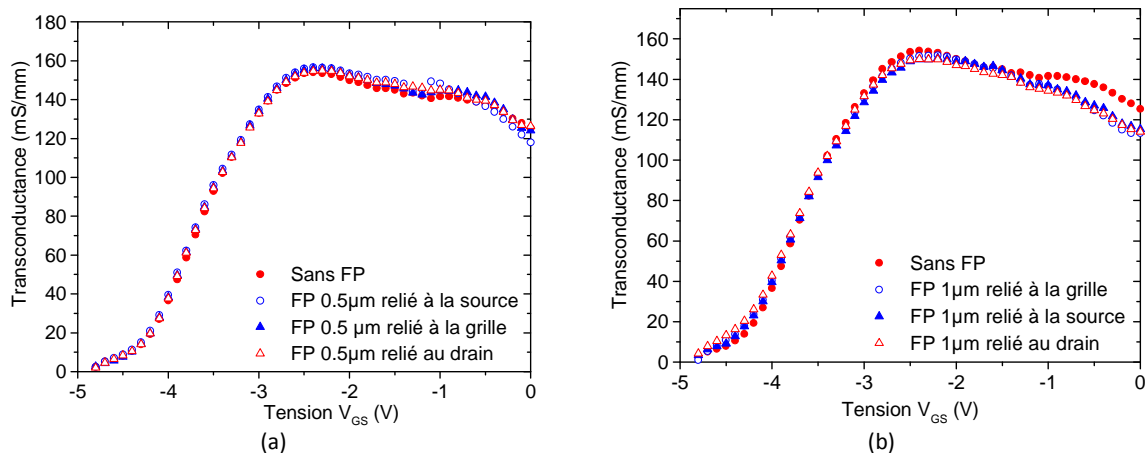


Figure IV.41 : Mesure de la transconductance pour différentes configurations du FP (connexion à la source, à la grille, ou au drain) et pour différentes longueurs du FP sur un $2 \times 150 \times 0.3 \mu m^2$. a) $L_{FP} = 0.5 \mu m$. b) $L_{FP} = 1 \mu m$.

Des mesures de ces caractéristiques ont été aussi réalisées sous un FP polarisé électriquement à $\pm 40V$ par rapport au contact de source. Il est constaté qu'à des tensions de $+20V$, il n'y a que très peu d'effet sur le courant maximum de la caractéristique de sortie du transistor (Figure IV.42a), par contre le transistor pince plus rapidement et la caractéristique devient plus linéaire. A $-40V$, la caractéristique de sortie s'en trouve fortement pincée (Figure IV.42b) consécutive à un effet de désertion sous le FP.

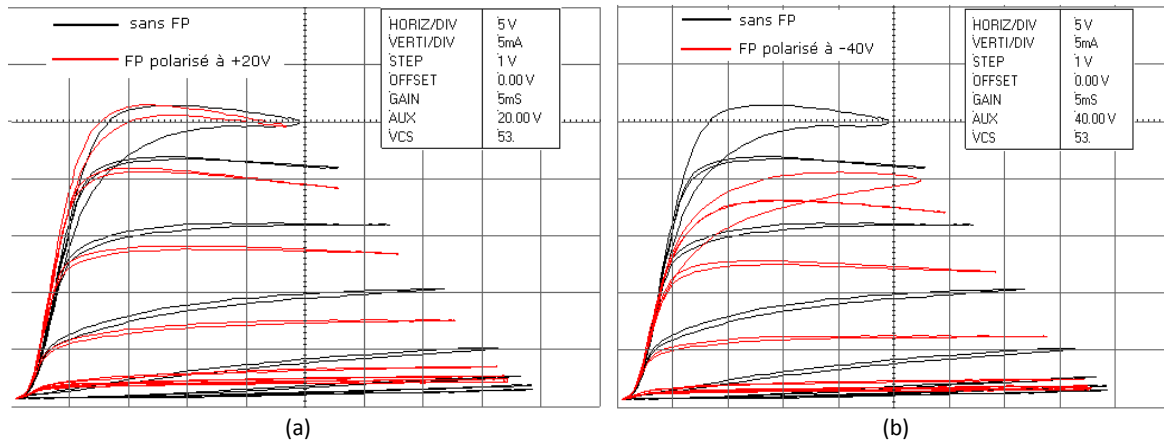


Figure IV.42 : Caractéristique de sortie $I_{DS}=f(V_{DS})$ en DC avec polarisation du FP de $1\mu m$. $0V < V_{GS} < -7V$ avec un pas de $-1V$. a) FP polarisé à $+20V$. b) FP polarisé à $-40V$.

Le tableau IV.10 relate l'ensemble des évolutions des caractéristiques du transistor pour différentes longueurs de FP et pour différentes connexions de ce dernier, dans le cas de la topologie n°1. La fréquence de transition est obtenue à partir des mesures $[S_{ij}]$.

TOPO 1 FP source	Ids max	V déchet	F_T (GHz)	Gm statique
$L_{FP}=0\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	22	\Rightarrow
$L_{FP}=0.5\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	22	\Rightarrow
$L_{FP}=1\mu m$	$\nabla 5mA$	\Rightarrow	19	\Rightarrow
TOPO 1 FP grille	Ids max	V déchet	F_T (GHz)	Gm statique
$L_{FP}=0\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	22	\Rightarrow
$L_{FP}=0.5\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	22	\Rightarrow
$L_{FP}=1\mu m$	$\nabla 5mA$	v	19	\Rightarrow
TOPO 1 FP drain	Ids max	V déchet	F_T (GHz)	Gm statique
$L_{FP}=0\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	22	\Rightarrow
$L_{FP}=0.5\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	22	\Rightarrow
$L_{FP}=1\mu m$	$\nabla 5mA$	\Rightarrow	19	\Rightarrow

Tableau IV.10 : Bilan des mesures réalisées sur la topologie n°1.

3.1.2. Topologie 2

Le tableau IV.11 relate l'ensemble des évolutions des caractéristiques du transistor pour différentes longueurs de FP et pour différentes connexions de ce dernier, dans le cas de la topologie 2.

TOPO 2 FP source	Ids max	V déchet	F_T (GHz)	Gm statique
$L_{FP}=0\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	16	\Rightarrow
$L_{FP}=0.5\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	18	\Rightarrow
$L_{FP}=1\mu m$	$\nabla 5mA$	\Rightarrow	16	$\nabla 2mS$
TOPO 2 P grille	Ids max	V déchet	F_T (GHz)	Gm statique
$L_{FP}=0\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	19	\Rightarrow
$L_{FP}=0.5\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	19	\Rightarrow
$L_{FP}=1\mu m$	$\nabla 5mA$	\Rightarrow	16	$\nabla 2mS$
TOPO 2 FP drain	Ids max	V déchet	F_T (GHz)	Gm statique
$L_{FP}=0\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	20	$\nabla 4mS$
$L_{FP}=0.5\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	20	$\nabla 4mS$
$L_{FP}=1\mu m$	\Rightarrow	\Rightarrow	16	\Rightarrow

Tableau IV.11 : Bilan des mesures réalisées sur la topologie n°2.

3.1.3. Topologie 3

Le tableau IV.12 relate l'ensemble des évolutions des caractéristiques du transistor pour différentes longueurs de FP et pour différentes connexions de ce dernier, dans le cas de la topologie 3.

TOPO 3 FP source	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique
L _{FP} =0μm	⇒	⇒	20	⇒
L _{FP} =0.5μm	⇒	⇒	22	⇒
TOPO 3 FP grille	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique
L _{FP} =0μm	⇒	⇒	20	⇒
L _{FP} =0.5μm	⇒	⇒	22	⇒
TOPO 3 FP drain	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique
L _{FP} =0μm	⇒	⇒	21	⇒
L _{FP} =0.5μm	⇒	⇒	21	⇒

Tableau IV.12 : Bilan des mesures réalisées sur la topologie n°3.

3.1.4. Topologie 4

Le tableau IV.13 relate l'ensemble des évolutions des caractéristiques du transistor pour différentes longueurs de FP et pour différentes connexions de ce dernier, dans le cas de la topologie 4.

TOPO 4 FP source	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique	Remarques
Sans ouverture	↗7mA	↘1V	16	⇒	Sort de l'abaque en BF en S11
L _{OUVFP} =0.5μm	↗10mA	⇒	16	⇒	Sort de l'abaque en BF en S11
L _{OUVFP} =1.5μm	⇒	⇒	15	⇒	
TOPO 4 FP grille	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique	
Sans ouverture	↗7mA	↘1V	16	⇒	Sort de l'abaque en BF en S11
L _{OUVFP} =0.5μm	↗10mA	⇒	16	⇒	Sort de l'abaque en BF en S11
L _{OUVFP} =1.5μm	⇒	⇒	15	⇒	
TOPO 4 FP drain	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique	
Sans ouverture	⇒	⇒	16	⇒	
L _{OUVFP} =0.5μm	↗10mA	⇒	19	⇒	Sort de l'abaque en BF en S11
L _{OUVFP} =1.5μm	⇒	⇒	19	⇒	

Tableau IV.13 : Bilan des mesures réalisées sur la topologie n°4.

3.1.5. Topologie 5

Le tableau IV.14 relate l'ensemble des évolutions des caractéristiques du transistor pour différentes longueurs de FP et pour différentes connexions de ce dernier, dans le cas de la topologie 5.

TOPO 5 FP source	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique
L _{OUV} FP=2μm	⇒	⇒	18	⇒
TOPO 5 FP grille	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique
L _{OUV} FP=2μm	⇒	⇒	18	⇒
TOPO 5 FP drain	Ids max	V déchet	F _T (GHz)	Gm statique
L _{OUV} FP=2μm	↘5mA	⇒	18	↗2mS

Tableau IV.14 : Bilan des mesures réalisées sur la topologie n°5.

Deux remarques particulières peuvent être faites quant à l'ensemble de ces résultats, toutes topologies confondues. On constate un impact mineur de la présence de l'électrode de FP et ce, quelle que soit sa configuration. Notons cependant que la présence de cette électrode pénalise peu les performances en hyperfréquence puisque quelle que soit la topologie de FP, F_T est toujours supérieur à 15GHz, soit 70% de la fréquence de transition maximale, la topologie 4 étant celle dont l'influence est la marquée.

3.2. Caractéristiques hyperfréquence dans le cas de la topologie 1

Les composants mesurés sont des transistors 2x(0.3x150)μm². Pour chaque topologie, un composant sans FP permet de définir les performances de référence. Les fréquences de transition F_T sont obtenues pour V_{gs}=-2.5V, valeur pour laquelle la transconductance est maximale (figure IV.43). L'ensemble des caractéristiques présentées correspond à des grandeurs extrinsèques.

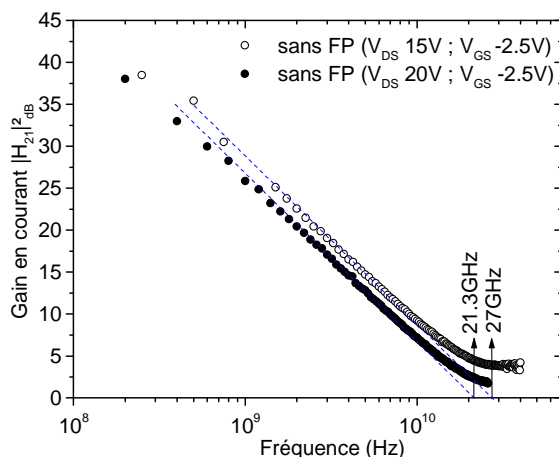


Figure IV.43 : Mesure de la fréquence de transition f_T pour deux polarisations ($V_{DS}=20V$ et $V_{DS}=15V$) sur un composant sans FieldPlate correspondant à la topologie n°1 et pour une tension $V_{GS}=-2.5V$.

La figure IV.43 montre que la fréquence de transition f_T diminue de 20% lorsque la tension de polarisation V_{DS} augmente de +15V à +20V due à la décroissance du courant I_{DS} . Notons que dans la suite de cette étude, les caractéristiques des composants sont obtenues pour $V_{DS}=20V$.

La figure IV.44 présente les fréquences de transition f_T mesurées pour un composant sans et avec FP ($L_{FP}=0.5$ ou $1\mu m$) relié soit à la source (figure IV.44-a), soit à la grille (figure IV.44-b).

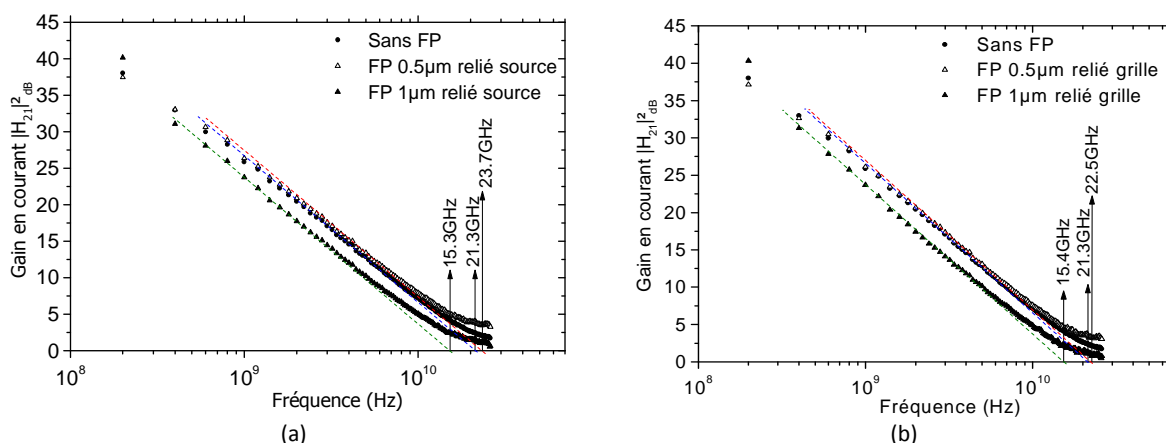


Figure IV.44 : Mesure de la fréquence de transition f_T pour une structure sans fieldplate ($L_{FP}=0\mu m$) en comparaison avec la même structure avec FieldPlate ($L_{FP}=0.5\mu m$ et $1\mu m$) relatives à la topologie n°1 lorsque le FP est relié à la source (a), et lorsque qu'il est relié à la grille (b). ($V_{DS}=20V$; $V_{GS}=-2.5V$)

La figure IV.44-a montre que f_T diminue de 23.7GHz à 15.3GHz pour un transistor avec FP relié à la source avec une extension de $1\mu m$. La figure IV.44-b montre que ces mêmes FP reliés à la grille ne font pas évoluer f_t par rapport à la configuration précédente. Les résultats obtenus permettent d'en déduire que la présence d'un FP induit une diminution de la fréquence de transition avec l'extension du FP. Cette dernière peut être expliquée par l'augmentation de la capacité grille-source C_{GS} de part la présence du FP.

3.3. Tension de claquage en présence d'un FP

Les tensions de claquage de la jonction grille-source et grille-drain ont été mesurées sur les différentes topologies de FP (tableau IV.15). Le rapport des tensions de claquage de ces deux jonctions permet d'en déduire l'influence du FP sur les transistors.

	Echantillon L431B (TITEUFFP)								
	Avec FP 0.7µm flottant			Avec FP 0.7µm grille			Avec FP 0.7µm source		
	BV _{gs}	BV _{gd}	BV _{gd} /BV _{gs}	BV _{gs}	BV _{gd}	BV _{gd} /BV _{gs}	BV _{gs}	BV _{gd}	BV _{gd} /BV _{gs}
2*50 ; L _{GD} =1.5µm	-90	-110	1.22	-80	-100	1.25	-85	-90	1.05
2*50 ; L _{GD} =2.5µm	-85	-85	1	-80	-95	1.1875	-72	-80	1.11
2*50 ; L _{GD} =3.5µm	-85	-225	2.64	-85	-225	2.64	-90	-100	1.11
2*150 ; L _{GD} =1.5µm	-75	-90	1.2	-80	-95	1.18	-80	-80	1
2*150 ; L _{GD} =2.5µm	-40	-40	1	-35	-45	1.285	-30	-35	1.667
2*150 ; L _{GD} =3.5µm	-80	-150	1.875	-80	-160	2	-80	-80	1

Tableau IV.15 : Bilan des mesures des tensions de claquages réalisées sur la topologie n°1 de la couche L431 lorsque le FP est flottant, relié à la grille ou relié à la source.

Les plus forts rapports entre les tensions de claquage grille-source et grille-drain sont obtenus pour une distance grille-drain de 3.5µm lorsque le FP est relié à la grille ou laissé flottant.

Les simulations montrent la présence du FP permet de réduire le champ électrique dans le canal et ainsi l'énergie maximale des porteurs dans l'espace grille-drain. Or la contrainte dans la barrière AlGaIn induit des charges piézoélectriques responsables de la densité d'électrons dans le gaz 2D (10¹³cm⁻²), ce qui nécessite des charges positives mobiles en surface de AlGaIn conséquentes. La présence du FP induit une déplétion partielle de ces mêmes charges de manière à les étaler sous toute la surface de l'électrode de FP, à l'interface passivation/AlGaIn, de manière à diminuer le confinement de ces charges et d'étaler le champ électrique en surface. C'est ainsi que le champ électrique diminue et que la tension de claquage augmente.

3.4. Mesure en DC pulsé

Afin de vérifier le comportement de la caractéristique en statique, le composant a été mesuré en DC pulsés avec un point de polarisation V_{DS0}=0V et V_{GS0}=0V. Les résultats sont présentés figure IV.45.

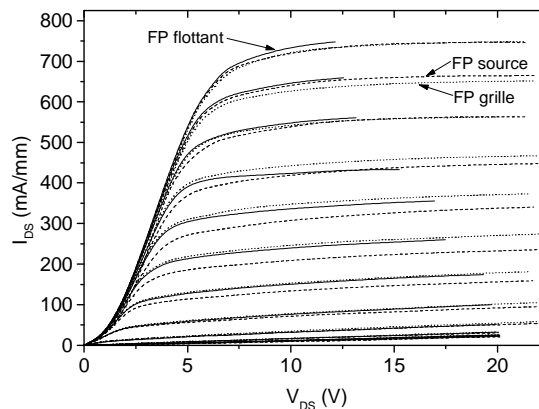


Figure IV.45 : Mesure en DC pulsée I_{DS}(V_{DS}) pour une longueur de fieldplate de 1µm sur un transistor 2x0.3x50µm². 0V<V_{GS}<-5V pas de 0.5V (Point de polarisation : V_{GS0}=0V, V_{DS0}=0V). Trois cas sont présentés : le fieldplate est connecté à la source, à la grille et non connecté.

Pour cette structure, le FP a globalement peu d'influence sur le courant I_{DS}. Lorsque le FP est connecté à la grille, on a une légère décroissance du courant I_{DS} qui pourrait s'expliquer par une extension de la zone désertée côté drain dans la mesure où le FP et la grille sont au même potentiel.

La figure IV.46 exhibe les mesures de la transconductance g_m obtenue à partir des mesures DC pulsées et pour les différentes connexions du FP.

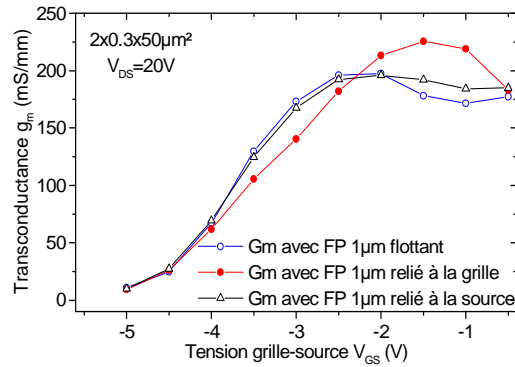


Figure IV.46 : Transconductances mesurées pour un FP ayant d'une extension de 1µm (flottante, relié à la grille ou à la source) sur un transistor 2x0.3x50µm² pour $V_{DS}=20V$.

Nous pouvons remarquer une légère augmentation du $g_{m,max}$ uniquement lorsque le FP est relié à la grille.

L'ensemble des résultats décrits précédemment montre que les pièges en surface notamment, ont un impact sur la détérioration des performances du transistor, de sa fiabilité et de son comportement en linéarité.

Pour quantifier ces défauts et caractériser leurs signatures en fonction du type de transistor (HEMT traité ou non, MISHEMT), nous avons utilisé la technique PLS³ qui présente l'avantage de pouvoir traiter tous ces cas.

4. Spectroscopie PLS³

La détermination de la densité d'états de surface ou d'interface est réalisée par la spectroscopie de photoluminescence (I_{PL}). La spectroscopie des états de surface et d'interface par photoluminescence (PLS³) (cf. annexe D) est une technique qui présente l'avantage d'analyser les surfaces libres de semi-conducteurs sans contact. Elle est basée sur la détermination de l'efficacité de photoluminescence ($Y_{PL}=I_{PL}/\phi$) par la mesure de l'intensité de photoluminescence (I_{PL}) à température ambiante en changeant le flux de photons incidents ϕ et permet d'évaluer la densité d'états de surface $D_{it}(E)$ donnée par le modèle DIGS sur toute la bande interdite.

Les calculs théoriques de Y_{PL} qui tiennent compte de tous les processus de recombinaison en surface et en volume sont réalisés pour une surface nue, MS, SS ou MIS. Les propriétés électroniques de la surface sont obtenues à partir d'un fit du spectre Y_{PL} , mesuré en fonction de l'intensité de la lumière d'excitation ϕ allant de 10^{20} à 10^{24} photons.cm⁻².s⁻¹, avec le spectre théorique utilisant la procédure de fit basée sur un algorithme génétique (cf. Chapitre I).

4.1. Photoluminescence

A. Exemple de composants étudiés par PLS³

La figure IV.47 représente le masque TREFLE utilisé pour cette étude et la figure IV.48 correspond à des photos vues de dessus des quatre plots étudiés sur une hétérostructure AlGaIn/GaN sur Si(111) (PTC058). Sur la surface, on distingue deux types d'électrodes :

- les plots d'épaissements (ici en vert) sont opaques à la lumière et constituent les électrodes à partir desquelles la structure est polarisée (contacts ohmiques et Schottky).

- les électrodes semi-transparentes (épaisseur <10nm) en surface de la zone active sont juxtaposées aux électrodes d'épaissement cités précédemment au travers de laquelle la surface du SC est excitée optiquement (contacts Schottky).

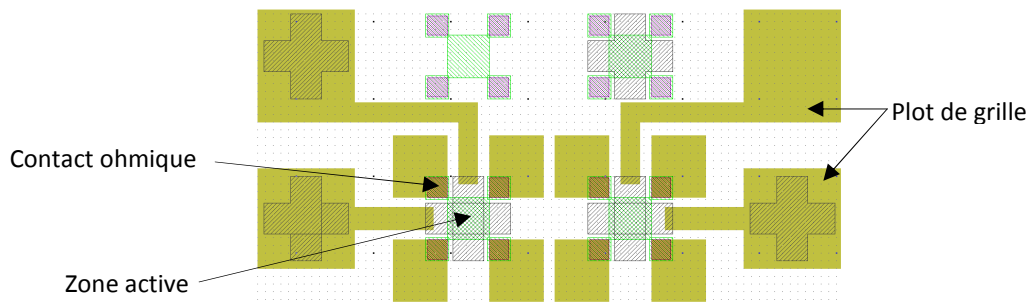


Figure IV.47 : Vue de dessus du design de masque TREFLE utilisé pour l'étude de différents composants sur HEMT sur substrat Si(111) sous illumination UV pour les caractérisations par PLS³.

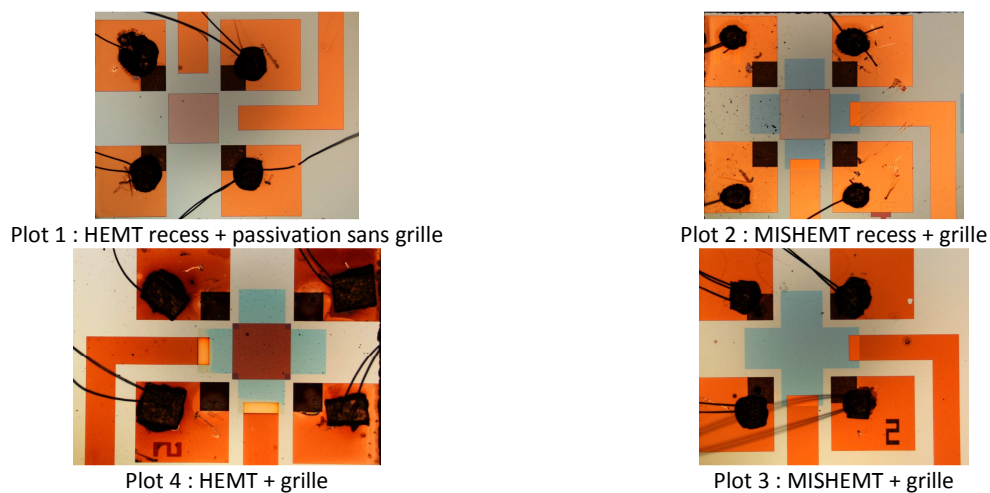


Figure IV.48 : Vue au microscope optique des quatre motifs étudiés (Plots) au moyen de la technique PLS³ sur la couche PTC058 sur substrat Si(111).

La plaque utilisée est la PTC058 sur laquelle plusieurs composants ont été réalisés.

Plot1 : Recess (10nm) + passivation SiO₂/Si₃N₄ (100/50nm) → HEMT recessé et passivé

Plot2 : Recess (10nm) + passivation SiO₂/Si₃N₄ (100/50nm) + Ni/Au (5/6nm) → MISHEMT avec recess

Plot3 : passivation SiO₂/Si₃N₄ (100/50nm) + Ni/Au (5/6nm) → MISHEMT (échantillon C)

Plot4 : Ni/Au (5/6nm) → HEMT (échantillon B)

Echantillon PTC058 : Surface libre (échantillon A)

Les plots comportant un recess sont réalisés par *digital etching* (cf. chapitre 2).

Pour évaluer les performances de cette couche, nous avons mesuré par effet Hall les propriétés de transport des échantillons à analyser en fonction de la température (cf. figure IV.49).

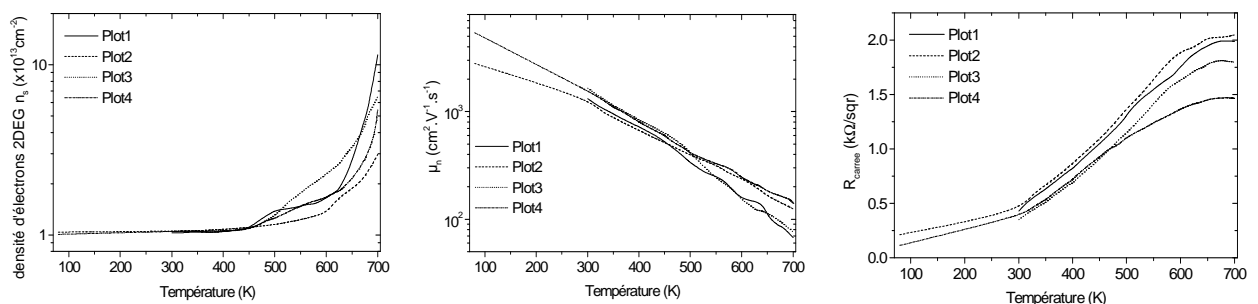


Figure IV.49 : Bilan des mesures à effet HALL réalisées sur les différents plots de la plaque PTC058, en fonction de la température de 80K à 700K avec le contact de grille laissé flottant.

B. Caractérisation des défauts par PLS³

L'analyse des structures surface libre, MS, MIS et MISHEMT sur les nitrures GaN a pour objectif la compréhension globale d'une structure plus complexe : le HEMT à électrode de champ (FP-HEMT). Différentes structures ont été analysées afin de différencier les mécanismes physiques mis en jeu suivant les cas.

La méthode PLS³ a été utilisée pour la caractérisation électronique de trois structures différentes. Les échantillons analysés par la spectroscopie de photoluminescence sont :

- Une surface nue d'un HEMT Al_{0.27}Ga_{0.73}N/GaN sur substrat Si(111) → Echantillon A
- Une interface métal/SC HEMT Au/Ni/Al_{0.27}Ga_{0.73}N/GaN/Si → Echantillon B (plot4)
- Une interface métal/isolant/SC (MISHEMT) Au/Ni/[SiN/SiO₂]/Al_{0.27}Ga_{0.73}N/GaN/Si → Echantillon C (plot3)

L'intensité de photoluminescence de la surface et des interfaces citées ci-dessus est mesurée à température ambiante par un système optique décrit en annexe A. Les spectres de PL obtenus pour différentes valeurs de la puissance d'excitation (de 30μW à 9.6mW) sont représentés sur la figure IV.50.

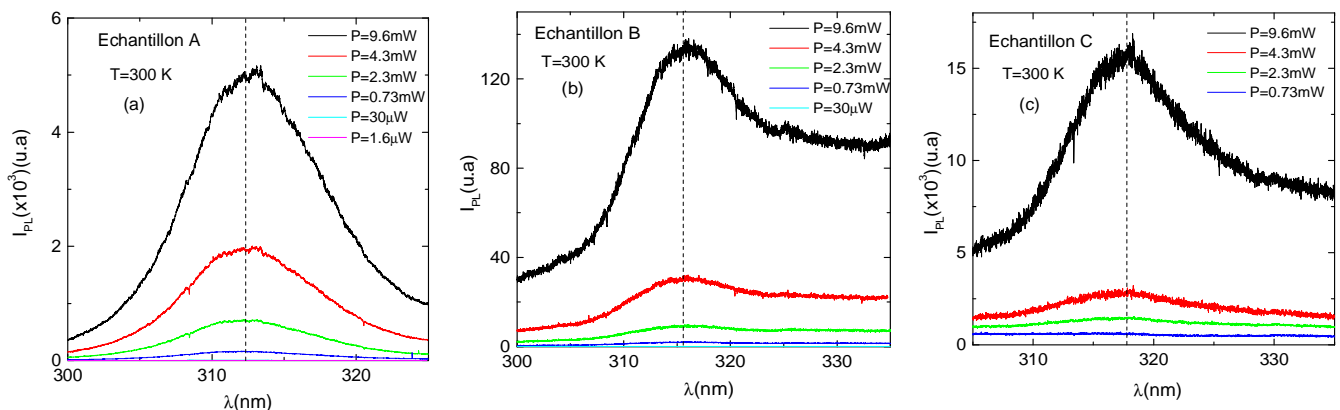


Figure IV.50 : Exemple de spectres PL mesurés à température ambiante pour différentes valeurs de la puissance d'excitation P. (a) Surface nue Al_{0.27}Ga_{0.73}N (Echantillon A), (b) Interface métal/Al_{0.27}Ga_{0.73}N (Echantillon B) et (c) Interface métal/isolant(SiN/SiO₂)/Al_{0.27}Ga_{0.73}N (Echantillon C). La longueur d'onde de l'intensité PL maximale est indiquée.

La fréquence de la luminescence bande à bande observée sur ces différentes structures ne dépend pas de la puissance d'excitation de la source. En effet, ces matériaux à LBI résistent aisément à ces radiations. La mesure de l'intensité de PL est normalisée et est donnée en coups/s. Les pics obtenus sont ensuite déconvolués si nécessaire. L'efficacité de photoluminescence expérimentale Y_{PL}(φ) est calculée à partir de la valeur maximale de l'intensité PL pour chaque valeur de la puissance d'excitation (Y_{PL}=I_{PL}/φ).

Les spectres de l'efficacité de PL théorique et expérimental sont tracés sur la figure IV.51.

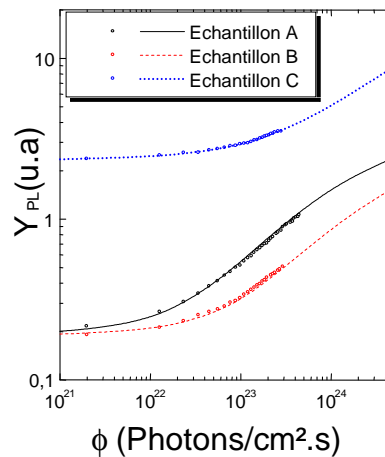


Figure IV.51 : Courbes $Y_{PL}(\phi)$ théoriques (trait) et spectres de l'efficacité PL mesurés (cercles) de la surface $Al_{0.27}Ga_{0.73}N$ (trait plein), interface métal/ $Al_{0.27}Ga_{0.73}N$ (trait discontinu) et interface métal/isolant(SiN/SiO_2)/ $Al_{0.27}Ga_{0.73}N$ (pointillé).

La figure IV.51 montre un bon accord entre les courbes $Y_{PL}(\phi)$ théoriques avec les points expérimentaux. Le meilleur fit est obtenu pour les paramètres physiques de GaN, AlN et ceux de $Al_mGa_{1-m}N$ obtenus par interpolation linéaire pour un taux d'aluminium de 20% (Tableau IV.16) ainsi que pour les paramètres des distributions des états de surface $D_{it}(E)$ et des sections efficaces de capture des états de surface pour les électrons (σ_n) et pour les trous (σ_p) décrits dans le tableau IV.17.

Paramètre, symbole (300K)	GaN	AlN	$Al_{0.2}Ga_{0.8}N$
Bande interdite E_g (eV)	3.42	6.13	3.8
Dopage N_D (cm^{-3})	10^{15}	10^{15}	10^{15}
Masse effective des électrons m_n/m_0	0.2	0.4	0.24
Masse effective des trous m_p/m_0	0.8	1.14	0.868
Mobilité des électrons μ_n ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	1500	1300	1460
Mobilité des trous μ_p ($cm^2V^{-1}s^{-1}$)	30	14	26.8
Durée de vie $\tau_n=\tau_p=\tau$ (s)	10^{-8}	10^{-8}	10^{-8}
Constante diélectrique ϵ	8.9	8.5	8.82
Coefficient de réflexion R	0.2	0.27	0.214
Coefficient d'absorption α (cm^{-1})	10^5	3×10^5	1.4×10^5
Coefficient d'auto-absorption β (cm^{-1})	1.12×10^3	10^3	1.1×10^3
Coefficient de recombinaison radiative B_{rad} (cm^3s^{-1})	10^{-10}	0.4×10^{-10}	0.88×10^{-10}
Coefficient de recombinaison Auger C_n (cm^6s^{-1})	10^{-31}	10^{-31}	10^{-31}
Coefficient de recombinaison Auger C_p (cm^6s^{-1})	10^{-31}	10^{-31}	10^{-31}
Niveau de neutralité de charge E_{CNL} (eV)	$E_C-1.1$	$E_C-2.9$	$E_C-1.46$
Charge fixe à la surface Q_{FC} (qcm^{-2})	0	0	0

Tableau IV.16 : Les paramètres fixés durant le fit des courbes $Y_{PL}(\phi)$ théoriques avec les spectres expérimentaux obtenus à partir de SC HEMT $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN/Si$ et des interfaces métal/HEMT et MISHEMT.

Le dépôt du métal (Plot4) provoque une diminution de $Y_{PL}(\phi)$ à cause du désordre induit à la surface du SC lors du décapage de surface. Une augmentation remarquable de $Y_{PL}(\phi)$ est observée après passivation (Plot3). En effet, le diélectrique déposé montre réduire la densité de pièges à la surface AlGaN [24].

Echantillon PTC058	D_{it0} ($eV^{-1}cm^{-2}$)	E_{0a} (eV)	n_a	E_{0d} (eV)	n_d	σ_n (cm^2)	σ_p (cm^2)
Echantillon A	3.16×10^{13}	0.41	1.625	1.96	4.875	10^{-16}	10^{-18}

Echantillon B	2.84×10^{13}	0.49	2.125	1.27	3.5	10^{-16}	10^{-18}
Echantillon C	7.3×10^{12}	0.49	1.875	1.98	5.625	7×10^{-15}	10^{-14}

Tableau IV.17 : Paramètres de $D_{it}(E)$ déterminés à partir du fit pour le SC HEMT $Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN/Si$ pour la surface nue, interfaces MS, et MISHEMT.

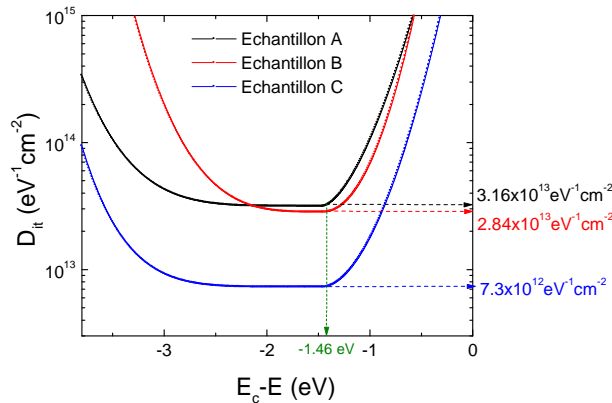


Figure IV.52 : Distributions de la densité des états de surface $D_{it}(E)$ des 3 échantillons obtenues à partir du fit représenté dans la figure IV.51.

Les distributions des densités d'états de surface/interface $D_{it}(E)$ (Figure IV.52) obtenues à partir du fit décrit figure IV.51, exhibent un minimum de densité D_{it0} de $3.16 \times 10^{13} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$ dans le cas de la surface libre AlGaN/GaN. Cette valeur est la plus élevée des trois structures étudiées.

Le dépôt d'un métal de grille sur cette surface engendre une augmentation du nombre des états d'interface à l'interface MS (plot 4). En effet, malgré la diminution du minimum de $D_{it}(E)$ pour cette structure à $2.84 \times 10^{13} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$ par rapport à la surface nue, la branche des états donneurs de la structure MS est au dessus de celle de la surface libre et présente des densités d'états d'interface très élevées. Ceci explique la diminution de $Y_{PL}(\phi)$ de la structure MS pour des flux élevés. La branche des accepteurs de la surface nue est comparable à celle de la structure MS, ce qui se répercute sur des évolutions de $Y_{PL}(\phi)$ comparables dans le domaine des faibles flux.

La couche de passivation réduit les pièges à l'interface isolant/SC dans toute la BI. La densité d'états d'interface minimale atteinte dans ce cas est de $7.3 \times 10^{12} \text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Le niveau des états accepteurs est situé à 0.49eV en dessous de la BC et au dessus de E_{CNL} . Ce niveau est comparable aux niveaux observés par DLTS par Lee et al. [25] (0.49eV pour une section de capture des électrons de $4.9 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$) et par Okino et al. [26] (0.49eV pour une section de capture des électrons de $8.5 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$) pour des MISHEMTs AlGaN/GaN. Ce niveau est associé à un défaut profond et de type complexe dans la couche tampon de GaN [27].

Le niveau de neutralité de charges E_{CNL} pour les trois structures est fixé à 1.46eV sous la bande de conduction. Il est obtenu par interpolation linéaire pour un taux d'aluminium de 20%.

Connaissant les distributions des densités d'états d'interface, d'autres paramètres électroniques de surface peuvent être calculés tels que la vitesse de recombinaison en surface et les quasi-niveaux de Fermi.

La variation de la vitesse de recombinaison en surface (SRV) en fonction du flux de photons incidents ϕ est représentée figure IV.53. Il y a une corrélation entre les vitesses de recombinaison en surface, les densités d'états d'interface et les efficacités de PL dans tout le domaine de variation de ϕ . SRV est faible pour de faibles $D_{it}(E)$ et pour des flux ϕ élevés. Les valeurs de SRV se situent autour de 10^4cm/s

pour la structure MISHEMT AlGaN/GaN et autour de 10^5 cm/s pour la structure HEMT non passivée et la structure MS. Les valeurs élevées de $Y_{pl}(\phi)$ sont liées aux faibles valeurs de SRV. C'est pourquoi la couche de passivation améliore la qualité de l'interface par la diminution de la densité des états d'interface.

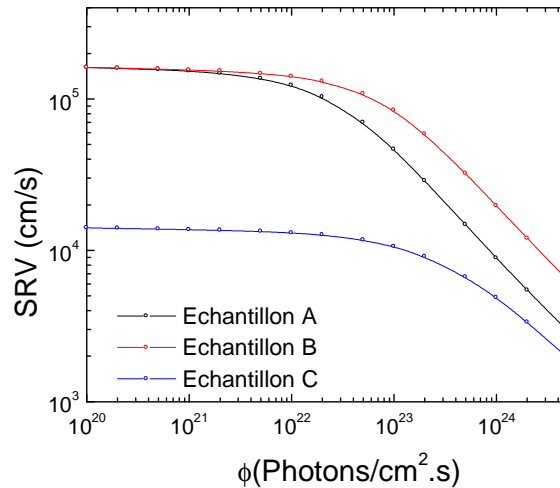


Figure IV.53 : Variation de la vitesse de recombinaison en surface en fonction du flux de photons incidents dans les trois échantillons.

La figure IV.54 montre l'évolution des quasi-niveaux de Fermi des électrons (E_{Fn}) et des trous (E_{Fps}) en fonction du flux de photons incidents ϕ . A cause de la forte densité d'états d'interface présente dans les structures HEMT et MS-HEMT, le quasi-niveau de Fermi des électrons est fortement bloqué à sa position d'équilibre dans l'obscurité. Le quasi-niveau de Fermi en surface E_{Fn} est bloqué à 28meV en dessous de la BC pour la surface nue (échantillon A) et la structure MS-HEMT (échantillon B) et à 20meV pour la structure MISHEMT (échantillon C). Dans le cas des deux premières structures, E_{Fn} augmente vers E_C pour des flux supérieurs à 10^{23} photons.cm⁻².s⁻¹ alors que dans la structure MISHEMT, il diminue jusqu'au flux $\phi=2 \times 10^{24}$ photons.cm⁻².s⁻¹ à partir duquel il croît à nouveau.

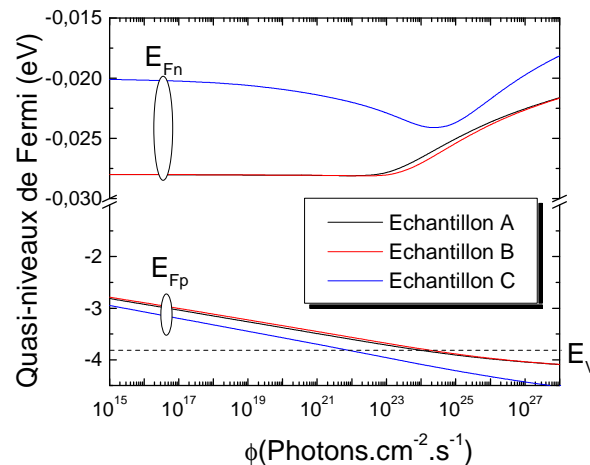


Figure IV.54 : Evolution des quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous en fonction du flux de photons incidents dans les 3 échantillons.

L'évolution du quasi-niveau de Fermi des porteurs minoritaires (E_{Fps}) est différente. Sur les trois structures étudiées, il se déplace librement dans toute la BI. Dans le cas de la structure MISHEMT, E_{Fps} dépasse le niveau E_V plus rapidement que dans les structures HEMT et MS-HEMT car $D_{it}(E_V)$ est faible (figure IV.54) et par conséquent le piégeage des trous par les états d'interface est très faible.

La figure IV.55 représente le profil du potentiel électrique $V(x)$ des trois structures pour différents flux de photons incidents.

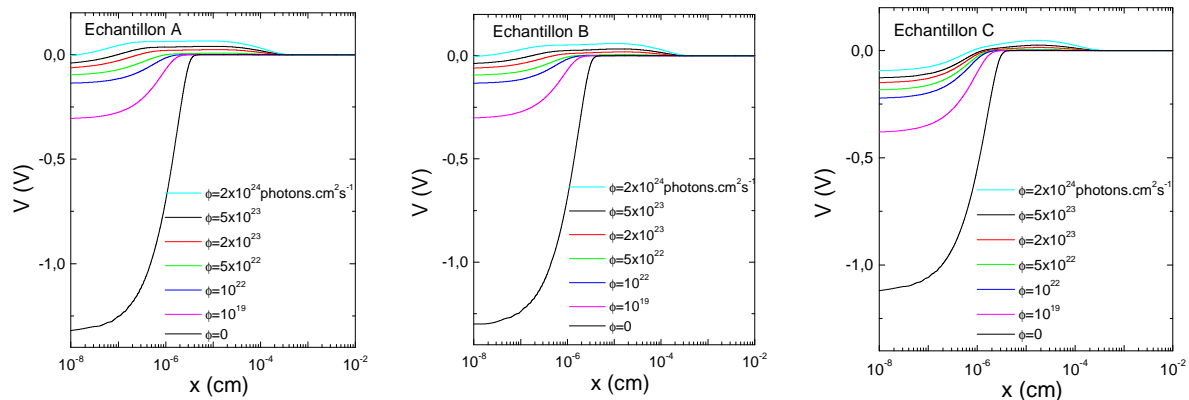


Figure IV.55 : Evolution du potentiel électrique de la surface vers le volume dans les 3 échantillons pour différents flux de photons incidents.

Le potentiel électrique est très sensible à des flux supérieurs à 10^{22} photons.cm⁻².s⁻¹. Au dessus de cette valeur, la surface devient moins dépeuplée, la concentration des électrons à la surface devient plus grande que celle dans le volume et par conséquent le potentiel de surface change de signe pour des flux supérieurs à 10^{23} photons.cm⁻².s⁻¹.

Le potentiel de surface est très important dans les HEMTs à base de nitrure comparé à l'InP [27]. Ceci s'explique par la présence d'un nombre de défauts plus important dans les nitrures.

Pour une densité de flux de photons nulle (Figure IV.56-a), le potentiel de surface est plus faible dans la structure MISHEMT que dans les deux autres structures à cause de la faible densité d'états d'interface présente à l'interface isolant/SC. Pour des flux supérieurs à 10^{24} photons.cm⁻².s⁻¹ (Figure IV.56-b), une accumulation de porteurs en surface change le signe du potentiel. Cette accumulation est très importante dans le cas de la surface nue du HEMT et à l'interface M/SC.

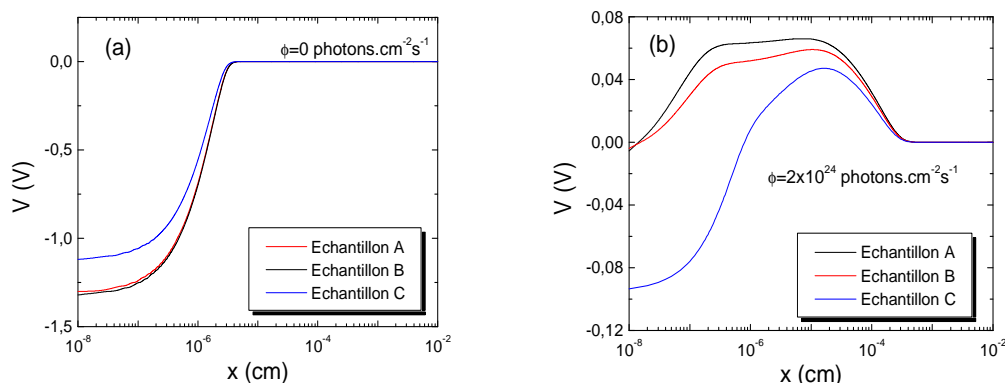


Figure IV.56 : Profils du potentiel électrique dans les trois échantillons pour (a) $\phi=0$ et pour (b) $\phi=2 \times 10^{24}$ photons.cm⁻².s⁻¹.

La saturation du potentiel en surface V_s à zéro volt (condition de bandes plates) (Figure IV.56-a) n'est pas observée pour de grands flux (Figure IV.56-b). Ceci est dû à l'effet Dember lié à la différence entre les mobilités des électrons et des trous ($\mu_n/\mu_p(\text{GaN})=50$, $\mu_n/\mu_p(\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N})=54.5$).

Les résultats obtenus sur les faibles densités d'états d'interface dans les MISHEMTs sont expliqués par le fait que la passivation change les propriétés des pièges en surface. Le dépôt du diélectrique modifie le niveau énergétique des donneurs en surface provoquant une augmentation du gaz 2D dans le canal [28]. Une telle augmentation indique que le champ électrique dans la couche barrière AlGaIn a diminué. Cette variation du champ électrique implique que le blocage du niveau de Fermi en surface a diminué [29] (Figure IV.57) et par conséquent le nombre des états de surface est réduit.

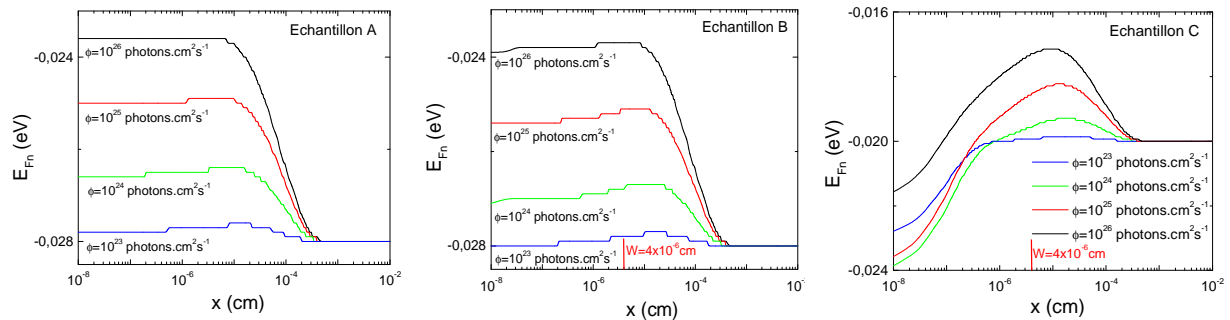


Figure IV.57 : Profil du quasi-niveau de Fermi des électrons en fonction du flux de photons incidents dans les 3 échantillons.

4.2. Application de la PLS³ à la structure MIS SiN/n-GaN

Le modèle de la PLS³ décrit chapitre 1 a été appliqué à la structure MIS SiN/n-GaN en régime de déplétion. Le SC GaN est dopé n ($3.43 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour GaN - L398). L'affinité électronique est de 4.1V. L'isolant déposé est SiN (26.3nm). Le métal utilisé est le chrome et son travail de sortie est de 4.5eV. La vitesse de recombinaison en surface SRV, caractérisant l'influence des pièges en surface, est déterminée en fonction du potentiel de surface V_s . Elle est représentée sur la figure IV.58 pour des valeurs de densité d'états d'interface D_{it} de 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} et $10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. La concentration de trous en excès Δ_p est de 10^{13} cm^{-3} et la section efficace de capture moyenne σ est de 10^{-17} cm^2 . D'après la relation de la SRV en fonction de V_s (Annexe A), il est clair que l'amplitude de SRV est gouvernée par le produit σN_{TS} . SRV admet un maximum quand $qV_s + F - E_i = 0$ avec $F = (E_{Fn} + E_{Fp})/2$.

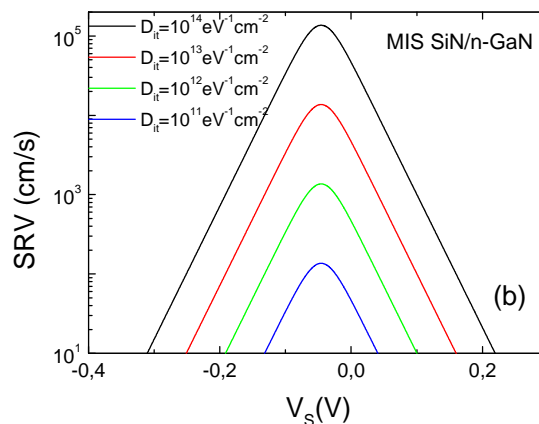


Figure IV.58 : Evolution de la vitesse de recombinaison théorique en surface avec le potentiel de surface pour différentes densités d'états d'interface dans le cas d'une structure MIS SiN/n-GaN.

SRV est d'autant plus élevé que la densité de pièges l'est aussi. La figure IV.59 montre l'évolution de l'intensité de photoluminescence I_{PL} de la structure en fonction du potentiel de surface pour différentes densités d'états d'interface D_{it} de 0, 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} et $10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Pour une interface idéale ($D_{it} \neq 0$), l'intensité de photoluminescence augmente d'une façon monotone du régime de déplétion à celui des bandes plates ($V_s = 0V$). Pour des densités D_{it} élevées, les courbes de I_{PL}

fléchissent et admettent une diminution. Cette dernière devient plus accentuée pour des D_{it} encore plus conséquentes. Il y a donc corrélation entre les fortes densités d'états d'interface et les faibles intensités de PL.

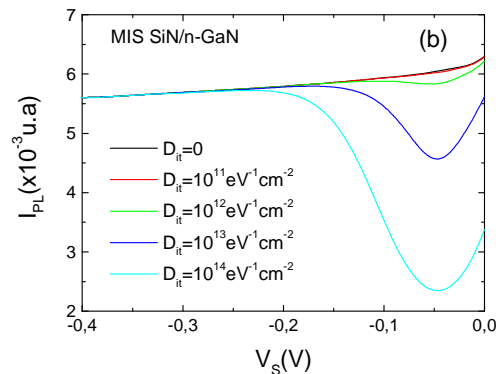


Figure IV.59 : Evolution de l'intensité de photoluminescence avec le potentiel de surface pour différentes densités d'états d'interface dans le cas d'une structure MIS SiN/n-GaN.

La figure IV.60 représente la variation de la tension de polarisation V_g appliquée à la grille de la structure en fonction du potentiel de surface V_s .

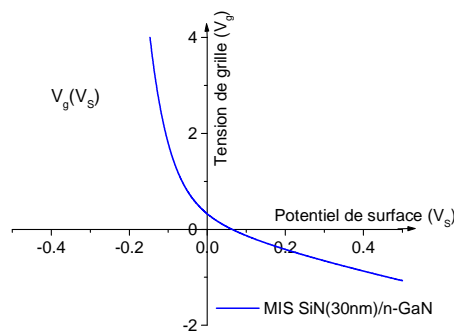


Figure IV.60 : Caractéristique $V_g(V_s)$ calculée à partir de l'équation III.59 des capacités MIS SiN/n-GaN.

Le potentiel de surface augmente avec la tension de polarisation appliquée. Par exemple, le potentiel de surface de 0.5V nécessite une tension de polarisation de grille de -1V.

La figure IV.61 représente la variation du potentiel de surface (V_s) en fonction de la tension de polarisation (V_g) appliquée à la grille pour une structure MIS sous obscurité et sous illumination. Pour $V_g > 0$, V_s augmente avec V_g et sature pour de fortes polarisations. La figure IV.61 montre une diminution de V_s avec l'augmentation de la densité de flux de photons incidents ϕ pour un V_g donné. Cette variation est beaucoup plus importante pour ϕ très grand. La diminution de V_s réduit la largeur de la zone de charge d'espace. Ceci provoque une augmentation de la capacité de la MIS sous illumination.

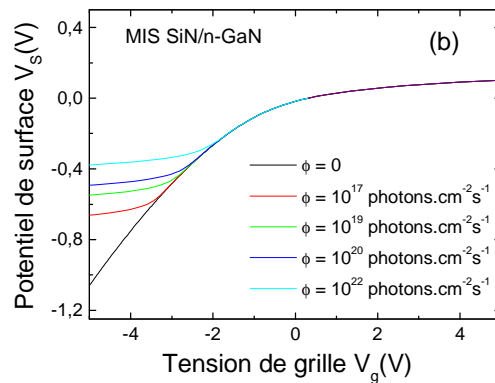


Figure IV.61 : Evolution de la caractéristique $V_s(V_g)$ avec la densité du flux de photons incidents pour une structure MIS SiN/n-GaN.

La figure IV.62 représente la variation du potentiel électrique $V(x)$ de la surface vers le volume du SC de la structure MIS SiN/n-GaN pour différents flux de photons incidents ϕ . Il diminue quand ϕ augmente et tend vers zéro en volume du SC quand $x=W$ (largeur de la zone de déplétion).

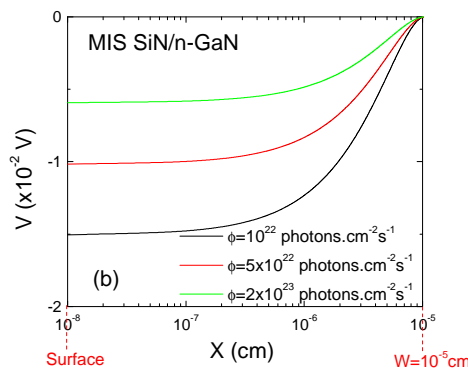


Figure IV.62 : Evolution du potentiel électrique en fonction de la profondeur de la zone de déplétion pour une MIS SiN/n-GaN pour différents flux de photons incidents.

Partie 3 : MISHEMT sur Si (111) (couche PTC139)

L'ensemble des résultats présentés jusqu'à présent montre que le traitement de surface, la nature du métal et la couche passivation déposée, jouent un rôle conséquent sur les états de surface du transistor. Au cours des différentes études, nous avons considéré l'oxyde de silicium comme diélectrique de passivation ou d'oxyde de grille. Cependant, il serait intéressant de rechercher d'autres isolants permettant de confiner davantage le champ électrique ou minimiser la densité de pièges en interface. Dans ce cadre, nous étudions dans cette partie les potentialités de trois types de diélectriques (Si_3N_4 , ZrO_2 et hBN) pouvant être utilisés pour réaliser des composants MISHEMT.

5. MISHEMT avec diélectrique Si_3N_4

5.1. Mesures statiques et hyperfréquences

Cette étude est réalisée sur la couche PTC139. Les études menées sur le diélectrique SiN ont montré qu'il pourrait être un bon isolant pour nos composants. L'azote pourrait combler les lacunes en interface et réduire la densité de pièges de surface.

Les composants sont réalisés à partir du masque TITEUFFP où les dimensions des grilles sont modifiées et varient de 400nm à 800nm. Les grilles de forme rectangulaires et ayant 30nm d'épaisseur, sont déposés sur le diélectrique Si_3N_4 . Ce dernier sert également de couche de

passivation de la surface et est déposé par PECVD (cf. chapitre 2). Une seconde couche de passivation Si₃N₄ d'épaisseur 80nm est ensuite déposée pour pouvoir ajouter l'électrode de FP avec une extension coté drain de 0.7µm.

Le tableau IV.18 présente un exemple de mesures électriques sans et avec FP, obtenues sur différents transistors.

	L _{GD} (µm)	f _T (GHz)	I _{dss} (mA/mm)	g _m (mS/mm) @20V
2x(50x0.4)µm ²	1.5	12	686	73.7
	2.5		621.6	70.5
	1.5		612.6	66.8
	2.5	7	647.7	69.6
	3.5	9.8	647.7	69.6
	1.5			
2x(50x0.8)µm ²	2.5	10	725.9	80.6
	1.5	11	668.8	77.7
	2.5	11	685.6	79.1
	3.5	12	721.7	84.7
	1.5		620.5	72.8
	2.5		616.2	72.0
	3.5		612.8	71.3

	L _{GD} (µm)	g _{m,max} (mS/mm)	I _{dss} (mA/mm)
		Sans FP/Avec FP	
2x(50x0.4)µm ²	3.5	74/70 (FP-G)	700/680 (FP-G)
	2.5	67/69 (FP-G)	620/600 (FP-G)
	1.5	70/73 (FP-G)	650/640 (FP-G)
	3.5	-	670/660 (FP-G)
	2.5	82/80 (FP-S)	740/720 (FP-S)
2x(50x0.8)µm ²	3.5	77/80 (FP-G)	670/660 (FP-G)
	2.5	78/82 (FP-G)	690/680 (FP-G)
	1.5	85/87 (FP-G)	730/720 (FP-G)

Tableau IV.18 : Exemple de mesures statiques effectuées sur la couche MISHEMT avec un diélectrique de grille Si₃N₄ de 30nm sans et avec FP relié soit à la source, soit à la grille.

Le tableau IV.19 présente quelques résultats de mesures hyperfréquences obtenues sur différents composants.

	L _{GD} (µm)	F _T @V _{DS} =20V	
		Sans FP	Avec FP-G
2x(50x0.4)µm ²	3.5	12	8.5
	2.5	7	3.5
	1.5	9.8	4.5
	3.5	11	9
	2.5	10	4 (FP-S)
2x(50x0.8)µm ²	3.5	11	9
	2.5	11	6.5
	1.5	12	10

Tableau IV.19 : Récapitulatif des mesures hyperfréquences effectuées sur la couche MISHEMT avec un diélectrique de grille Si₃N₄ de 30nm avec et sans FP relié à la source ou à la grille.

Au vu des résultats, toutes les grandeurs mesurées fluctuent légèrement et ne permettent pas ressortir une tendance pour les structures étudiées et le matériau correspondant. Pour obtenir des tendances plus claires et tirer des conclusions, une étude beaucoup plus exhaustive mettant en jeu

des épitaxies en provenance de différents laboratoires s'avère nécessaire. Les conclusions sur d'autres études menées au sein du laboratoire tendent à confirmer que l'influence du FP est négligeable lorsque le matériau et le procédé de fabrication sont de bonne qualité, c'est-à-dire quand il y a peu de pièges. Dans le cas contraire, le FP permet d'améliorer les phénomènes de lag et donc les performances potentielles en puissance hyperfréquence des composants par une amélioration des pièges au niveau de l'interface entre la couche barrière et la passivation.

6. MOSHEMT avec diélectrique ZrO_2

Des composants similaires à l'étude précédente ont été réalisés avec un diélectrique d'oxyde de zirconium (ZrO_2) de 30nm d'épaisseur sans FP. Dans un premier temps, l'effet du recuit du diélectrique sur le courant de fuite est étudié puis les résultats électriques obtenus en statique et en hyperfréquence sont présentés. La couche utilisée est la PTC139.

6.1. Effet du recuit sur le diélectrique de grille

La [figure IV.63](#) présente les mesures du courant de fuite du diélectrique entre grille et source en fonction de la température de recuit sous N_2 . Après dépôt, le diélectrique présente un courant de fuite d'environ $200\mu A$ à $-10V$. Des recuits successifs à des températures comprises entre $300^\circ C$ et $600^\circ C$ pendant 1h sous N_2 , permettent de réduire de plusieurs décades ce courant de fuite. Le meilleur résultat a été obtenu pour une température de $500^\circ C$ et s'élève à $60nA$ à $-10V$.

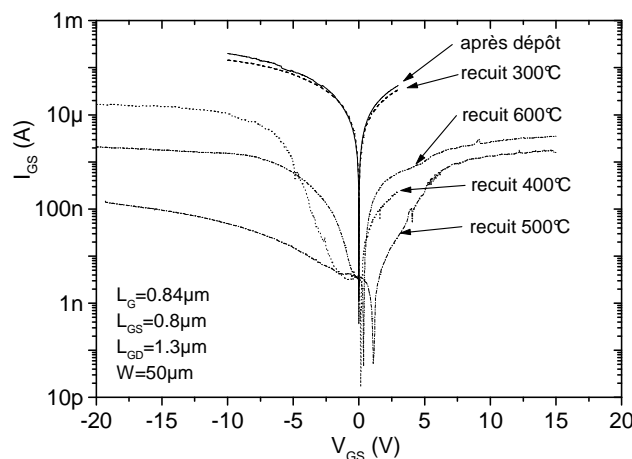


Figure IV.63 : Evolution du courant de fuite du diélectrique (ZrO_2) en fonction de la température de recuit ($W=50\mu m$).

La [figure IV.64-a](#) correspond à la caractéristique de sortie de ce MOSHEMT mesurée pour différent recuit. La [figure IV.64-b](#) présente la caractéristique en régime d'accumulation et en régime de désertion.

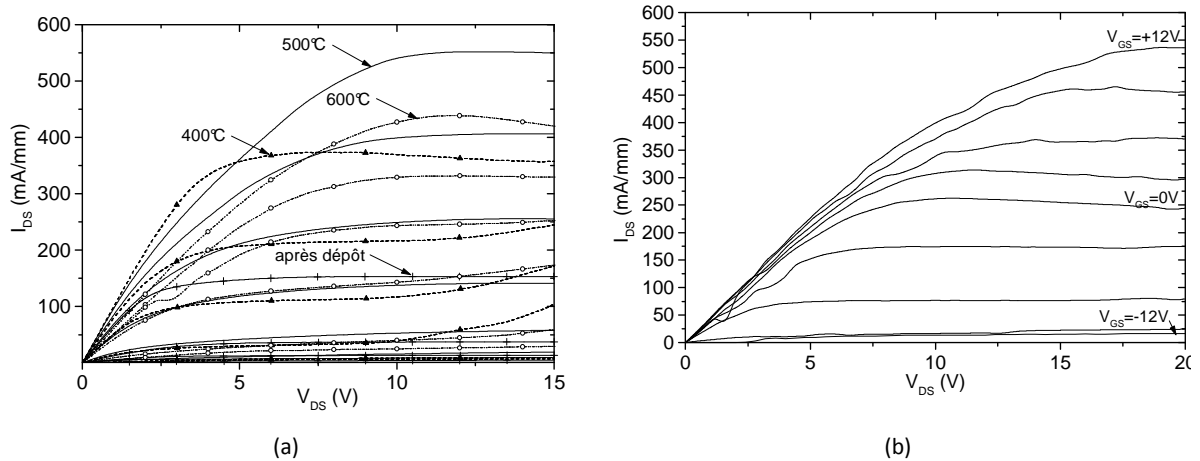


Figure IV.64 : (a) Mesure de la caractéristique $I_{DS}-V_{DS}$ après recuit pendant 1h sous N_2 sur un transistor $2x(0.4x150)\mu m^2$. V_{GS} varie de 0 à -15V avec un pas de -3V ; (b) Mesure de la caractéristique $I_{DS}-V_{DS}$ après recuit à 600°C pendant 1h sous N_2 sur un transistor $2x(0.4x150)\mu m^2$. V_{GS} varie de +12 à -12V avec un pas de -3V.

Le fonctionnement en régime d’accumulation ($V_{GS}>0V$) permet d’augmenter considérablement le courant en polarisant la grille jusqu’à +12V (figure IV.64-b).

On peut constater que le recuit améliore l’état cristallin du matériau ZrO_2 et le rend plus résistif. Le fait d’avoir peu de courant I_{DS} (à $V_{GS}=0V$) après dépôt prouve l’existence de nombreux pièges à l’interface ZrO_2 /couche barrière. Le recuit a alors pour effet de réparer ces défauts, d’où l’augmentation du courant I_{DS} après le recuit.

La figure IV.65 montre l’évolution de la transconductance pour $V_{DS}=15V$.

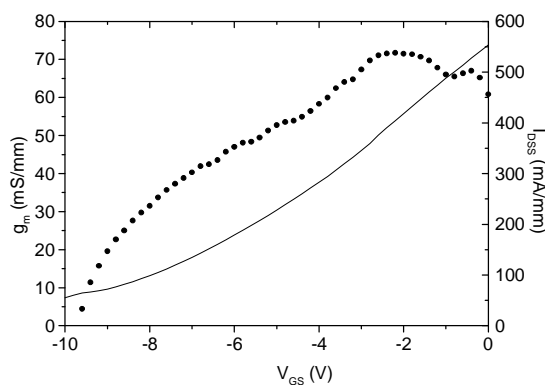


Figure IV.65 : (a) Mesure de la transconductance g_m et du courant I_{DSS} sur un transistor $2x(0.4x150)\mu m^2$ après recuit 500°C 1h sous N_2 pour $V_{DS}=15V$.

La transconductance maximale obtenue sur ce transistor est de 70mS/mm pour une tension $V_{GS}=-2V$. Balachander et al. [30] ont réalisé des transistors MOSHEMT ZrO_2 30nm/ $Al_{0.26}Ga_{0.74}N$ dopé n/ Al_2O_3 et ont obtenu respectivement 1168mA/mm et 650mA/mm à $V_{GS}=+7V$ et $V_{GS}=0V$ et pour une longueur de grille de 2 μm . La transconductance obtenue dans ces travaux est de 140mS/mm à $V_{GS}=-2V$.

Ces résultats préliminaires constituent un début prometteur mais demandent néanmoins, une optimisation du matériau et un prétraitement de la surface adéquat pour espérer de meilleures performances.

6.2. Mesures statiques et hyperfréquences

Le **tableau IV.20** présente un récapitulatif des mesures statiques et hyperfréquences obtenues sur les différents composants après recuit à 500°C.

	L_{GD} (μm)	I_{dss} (mA/mm) @ $V_{GS}=0V$	g_m (mS/mm) @ $V_{DS}=20V$	V_{gs} (V)	f_T (GHz)	f_{max} (GHz)
$2 \times (50 \times 0.4) \mu\text{m}^2$	2.5	655	100	-8	5	16
	1.5	690	65	-7	7.5	22
	2.5	534	68	-6	6.5	20
	3.5	482	78	-5	5	13.5
	3.5	391	53	-5	6	16.5
	2.5	416	51	-6	6	17.5
	3.5	399	50.5	-6	5	15
	3.5	405	45.7	-6	7	18
$2 \times (50 \times 0.8) \mu\text{m}^2$	1.5	690	70	-4	6	18
	2.5	655	122	-6	4.5	12.3
	3.5	671	-	-5	6	18.5
	1.5	688	-	-4	6	21.7
	2.5	534	79	-4	6.1	19.5
	3.5	482	78.6	-5	5.3	15.6
	1.5	402	60	-5	6.2	18
	2.5	485	40	-5	5	12
	2.5	385	41	-5	5.4	13.5
	3.5	350	42	-4	5.5	11.5
	2.5	390	53	-6	5.4	13
	3.5	379	55	-5	5.4	9.8
	2.5	-	-	-5	7.5	19.5
	3.5	405	45.7	-4	6.2	14.5
$2 \times (150 \times 0.6) \mu\text{m}^2$	1.5	550.0	66.7	-7	10	23
	2.5	450.0	56.7	-6	7.6	21
	3.5	406.7	66.7	-5	7.7	22
	2.5	500.0	49.3	-10	7.6	19.5
$2 \times (250 \times 0.4) \mu\text{m}^2$	1.5	534.0	74.0	-10	6.4	15.8
	2.5	460.0	70.0	-5	6.3	17
	3.5	402.0	75.0	-5	7	21
	3.5	330.0	74.0	-3	4	6
$2 \times (250 \times 0.8) \mu\text{m}^2$	1.5	500.0	80.0	-5	9.5	19.5
	2.5	370.0	62.0	-5	7.2	19.5
	3.5	376.0	64.0	-5	6.5	18

Tableau IV.20 : Récapitulatif des mesures statiques et hyperfréquences effectuées sur la couche MISHEMT avec un diélectrique de grille ZrO_2 de 30nm sans FP sur la couche PTC139. V_{GS} correspond à la tension de mesure de la fréquence de transition.

L'ensemble de ces résultats montre d'importants écarts sur le courant I_{DSS} qui semble provenir de la procédure de réalisation des contacts ohmiques par *digital etching*, contrairement aux résultats obtenus sur les MISHEMTs avec Si_3N_4 où les contacts ohmiques ont été réalisés à l'aide d'une gravure Ar^+ . En effet, dans ce dernier cas, les mesures obtenues sont plus homogènes.

7. MISHEMT avec diélectrique hBN

Cette étude est réalisée sur les couches A379 (HEMT sur Si(111)) et AEC930 (HEMT sur Al_2O_3). Les études menées sur le diélectrique hBN ont été développées pour préciser sa qualité cristalline, sa stoechiométrie, son orientation et ses propriétés électriques afin de l'utiliser comme isolant de grille pour la conception de HEMT. Là aussi, le choix de ce matériau est similaire à celui du Si_3N_4 qui consiste à amener en surface de la couche barrière AlGaN de l'azote afin de combler les lacunes

d'azotes en surface et consommer l'oxygène résiduelle en formant une nanocouche de B_2O_3 . La surface se trouve alors passivée et la densité de pièges en surface doit pouvoir être réduite. Les composants sont réalisés à partir du masque TWIST avec des grilles de $2\mu\text{m}$ et un développement de $100\mu\text{m}$. Les grilles de forme rectangulaires sont déposées sur le diélectrique hBN de 30nm d'épaisseur (en moyenne). Ce dernier est déposé par PECVD microondes (cf. chapitre 2) dans des conditions permettant d'orienter l'axe optique suivant la normale à la surface et faciliter l'accord en paramètre de maille.

7.1. Mesures Statiques

La figure IV.66 présente la caractéristique du contact de grille MIS $I_{GS}-V_{GS}$ pour un MISHEMT mesuré sous des conditions particulières ($H_2O < 0.1\text{ppm}$) pour réduire la sensibilité de la couche hBN à l'humidité relative à 300K [31]. Toutes les autres mesures sont réalisées dans les mêmes conditions. Ces mesures permettent de déterminer la résistivité électrique du film hBN (figure IV.66) qui est mesurée entre 3 et 13V et s'élève à $2.2 \times 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$.

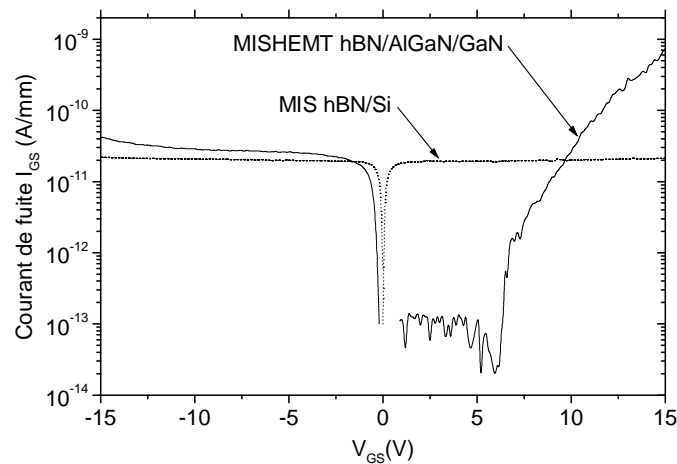


Figure IV.66 : Mesure de la caractéristique $I_{GS}(V_{GS})$ d'un composant MIS Au/Ni/hBN(30nm)/Si et d'un transistor MISHEMT Au/Ni/hBN(25nm)/AlGaIn/GaN/Al₂O₃ avec $L_G=2\mu\text{m}$ et $W=100\mu\text{m}$.

Un courant de fuite de 23pA/mm à $V_{GS}=+15\text{V}$ est mesuré sur la structure MIS. Ce courant de grille permet d'assurer la bonne qualité du matériau hBN sans recuit. Les tensions de claquage (V_{BR}) mesurées sur des structures MIS hBN (de 30nm d'épaisseur) sur substrat Si(100) sont supérieures à $+25\text{V}$ soit un champ de claquage de $8.3\text{-}10\text{MV/cm}$. A titre de comparaison, le champ de claquage du Al_2O_3 donne $5\text{-}27\text{MV/cm}$, celui du Si_3N_4 donne $7.5\text{-}9.5\text{MV/cm}$ et celui du SiO_2 donne 10MV/cm . La dispersion de ces résultats vient de la différence du procédé d'élaboration de la couche.

La figure IV.67 présente la caractéristique I-V avant et après la couche de passivation hBN entre deux contacts ohmiques séparés de $5\mu\text{m}$, d'une structure HEMT comportant des motifs TLM sans grille. Une augmentation notable du courant de saturation entre deux contacts ohmiques est observée après passivation (+34%). Ce phénomène est une conséquence souvent observée lorsque la quantité de pièges en surface est réduite. Le canal en électrons est par conséquent moins dépeuplé et permet d'accumuler davantage d'électrons.

En conséquence, cette passivation permet de protéger la surface du SC et de réduire le désordre à l'interface avec le SC.

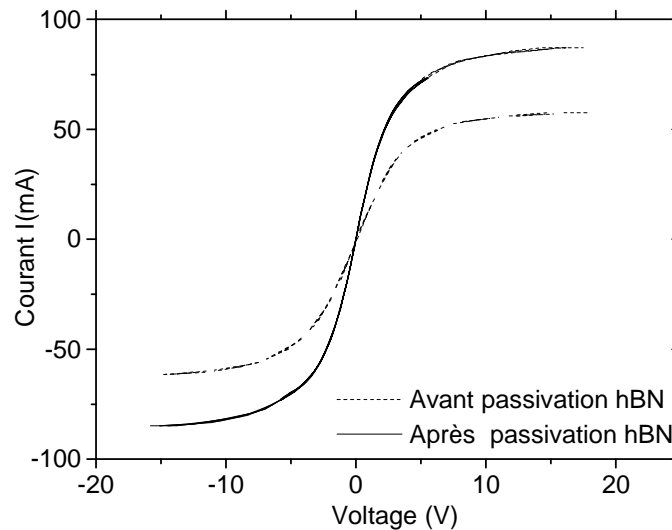


Figure IV.67 : Mesure de la caractéristique I-V entre deux contacts ohmiques espacé de 5µm sur une structure HEMT AlGaN/GaN avant et après passivation. L'épaisseur de la couche de passivation est de 30nm.

Ce résultat a été appliqué à la réalisation de transistors MISHEMT hBN/Al_{0.22}Ga_{0.78}N/GaN. Les détails sur les conditions de dépôt du film hBN sont disponibles dans le chapitre 2.

La caractéristique I_{ds}(V_{ds}) en régime de déplétion et d'accumulation (-7V à +8V) est présentée figure IV.68 pour les deux types de substrats utilisés (Si et Al₂O₃).

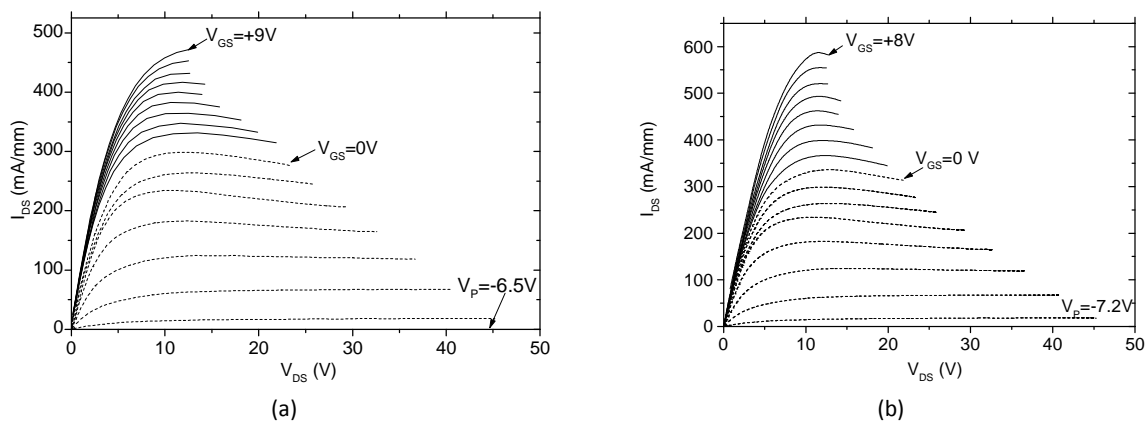


Figure IV.68 : Mesure de la caractéristique I_{DS}(V_{DS}) d'une structure MIS en régime de déplétion et d'accumulation : (a) hBN/HEMT/Si(111) (A379) et (b) hBN/HEMT/Al₂O₃ (AEC930) avec un pas de 1V (L_G=2µm, W=100µm, L_{GS}=2µm).

La figure IV.68-a montre que le courant de saturation maximum (I_{DSS}) obtenu sur Si(111) est de 475mA/mm en régime d'accumulation à une tension V_{GS} de +9V et pour une tension V_{DS} de +12V. La transconductance extrinsèque maximum g_m est de 65mS.mm⁻¹ à V_{GS}=-4V et la tension de pincement est de -6.5V.

La figure IV.68-b montre que le courant de saturation maximum (I_{DSS}) obtenu est de 590mA/mm en régime d'accumulation à une tension V_{GS} de +8V et une tension V_{DS} de +14V. La transconductance extrinsèque maximum g_m est de 60mS.mm⁻¹ à V_{GS}=-5V et la tension de pincement est de -7.2V.

Ces résultats montrent une commande de charge efficace en mode de déplétion et d'accumulation. Ils permettent de mettre en évidence le fort potentiel de cette passivation pour des applications de puissance.

7.2. Caractérisation des pièges de surface avec la passivation hBN

A. Etude par spectroscopie PLS³

L'évolution qualitative et quantitative de la densité de pièges en sortie de grille à l'interface hBN/AlGa_{0.2}N est obtenue en utilisant la technique PLS³ entre la grille et le drain. La figure IV.69-a montre l'évolution de quelques spectres de l'intensité de photoluminescence en fonction de la puissance d'excitation obtenus sur une structure MISHEMT hBN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN/Si(111). La figure IV.69-b montre l'efficacité de photoluminescence expérimentale déterminée à partir des spectres de la figure IV.69-a ainsi que l'efficacité de photoluminescence calculée. Le fit entre les points expérimentaux et la courbe $Y_{PL}(\phi)$ théorique montre un bon accord pour des sections efficaces de capture des états de surface pour les électrons (σ_n) et pour les trous (σ_p) respectivement de 10^{-16}cm^2 et de 10^{-18}cm^2 .

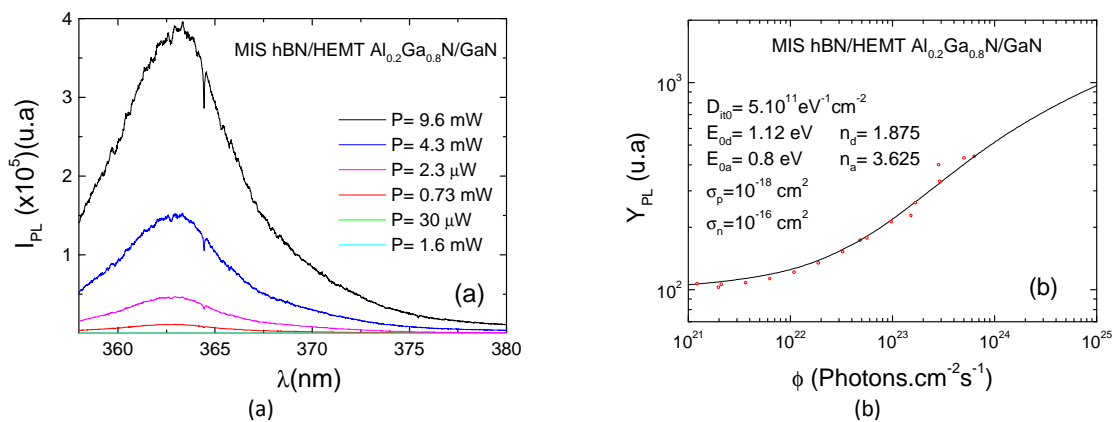


Figure IV.69 : (a) Spectres de l'intensité de photoluminescence de la structure MISHEMT hBN/Al_{0.2}Ga_{0.8}N/GaN/Si(111), (b) Efficacité de photoluminescence expérimentale (cercles) et théorique (trait) obtenue à partir d'un fit avec un algorithme génétique. Les paramètres du fit sont donnés sur la même figure.

La distribution de la densité d'états d'interface est tracée figure IV.70 pour les paramètres de fit obtenus à partir de la figure IV.69-b. Cette distribution admet un minimum de densité D_{it0} à $5 \times 10^{11} \text{eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$, valeur jamais obtenue sur une structure HEMT AlGa_{0.2}N/GaN sur silicium ou sur saphir. Cette faible valeur de ces niveaux d'énergie de pièges pourrait être expliquée par l'obtention d'une bonne qualité cristallographique à l'interface isolant/SC. Les états accepteurs E_{Oa} et les états donneurs E_{Od} sont situés respectivement à 0.8eV au dessus de E_{CNL} et à 1.12eV au dessous de E_{CNL} . La branche des donneurs D_{it} (eV) est plus réduite que celle des accepteurs. Cette branche est responsable de l'augmentation de l'efficacité de PL $Y_{PL}(\phi)$ pour des flux ϕ élevés. Ces pièges peuvent être assignés à des impuretés déposées lors de la croissance. Différents auteurs ont essayé d'attribuer les énergies d'activations pour hBN à des défauts tels que des vacances d'azote (V_N), des vacances complexes ($V_N\text{-B}$ et $V_N\text{-3B}$), des vacances de bore $V_N\text{-B}$, etc..., ou des impuretés complexes avec des atomes de carbone [32], [33], mais beaucoup d'incertitudes demeurent sur cette question.

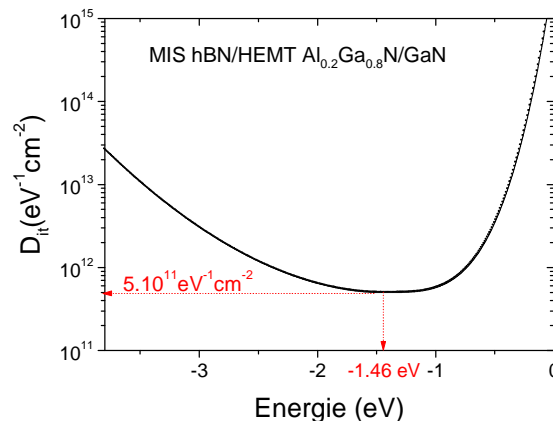


Figure IV.70 : (a) Distribution de la densité des états d'interface $D_{it}(E)$ obtenues à partir du fit représenté dans la figure IV.69-b.

La figure IV.71 montre l'évolution des quasi-niveaux de Fermi en surface de AlGaIn en fonction du flux de photons incidents.

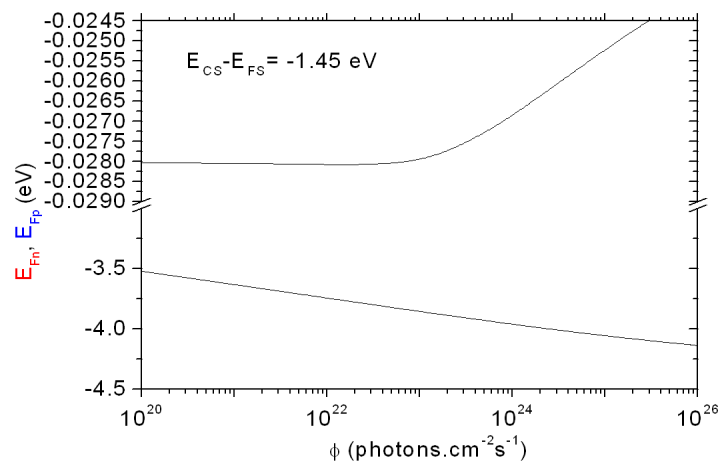


Figure IV.71 : Evolution des quasi niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} dans le cas d'une passivation hBN sur AEC930.

L'ensemble de ces résultats montre que le diélectrique hBN est très prometteur. Une analyse de ses performances en hyperfréquence va être réalisée dans le futur étant donné que le masque utilisé, ne permettait pas de faire les mesures de paramètres S_{ij} .

Partie 4 : Grilles nitrures décollées sur Si (001)

Une fois la technologie développée et optimisée (hormis la grille), nous l'avons appliquée sur une structure innovante HEMT AlGaIn/GaN sur substrat silicium (001) (A784) pour définir les potentialités de cette filière bas coût, en terme de puissance hyperfréquence. Les détails du procédé de fabrication sont donnés en annexe C. Les transistors réalisés possèdent un fossé de grille de 10nm réalisé par digital etching. La figure IV.72 représente la structure de couche et la topologie des transistors. La grille utilisée est en Pt/Ti/Pt/Au.

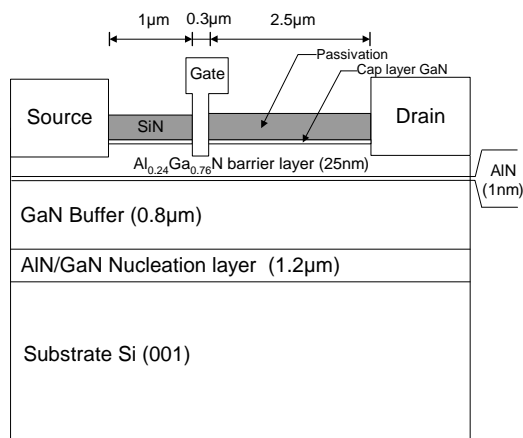


Figure IV.72 : Structure de la couche A784 sur substrat Silicium (001).

8.1. Mesures statiques

La figure IV.73 donne un exemple de caractéristique de sortie mesurée exhibant une densité de courant de drain (I_{DS}) de 600mA/mm à $V_{DS}=7V$ en canal ouvert. La tension de pincement obtenue est de -6V.

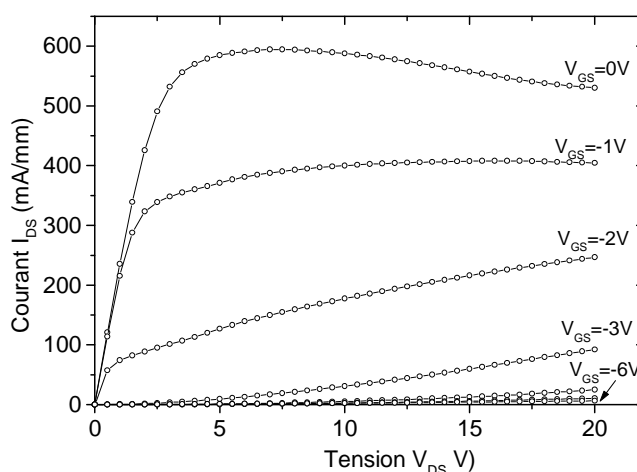


Figure IV.73 : Caractéristique de sortie d'un transistor $2 \times 150 \times 0.3 \mu m^2$ avec une distance grille-drain (L_{GD}) de 2.5 μm .

La figure IV.74 présente la transconductance (g_m) et le courant de la grille Schottky obtenus. La transconductance maximum vaut 200mS/mm pour une tension de grille de -2.2V et pour une tension de polarisation de drain V_{DS} de 20V. Avant recuit, dans les conditions de polarisation directe, la hauteur de barrière Schottky (Φ_b) est de 0.4eV associée à un coefficient d'idéalité (η) de 4. Après recuit, ces valeurs passent respectivement à 0.7eV et 2. Le courant de fuite de grille passe de 200 $\mu A/mm$ à 54 $\mu A/mm$ pour une tension de grille de -10V après un recuit à 350°C pendant 15mn sous N_2 . La tension de claquage à canal pincé en configuration transistor est proche de 200V.

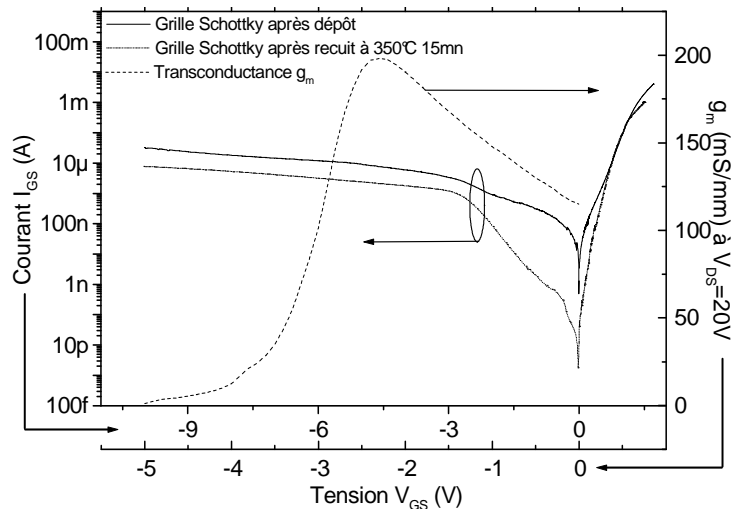


Figure IV.74 : Mesure de la transconductance g_m du transistor $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ AlGaN/GaN HEMT (distance grille-drain de $2.5 \mu\text{m}$). Caractéristique Schottky $I_{GS}(V_{GS})$ d'un transistor $1 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ avant et après recuit de grille.

8.2. Mesures hyperfréquences

Les mesures en petits signaux ont été réalisées sous pointes. La procédure de calibration est réalisée sur le wafer en utilisant la méthode TRM à l'aide d'un PNA (Power Network Analyser) 40GHz de type E8363B. Les paramètres S sont mesurés dans la gamme 25MHz-40GHz. La fréquence de coupure (f_T) est déterminée par extrapolation du gain en courant $|h_{21}|$. La fréquence maximum d'oscillation (f_{max}) est déterminée à partir du gain de Mason (figure IV.75). Les valeurs extrinsèques de f_T et f_{max} sont respectivement de 37GHz et 55GHz à $V_{DS}=20\text{V}$ et $V_{GS}=-2\text{V}$. Cette performance RF est attribuée à l'optimisation technologique du transistor. L'extension de la grille Γ , la grille décollée ainsi que la qualité du matériau (couche tampon hautement résistif) sont les paramètres qui ont permis d'obtenir ces performances à l'état de l'art.

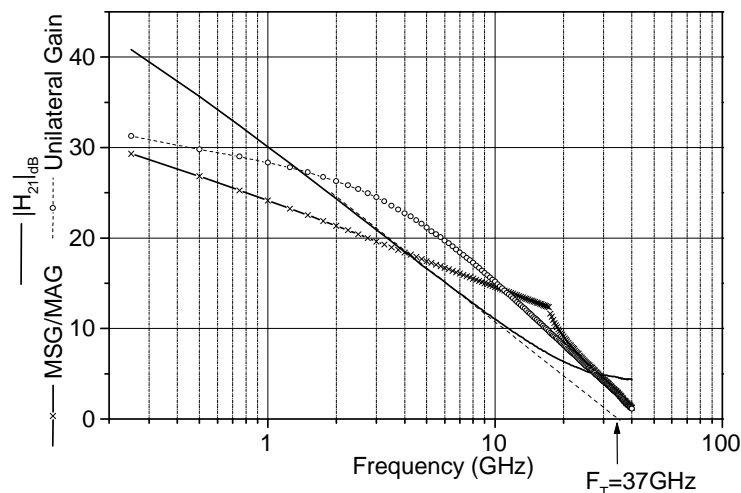


Figure IV.75 : Mesure du gain en courant et du gain maximum disponible en fonction de la fréquence pour un transistor $2 \times (150 \times 0.3 \mu\text{m})^2$.

8.3. Mesures pulsées

Les mesures pulsées permettent de minimiser l'effet de l'auto-échauffement du transistor. Il est alors possible de "contrôler" l'énergie d'activation des pièges, donc leur effet sur les caractéristiques du

composant. Cette méthode permet aussi de situer la position des pièges responsables de la caractéristique mesurée (sous la grille, en surface et/ou dans la couche barrière AlGaN).

La **figure IV.76** montre la caractéristique de sortie du transistor en DC pulsée $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ pour différent point de polarisation : $V_{DS0}=0V$ et $V_{GS0}=0V$ utilisé comme point de polarisation de référence, $V_{DS0}=0V$ et $V_{GS0}=-6V$ permettent d'estimer l'effet du *gate-lag* et $V_{DS0}=20V$ et $V_{GS0}=-6V$ permettent d'estimer l'effet du *drain-lag*. Le temps des impulsions est de 400ns avec un rapport cyclique de 0.4%.

Les pièges, activés lors de la mesure en régime statique, restent dans l'état imposé par le point de polarisation en mode DC pulsé car ils n'ont pas le temps de changer d'état [34]. Ils ne participent pas à la conduction dans ce cas. A $V_{DS0}=20V$, le courant chute de 11% et 25% respectivement à cause des effets de *gate* et *drain lag* montrant que les phénomènes de pièges sont suffisamment faibles pour envisager des mesures en puissance hyperfréquence. Néanmoins, une augmentation de la tension de coude est observable (**figure IV.76**).

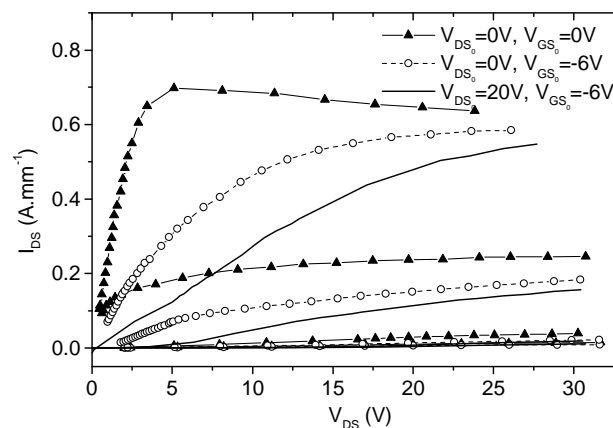


Figure IV.76 : Caractéristique pulsée $I_{DS}(V_{GS}, V_{DS})$ pour différent point de polarisation sur un transistor $2 \times (150 \times 0.3) \mu m^2$ avec V_{GS} variant de 0V à -6V par pas de 2V.

8.4. Mesures en puissance hyperfréquence

Des mesures en régime non-linéaire ont également été effectuées. Le système de mesures utilisé est un banc de mesure en ligne où l'on peut adapter le transistor en entrée et en sortie à l'aide de charges actives [35]. La fréquence de mesure est de 10GHz. La polarisation des composants à été choisie en classe A et AB légère afin d'avoir le maximum d'excursion en courant et en tension. Le transistor mesuré a un développement de $2 \times (150 \times 0.3) \mu m^2$ avec une distance grille-drain de 2.5µm. A une polarisation de drain $V_{DS}=30V$ et $V_{GS}=-2V$, le composant montre de très bonnes performances en puissance (**figure IV.77**).

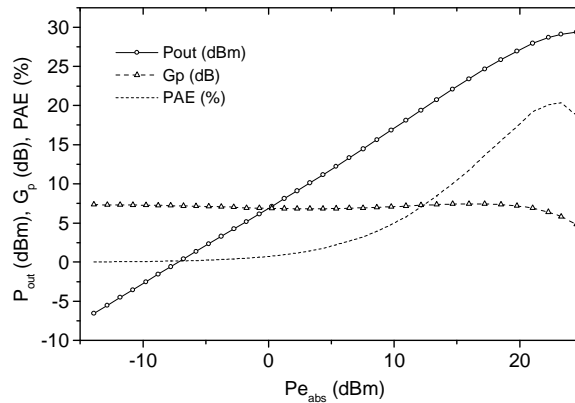


Figure IV.77 : Résultat de densité de puissance de sortie, de rendement, de gain et de courant de grille d'un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat silicium (001) à $f=10\text{GHz}$ pour un $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ ($V_{DS}=30\text{V}, V_{GS}=-2\text{V}$).

Une puissance de sortie de 2.9W/mm est obtenue, associé à un PAE de 20% et un gain linéaire d'environ 7.4dB pour $V_{DS}=30\text{V}$ et $V_{GS}=-2\text{V}$. Les mesures ont également été réalisées à $V_{DS}=30\text{V}$ et $V_{GS}=-3\text{V}$. Dans ce cas, le gain linéaire augmente à 15dB mais on obtient pour les deux types de polarisation le même gain en puissance d'environ 5dB à la puissance de sortie maximale. En classe AB, la puissance de sortie chute à 2.65W/mm associée une PAE de 22% (cf figure IV.78). Ce résultat est très prometteur pour les transistors de puissance à base de matériau III-N sur substrat Silicium (001). Ceci constitue un état de l'art en puissance à une fréquence de 10GHz sur ce type de substrat.

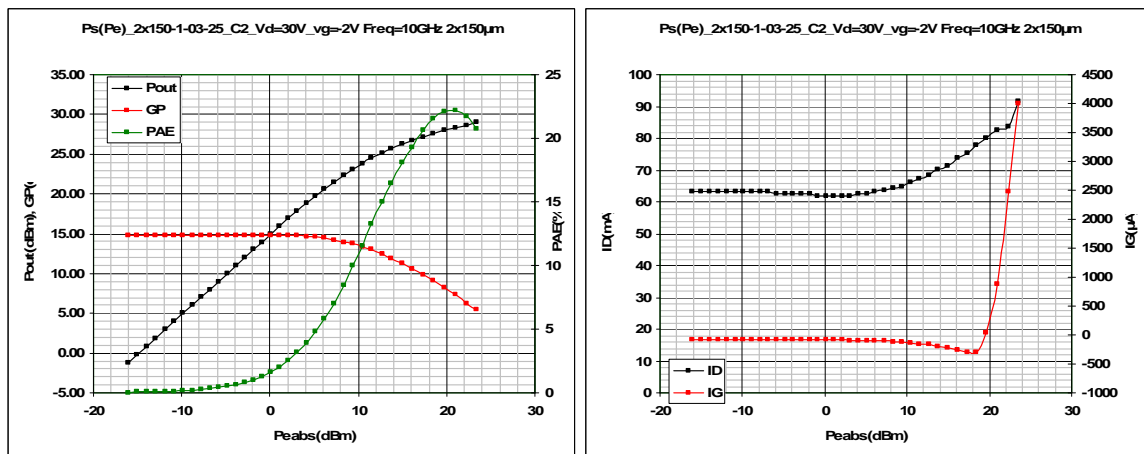


Figure IV.78 : Puissance de sortie d'un HEMT AlGaIn/GaN sur substrat silicium (001) à $f=10\text{GHz}$ pour un $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ ($V_{DS}=30\text{V}, V_{GS}=-3\text{V}$).

9. Conclusion

Une étude poussée sur les contacts Schottky des transistors HEMT AlGaIn/GaN sur substrat Si(111) a été entreprise. Elle a montré que si la grille est déposée par évaporation, une passivation et un recuit longue durée sont nécessaires afin d'obtenir une commande de grille Schottky acceptable. Les courants de génération et recombinaison responsables de la fuite en surface ont pu être neutralisés par ces procédés long et coûteux. Dans le cas où la métallisation est réalisée par pulvérisation cathodique, le contact Schottky obtenu a montré être de bien meilleure qualité après recuit en comparaison au cas précédent. L'influence de la contrainte du métal sur la barrière et la neutralisation des pièges de surface ont permis d'améliorer le comportement électrique du contact Schottky d'une manière drastique. Des mesures par XPS, DRX et HRTEM effectuées sur le contact TiN/AlGaIn ont permis de mettre en évidence la formation d'une nanocouche de TiO_2 à l'interface MS

en réduisant les courants de fuites et en augmentant la hauteur de barrière Schottky effective grâce à une réduction du pincement du niveau de Fermi en surface. Les mécanismes de conduction du courant sont basés sur l'effet tunnel après dépôt, à un courant par effet tunnel assisté par effet de champ (TFE) et thermoïonique assisté par effet de champ (FE) en polarisation directe, après recuit. En polarisation inverse, le courant de fuite est de type génération-recombinaison et est négligeable. Des transistors en grille nitrure TiN/Au ont montré une réduction drastique des pièges de surface à partir des mesures pulsées.

Pour améliorer les performances des transistors HEMT, nous avons réalisé des composants avec FP, lesquels ont permis de mettre en évidence la présence de pièges. L'électrode de FP permet de réduire leur influence sur les caractéristiques, tout au moins en statique. Le FP permet d'augmenter les tensions de claquage des composants, lesquelles sont d'autant plus élevées que la distance grille-drain l'est aussi.

Afin d'essayer de minimiser les pièges de surface, nous avons testé de nouveaux diélectriques et réalisé des composants MOSHEMT et MISHEMT à base de ZrO_2 , Si_3N_4 et hBN. Les premiers résultats obtenus sur ce type de composant, montrent des courants similaires à ceux publiés dans la littérature. Des fréquences de transition de 10GHz ont pu être obtenues avec des grilles de 800nm avec le diélectrique ZrO_2 . Pour augmenter la résistivité de ce dernier, un recuit optimisé à 500°C a été nécessaire et a permis d'améliorer sa cristallinité et réparer le désordre d'interface avec la couche barrière.

Des composants MISHEMT avec hBN comme isolant de grille, ont été réalisés et ont permis de réduire drastiquement la densité de pièges en surface ainsi qu'une forte résistivité au courant.

Une dernière partie a permis d'établir les potentialités en puissance hyperfréquence avec une hétérostructure AlGaIn/GaN sur substrat bas coût Si(001). Les résultats obtenus sont au niveau de l'état de l'art, aussi bien en fréquence de transition qu'en densité de puissance de sortie avec 37GHz de f_T et 2.9W/mm à 10GHz.

Référence bibliographique

-
- [1] K. Wang, R.X. Wang, S. Fung, C.D. Beling, X.D. Chen, Y. Huang, S. Li, S.J. Xu, M. Gong, Mater. Sci. Eng. B **117** (2005) 21.
- [2] H.J Wang, L. He, J. Electron. Mater. **27** (1998) 1272.
- [3] Z. Benamara, B. Akkal, A. Talbi, B. Gruzza, Mat. Sci. Eng. C **26** (2006) 519.
- [4] J.D. Guo, F.M. Pan, M.S. Feng, R.J. Guo, P.F. Chou, C.Y. Chang, J. Appl. Phys. **80** (1996) 1623.
- [5] N. Miura, T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, T. Ozeki, H. Ishikawa, T. Egawa, T. Jimbo, Solid- State Electron. **48** (2004) 689.
- [6] R. Mehandru, S. Kang, S. Kim, F. Ren, I. Kravchenko, W. Lewis, S.J. Pearton, Mater. Sci. Semicond. Proc. **7** (2004) 95.
- [7] F.D. Auret, S.A. Goodman, G. Myburg, F.K. Koschnick, J.M. Spaeth, B. Beaumont, P. Gibart, Physica B **84-87** (1999) 273.
- [8] C.K. Ramesh, V. Rajagopal reddy, C.-J. Choi, Mater. Sci. Eng. B **112** (2004) 30.
- [9] J.P. Ao, D. Kikuta, N. Kubota, Y. Naoi, Y. Ohno, IEEE Electron Device Letters **24** (2003) 500.
- [10] W.E. Spicer, I. Lindau, P. Skeath, C.Y. Su, P. Chye, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 420.
- [11] J. Y. Duboz, F. Binet, N. Laurent, E. Rosencher, F. Scholz, V. Harle, O. Briot, B. Gil, R. L. Aulombard, Proc. Mater. Res. Soc. Symp. **449** (1996) 1085.
- [12] E. H. Nicollian, A. Gortzberger, Bell Syst. Tech. J. **46**, (1967) 1055.
- [13] Z. Benamara, B. Akkal, A. Talbi, B. Gruzza, Materials Science and Engineering C **26** (2006) 519-522.
- [14] T. Nanjo, T. Oishi, M. Suita, Y. Abe, Y. Tokuda, Appl. Phys. Lett. **88**, (2006) 043503.
- [15] H. Z. Wu, T. C. Chou, A. Mishra, D. R. Anderson, J. K. Lampert, S. C. Gujrathi, Thin Solid Films **191**,(1) (1990) 55-67.
- [16] F. Pandovani, R. Stratton, Solid-State Electron. **9** (1966) 695.
- [17] L.F. Wagner, R. W. Young, A. Sugerman, "A note on the correlation between the Schottky-diode Barrier height and the ideality factor as determined from I-V measurements", IEEE Electron Device Letters, **4** 9 (1983) 320-322.
- [18] N. Onojima, M. Higashiwaki, J. Suda, T. Kimoto, T. Mimura, T. Matsui, "Reduction in potential barrier height of AlGaIn/GaN heterostructures by SiN passivation", J. Appl. Phys. **101** (2007) 043703.
- [19] P. Patsalas, S. Logothetidis, J. Appl. Phys. **90** (2001) 4725.

-
- [20] F. Fabreguette, L. Imhoff, M. Maglione, B. Domenichini, M. C. Marco de Lucas, P. Sibillot, S. Bourgeois, M. Sacilotti, *Chem. Vap. Deposition* **6**, (3) (2000) 109-114.
- [21] L. Porte, L. Roux, J. Hanus, "Vacancy effects in the x-ray photoelectron spectra of TiN_x ", *Phys. Rev. B* **28** (1983) 3214-3224.
- [22] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, K. J. Duxstad, E. E. Haller, Z-F. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, A. E. Botchkarev, H. Morkoc, *Appl. Phys. Lett.* **69**, (1996) 1556-1558.
- [23] H. Kim, J. Lee, Dongmin, W. Lu, *Appl. Phys. Lett.* **86**, (2005) 143505.
- [24] A.V. Vertiatchikh, L. F. Eastman, W.J. Schaff, T. Prunty, *Electron. Lett.* **38** (2002) 388.
- [25] W.I. Lee, T.C. Huang, J.D. Guo, M.S. Feng, *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 1721.
- [26] T. Okino, M. Ochiai, Y. Ohno, S. Kishimoto, K. Maezawa, T. Mizutani, *IEEE Electron. Dev. Lett.* **25** (2004) 523.
- [27] M. Mattalah, A. Telia, A. Soltani, J.-C. De Jaeger, P. Thevenin, A. Bath, B. Akkal, H. Abid, "Study of the hBN/InP interface by deep level transient and photoluminescence spectroscopies", *Thin Solid Films* **516** (2008) 4122-4127.
- [28] E. Kohn, I. Daumiller, M. Kunze, M. Neuburger, M. Seyboth, T.J. Jenkins, J.S. Sewell, J.V. Norstand, Y. Smorchkova, U.K. Mishra, *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **51** (2003) 634.
- [29] R. Vetury, N.Q. Zhang, S. Keller, U.K. Mishra, *IEEE Transactions on Electron Devices* **48** (2001) 560.
- [30] K. Balachander, S. Arulkumaran, H. Ishikawa, K. Bashar, T. Egawa, "Studies on electron beam evaporated $ZrO_2/AlGaN/GaN$ metal-oxide-semiconductor high-electron-mobility-transistor", *Phys. Stat. Sol. (a)* **202** 2 (2005) R16-R18.
- [31] A. Soltani, P. Thevenin, A. Bath, "Optical properties of boron nitride thin films deposited by microwave PECVD", *Materials Science and Engineering* **82**(1) (2001) 170-172.
- [32] A.V. Kabyshev, V.M. Kezkalo, V.V. Lopatin, L.V. Kerikov, Y. P. Surov, L.N. Shiyan, *Phys. Status Solidi A* **126** (1991) K19.
- [33] R. Yahyazadeh, A. Asgari, M. Kalafi, *Physica E33* (2006) 77.
- [34] C. Gaquière, communication interne, IEMN.
- [35] M. Werquin, Thèse de doctorat, soutenue à Lille, 2005.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux décrits dans cette thèse, correspondent à la conception et à la réalisation de transistors de puissance à base de nitrure de gallium pour l'amplification de puissance en bandes X (8-12 GHz) sur substrat bas coût Si(111) et Si(100).

L'état des connaissances actuelles relatives aux transistors à base de nitrure de gallium exige une connaissance précise des origines physiques responsables de la limitation de leurs performances. Dans ce but, des techniques adéquates ont été développées afin de mettre en exergue les phénomènes physiques intervenant dans le dysfonctionnement de ces composants. L'évolution continue des hétérostructures demande de constantes rétroactions avec le procédé technologique. C'est pourquoi, l'approche utilisée a consisté au développement et à l'optimisation des briques technologiques de base, associée à l'analyse physique indispensable à l'optimisation des choix technologiques.

Le premier chapitre relate les propriétés physiques des semiconducteurs de la filière nitrure de gallium (Al,Ga)N en mettant l'accent spécifiquement sur l'aspect polaire de ces matériaux avec notamment les polarisations spontanée et piézoélectrique, l'état des connaissances sur les propriétés de transport du GaN et AlN déterminé par Monte Carlo et technique ab-initio, ainsi que la nature de l'hétérostructure AlGaN(/AlN)/GaN et l'origine des électrons dans le puits 2D.

Un modèle analytique 1D a été établi de manière à permettre d'étudier l'impact du design de l'hétérostructure sur les différents paramètres physiques liés au fonctionnement du transistor. Il en ressort que la tension de pincement est plus sensible à l'épaisseur de la couche barrière AlGaN qu'à la variation de son taux d'aluminium. Une épaisseur critique de la couche barrière AlGaN est déterminée et relate la valeur minimale à partir de laquelle le puits 2D est formé à l'interface AlGaN/GaN.

L'ajout d'une couche espaceur en AlN dans la couche barrière en aval à la couche tampon de GaN, montre qu'il est possible d'améliorer le confinement des électrons ainsi que leurs propriétés de transport dans le puits 2D. Une couche de cap de GaN épaisse engendre la formation d'un puits de trous à l'interface GaN/AlGaN. La présence d'une couche de cap nanométrique réduit la densité d'électrons dans le puits 2D et augmente par la même occasion la hauteur de barrière de potentiel en surface.

Une première ébauche de modèle électromécanique est établie et permettra par la suite d'estimer avec plus de rigueur la hauteur de barrière MS sur ces hétérostructures et de prendre en considération les charges de surface sur les potentialités de ces épitaxies.

Le second chapitre regroupe l'ensemble des activités technologiques réalisées en salle blanche. Différentes étapes technologiques constituant les verrous technologiques sont revues en détails. Une étude sur la gravure fine de la couche barrière AlGaN et GaN a été réalisée à l'aide de différentes techniques de gravure. Des vitesses de gravures du GaN de l'ordre de 10 à 15nm/mn ont pu être obtenues avec une rugosité de fond de gravure proche de la rugosité de l'échantillon initial (2.2nm) à l'aide d'un plasma ICP Cl₂/Ar/CH₄.

La technique de gravure par *digital etching* a été appliquée pour réaliser les fossés de grille et de contact ohmique dans le cas des hétérostructures ayant un espaceur AlN. La vitesse de gravure est de 0.6nm/cycle sur Al_mGa_{1-m}N (m<30%).

Le fossé de grille ainsi obtenu montre des rugosités de surface plus faibles qu'après épitaxie. Le fossé de contact ohmique montre que la résistance de contact se dégrade ($R_c \approx 0.9 \Omega \cdot \text{mm}$) et dépend fortement de l'épaisseur de la couche de cap. Pour palier à ce problème, la technique IBE (au canon à Ar^+) a été utilisée pour réaliser le fossé de contact ohmique. La résistance de contact montre alors une amélioration drastique en passant de $2.14 \Omega \cdot \text{mm}$ sans gravure à $0.3 \Omega \cdot \text{mm}$ lorsque la métallisation se situe à 6nm du gaz 2D. Le recuit utilisé a été optimisé à 870°C pendant 30s. Cette méthode est très efficace sur l'ensemble des plaques processées et parfaitement homogène. L'ajout de Ta dans le schéma de métallisation a permis de réduire la rugosité de surface de ces contacts ohmiques sans dégrader fortement la résistance de contact.

Un modèle semi-analytique, prenant en compte les effets de proximité et les vitesses de développement des résines a été développé, de manière à appliquer les paramètres de correction obtenus au masqueur électronique tout en réduisant le nombre de tests d'écriture pour la réalisation de motifs submicrométriques. Une grille en Té avec une longueur de grille de 110nm a pu être réalisée avec succès au moyen d'un tricouche de résine obtenu par cette méthode.

Une grille nitrure à tête décollée a été réalisée afin de réduire les capacités parasites et ainsi pouvoir monter en fréquence en utilisant une couche sacrificielle en germanium.

Nous avons montré qu'il était possible de réaliser des grilles en Té et des grilles nitrures, déposées en TiN/Au par pulvérisation cathodique entre autres. Nous avons montré qu'il est possible de réaliser des grilles de 40nm de pied de grille avec un double *FieldPlate*.

Différentes topologies innovantes de FP ont été conçues puis réalisées afin d'améliorer les performances en puissance des composants élaborés en augmentant leur tension de claquage.

Une alternative à ces transistors HEMT est le transistor MISHEMT. Ce dernier présente des courants de fuite en surface nettement réduits en comparaison à la technologie conventionnelle. Mais elle constitue aussi une brique de base pour l'élaboration des transistors HEMT avec FP isolé. L'analyse de différents matériaux isolants comme le hBN, le ZnO et le ZrO_2 , a été entreprise pour réaliser des transistors MISHEMTs et montre qu'ils constituent tous de bons diélectriques isolants.

Le troisième chapitre a été consacré à la physique et la modélisation des contacts ohmiques et Schottky.

L'analyse de la formation du contact ohmique sur GaN et AlGa_xN/GaN à différentes températures montre que la réactivité du titane forme une couche de TiN favorisant la conduction par effet tunnel. L'aluminium dans le schéma de métallisation du contact ohmique est nécessaire pour réduire la réactivité du titane et évite ainsi une augmentation brutale de la résistance carrée du contact formé.

Une analyse XPS du contact ohmique montre qu'après recuit, le contact ohmique constitue un alliage de (Al,N,Ga,Ni) sous une fine couche de $\text{TiN}_x(\text{Al}_y)$. Trois métallisations ont fait l'objet de mesures électriques en température. Cette étude montre que le mécanisme de conduction essentiellement observé est attribué à l'effet tunnel assisté par effet de champ via des centres donneurs profonds de type lacunes d'azotes présentes en surface ou en volume de la couche barrière AlGa_xN.

Le modèle TLM à deux couches ayant montré ses limites dans notre cas, nous avons opté pour un modèle plus rigoureux à trois couches afin d'expliquer l'impact de la formation d'agrégats formé à l'interface MS sur les caractéristiques électriques du contact ohmique : c'est le modèle TLTLM.

Ce modèle est appliqué pour expliquer l'évolution de la formation du contact ohmique en fonction de la profondeur du fossé de contact ohmique réalisé par gravure IBE.

Une autre étude est présentée pour tenter d'expliquer la différence entre les hauteurs de barrière mesurées et calculées. Le premier modèle basique a consisté à introduire une fine couche d'oxyde entre le métal et le SC AlGa_xN permettant de passiver les pièges de surface et de prendre en compte les états de surface. Ce dernier a montré ne pas pouvoir expliquer quantitativement les mesures expérimentales. Le second modèle a consisté à évaluer la hauteur de barrière d'une structure MESFET sur AlGa_xN et à la corriger en prenant en compte la force image, les effets de polarisation spontanée et la présence d'un gaz d'électrons comme dans le cas d'une hétérostructure AlGa_xN/GaN. La contrainte de surface est un paramètre essentiel influençant la hauteur de barrière Schottky dont

la valeur diminue avec cette dernière. Une étude expérimentale a été entreprise pour corroborer ce résultat avec des épaisseurs de couches de passivation différentes et montre aussi (par PLS3) une réduction de la densité de pièges à $3.05 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ à l'interface (SiO₂/SiN)/AlGaN dans le cas de la passivation la plus épaisse.

L'ensemble de ces études permettent alors de mieux appréhender la structure HEMT passivée avec *Field Plate*. Un modèle semi-analytique est utilisé pour optimiser le design de cette électrode de champ plat en fonction de la géométrie du transistor et de l'épaisseur de la couche de passivation utilisée.

Le quatrième chapitre consiste à présenter les résultats de caractérisations électriques des composants réalisés. Cela débute avec une description du comportement électrique de différents contacts Schottky déposés par évaporation au canon à électrons. Le contact Mo/Au avec désoxydation et sans gravure physique recuit à 500°C pendant 20mn présente la commande de grille la plus efficace sur un HEMT AlGa_N/Ga_N/Si(111). Une amélioration reste encore possible après passivation et recuit longue durée. Pour l'ensemble des cas traités, le traitement de surface montre avoir un impact non négligeable sur la hauteur de barrière Schottky et le courant de génération-recombinaison. Nous avons vu au chapitre 3 que la contrainte de surface a un impact sur les caractéristiques du contact Schottky et qu'il serait plus judicieux de le réaliser par pulvérisation. Dans ce cadre, une étude matériau a permis d'optimiser les conditions de dépôt d'une fine couche de TiN déposée par pulvérisation cathodique. Elle met en évidence une contrainte résiduelle superficielle de 4.6GPa après dépôt et diminue à 4.9MPa après recuit. Nous avons alors optimisé l'épaisseur et les conditions de recuit du contact Schottky Au/TiN/AlGa_N/Ga_N/Si(111). Ce dernier exhibe un courant de fuite en polarisation inverse amélioré de 9 ordres de grandeurs à -30V et la hauteur de barrière maximale s'élève à 1.1eV à 300K pour un coefficient d'idéalité de 1.41. Des mesures C-V montrent que la structure présente peu ou pas de pièges observables à l'exception certainement d'un niveau profond dans la couche tampon. Le mécanisme de transport majoritaire est gouverné par l'effet thermoionique assisté par effet de champ. Des analyses XPS montrent qu'à l'interface TiN/AlGa_N, une nanocouche de TiO_x et GaO_y se forme, réduisant les dopants naturels en surface de la couche barrière AlGa_N. L'épaisseur physique de la barrière de potentiel s'en trouve alors augmentée limitant considérablement le courant tunnel à travers la jonction aussi bien en polarisation inverse que directe. Aussi, le niveau de Fermi à l'interface TiN/AlGa_N se déplace après recuit vers la bande de valence de façon à augmenter la hauteur de barrière Schottky.

Des transistors réalisés avec ce type de grille en technologie nitrure exhibent des fréquences de transition de 27GHz pour des longueurs de grille de 100nm. Des mesures pulsées montrent un effet mineur de *gate et drain lag*.

Des mesures en DC et en hyperfréquence sur les différentes topologies de FP sont présentées. Il est observé une réduction de l'impact des pièges de surface grâce à la présence de l'électrode de champ plat (FP). Les fréquences de transition de chaque topologie de FP montrent ne pas être pénalisées par la présence du FP et correspondent à des valeurs supérieures à 15GHz. Les mesures de tensions de claquage sur les composants avec FP sont doublées lorsque le FP est relié à la grille ou laissé flottant. L'objectif sur l'utilisation de ces composants en bande X est donc atteint.

Les résultats électriques préliminaires sur les composants MISHEMTs à l'aide de ZrO₂ et Si₃N₄ présentent des densités de courant respectivement d'environ 500mA/mm et 700mA/mm associées à des fréquences de transition de 7GHz et 12GHz. Le MISHEMT avec diélectrique hBN est capable de travailler en régime d'accumulation et permet de doubler le courant dans le transistor. La densité de

pièges en surface obtenue avec ce diélectrique est déterminée par PLS3 et est évaluée à $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$.

L'ensemble des technologies développées dans le cadre de cette thèse est appliqué sur l'hétérostructure A784. Les transistors avec grille nitrure à tête décollée exhibent des courant de 600mA/mm. La fréquence de transition est de 37GHz pour une longueur de grille de 300nm. Un état de l'art en puissance est obtenu avec 2.9W/mm à 10GHz sur substrat Si(100).

Perspectives

Ce travail a permis de mettre en évidence de nombreux verrous technologiques et offre de multiples perspectives pour réaliser des transistors de puissance pour la montée en fréquence.

A court terme, il serait judicieux d'utiliser le modèle TLTLM pour expliquer l'évolution de la formation du contact ohmique en fonction de la température de recuit utilisée. Il en est de même du modèle électromécanique qui peut être mis à profit pour mieux appréhender l'impact de la densité d'états de surface.

L'étude sur le contact Schottky TiN/HEMT nécessite quelques mesures physiques complémentaires comme le microRaman par exemple pour différencier la nature du TiO_x entre ses phases anatase et rutile.

Une analyse rigoureuse des états de surface par sonde de Kelvin, par PLS3 ou autres techniques doit être réalisée en fonction des traitements de surface utilisés ou à modifier afin de mieux appréhender les mécanismes et la cinétique de ces pièges de surface ou interface encore trop mal connus dans les matériaux à LBI comme le nitrure de gallium.

Côté technologique, l'étude sur le MISHEMT avec hBN comme diélectrique de grille doit se poursuivre afin d'établir notamment, ses potentialités en puissance hyperfréquence avec des grilles submicroniques. Quant au ZrO_2 , il est nécessaire d'optimiser les conditions de dépôt avant de reprendre l'étude réalisée. Le matériau ZnO reste un candidat potentiel très intéressant mais il est nécessaire au préalable d'être en mesure de réaliser l'épitaxie de ce matériau sur nos hétérostructures.

Des investigations sur le développement de la technologie des composants HEMTs de puissance est envisagées sur substrat Si(110) et de déterminer les potentialités de cette filière, compatible avec les technologies Silicium.

ANNEXES

Table des matières

1. Méthode de caractérisation optique	275
1.2 Luminescence à l'aide d'un spectromètre microRaman (SMR)	275
1.3. Description des processus en photoluminescence	275
Processus de génération- recombinaison	275
Processus de recombinaisons radiative et non radiative dans le volume du semi-conducteur	276
Technique de caractérisation	280
1. Technique PLS³ :	280
Description des méthodes numériques	284
1- Méthodes déterministes	284
2- Méthodes stochastiques (ou aléatoires)	284
Algorithmes génétiques	285
Mécanismes d'un algorithme génétique	285
Critère de terminaison	286
Description des phénomènes physiques liés au contact ohmique et au contact Schottky	287
1. Contact ohmique	287
1.1 Méthodes de caractérisation d'un contact ohmique	289
1.1.1 Méthode TLM (Transmission Line Method)	289
Calcul des résistances de contact R_c et R_e	291
Calcul de la résistance spécifique de contact ρ_c	292
Cas particulier de la méthode TLM	292
1.1.2 Le modèle TLTLM	292
Calcul des résistances de contact R_c et R_e :	293
2. Contact Schottky	296
2.1 Les courants dans une diode Schottky	297
Polarisation directe	297
Polarisation inverse	297
Procédé de réalisation de la grille nitrure à tête décollée	300
Description des différentes hétérostructures utilisées	301

ANNEXES

Annexe A

1. Méthode de caractérisation optique

1.2 Luminescence à l'aide d'un spectromètre microRaman (SMR)

Les mesures ont été réalisées à température ambiante sur un microspectrophotomètre Jobin Yvon UV. Ce microspectromètre est équipé d'un microscope confocal, d'un spectrographe de 800mm de focale et d'un détecteur CCD. Le système est dédié aux mesures dans l'UV. Ce dernier est couplé à un laser à l'état solide UV ($\lambda=266\text{nm}$). Le diamètre du spot laser sur la surface des échantillons avoisine les $1.6\mu\text{m}$. La puissance d'excitation est de 230mW au laser et de 9.6mW sur l'échantillon au maximum. A l'aide de filtres, il est possible de réduire les puissances sur la cible (4.3mW, 2.3mW, 0.73mW et $30\mu\text{W}$). D'autres appareils similaires ont été utilisés pour lesquels les longueurs d'onde peuvent varier à partir de sources excitatrice à 488nm (bleu), 514.5 et 547nm (vert) et 632nm (rouge) en fonction de la nature du matériau à analyser. La résolution spatiale y est meilleure ($<1\mu\text{m}$). La profondeur de pénétration peu être ajustée avec un pas minium de $1\mu\text{m}$.

1.3. Description des processus en photoluminescence

La photoluminescence peut-être définie comme la radiation photonique produite par un semi-conducteur à la suite d'une excitation lumineuse. Au sein d'un SC, on identifie 3 types de transitions (Figure A.1) parmi lesquelles on différencie celles qui sont radiatives (émission de photons) et celle non radiatives. Les transitions radiatives dites inter-bande sont à leur tour classifiées selon la configuration des bandes du semi-conducteur en transitions directes et indirectes. Dans le premier type, la recombinaison radiative de la paire e-h s'effectue de façon directe alors que dans le cas d'une transition de type indirecte, la recombinaison se fait via l'intervention d'une troisième particule à savoir le phonon (vibration du réseau cristallin), afin de conserver le vecteur d'onde k total de la transition.

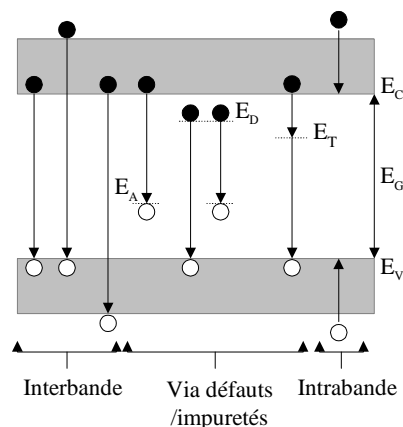


Figure A.1 : Transitions principales au sein d'un semi-conducteur.

La spectroscopie de photoluminescence est très intéressante car non destructive. Elle ne requière pas de préparation spécifique du matériau ou l'élaboration d'un composant spécifique.

Processus de génération- recombinaison

Une radiation lumineuse appliquée à la surface d'un semi-conducteur est en partie réfractée et/ou absorbée par ce dernier. Dans le cas d'une source ponctuelle (cas d'un faisceau localisé), la densité de flux de photons $\phi(x)$ est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$\phi(x) = \phi_0(1 - R_s)e^{-\alpha x} \tag{A.12}$$

R_s et α sont respectivement les coefficients de réflexion et d'absorption de la lumière et ϕ_0 est la densité de flux des photons incidents.

Si l'énergie des photons incidents est plus grande que celle de la bande interdite du semi-conducteur ($h\nu > E_g$, ν est la fréquence de l'onde), il y a génération de paires électron-trou (e-h) (Figure A.2). Le semi-conducteur est alors dans un état hors équilibre. Si chaque photon absorbé crée une paire e-h, le taux de génération G qui est le nombre de paires e-h générées par unité de volume et par unité de temps est donné par : $G(x) = \alpha P_{opt}(x) / (h\nu A)$ (A.13a)

Où P_{opt} est la puissance optique et A est la surface excitée.

Lorsque la lumière est absorbée par le SC, la puissance optique diminue avec la distance. Cet effet est décrit mathématiquement par : $\frac{dP_{opt}(x)}{dx} = -\alpha P_{opt}$

L'équation (A.13a) devient : $G(x) = \frac{1}{h\nu A} \left| \frac{dP_{opt}(x)}{dx} \right| = \left| \frac{d\phi(x)}{dx} \right| = \phi_0(1 - R_s)\alpha e^{-\alpha x}$ (A.13b)

Avec $\phi(x) = P_{opt}(x) / (h\nu A)$

Après un certain temps, les paires e-h disparaissent en se recombinant suivant différents processus (retour à l'équilibre thermodynamique). Ces processus sont généralement classés en recombinaisons radiatives et non radiatives en volume et à la surface du semi-conducteur.

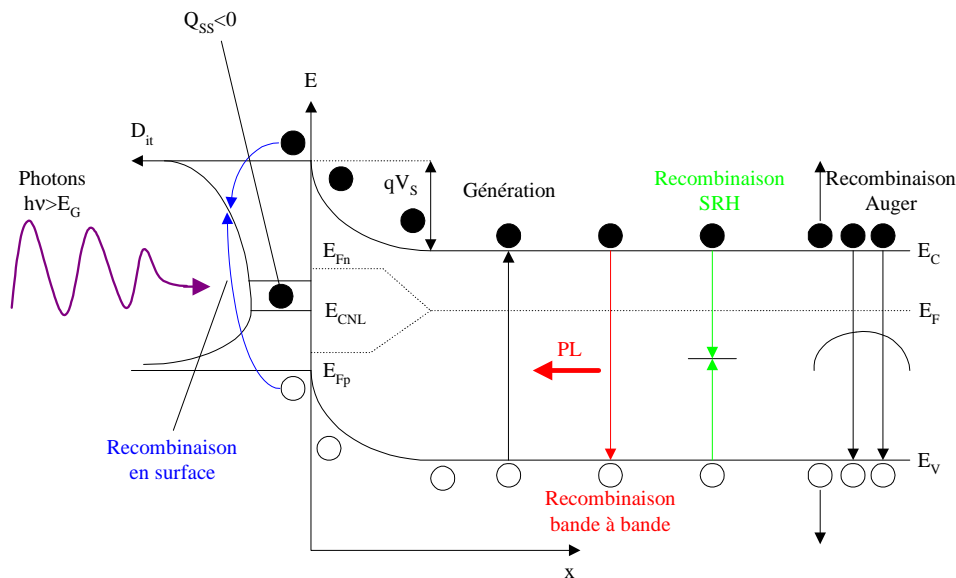


Figure A.2 : Processus de génération et de recombinaison dans un semi-conducteur illuminé [7]. E_{Fn} et E_{Fp} sont respectivement les quasi-niveaux de Fermi des électrons et des trous.

Processus de recombinaisons radiative et non radiative dans le volume du semi-conducteur

Le mécanisme de recombinaison dominant en photoluminescence à température ambiante est la recombinaison radiative bande à bande. Il correspond à la transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence tout en émettant un photon d'énergie $h\nu > E_g$. La recombinaison radiative relate l'interaction de deux particules (e-h). Le taux de recombinaison (U_{rad}) correspondant, définit comme étant le nombre de paires e-h qui se recombinent et aussi le nombre de photons émis par unité de volume et par unité de temps, est donné par :

$$U_{rad} = B_{rad}(pn - n_i^2) \tag{A.14}$$

B_{rad} est le coefficient de recombinaison radiative, n et p sont respectivement les concentrations totales en électrons et en trous et n_i est la densité intrinsèque des porteurs.

ANNEXES A

La recombinaison radiative est souvent accompagnée et dominée par une recombinaison non radiative à travers des niveaux discrets dans la bande interdite [5]. La statistique de cette recombinaison a été proposée par Shockley et Read [1] de même que par Hall [2]. Le processus est appelé recombinaison SRH. Dans ce cas, les centres de recombinaison sont liés à un niveau énergétique dans le gap (Figure A.3). Ce niveau peut-être vide ou occupé par un électron. Les transitions de l'électron de la bande de conduction et de valence au niveau énergétique des pièges sont non radiatives.

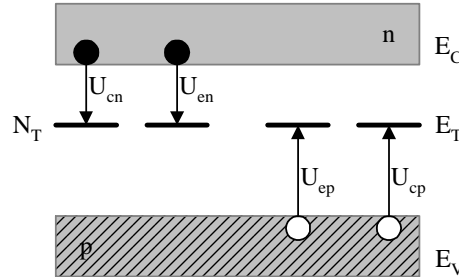


Figure A.3 : Mécanisme de la recombinaison SRH (Shockley-Read-Hall). U_{cn} , U_{en} , U_{ep} et U_{cp} représentent les taux de transition de l'électron (les nombres de transitions de l'électron par unité de volume et par unité de temps); N_T est la concentration des centres de recombinaison et E_T est la position énergétique de leur état.

Le formalisme SRH exprime le taux net de recombinaison (nombre de transitions par unité de volume et par unité de temps) ainsi que la durée de vie des porteurs en excès.

Les étapes de recombinaison sont les suivantes [1]:

1- capture d'un électron de la bande de conduction sur le niveau de recombinaison d'énergie E_T avec une vitesse de capture :

$$U_{cn} = C_n n p_T = C_n n (N_T - n_T) \quad (\text{A.15})$$

n_T et p_T sont les densités de pièges occupés par un électron ou un trou.

2- capture d'un trou de la bande de valence sur le niveau de recombinaison d'énergie E_T avec une vitesse de capture :

$$U_{cp} = C_p p n_T \quad (\text{A.16})$$

3- émission de l'électron capturé sur le niveau d'énergie E_T dans la bande de conduction avec une vitesse d'émission :

$$U_{en} = e_n n_T \quad (\text{A.17})$$

4- émission du trou capturé sur le niveau d'énergie E_T dans la bande de valence avec une vitesse d'émission :

$$U_{ep} = e_p p_T = e_p (N_T - n_T) \quad (\text{A.18})$$

C_n et C_p sont les coefficients de capture des électrons et de trous, e_n et e_p sont les coefficients d'émission des électrons et des trous, N_T est la concentration des centres de recombinaison dans le gap du semi-conducteur de niveau d'énergie E_T et n et p sont les concentrations des porteurs hors équilibre dans le volume qui sont données par :

$$n = n_0 + \Delta n \text{ et } p = p_0 + \Delta p \quad (\text{A.19})$$

Δn et Δp sont les concentrations des porteurs en excès et n_0 et p_0 sont les concentrations des porteurs majoritaires et minoritaires à l'équilibre thermique dans le volume du semi-conducteur:

$$n_0 = n_i e^{\left(\frac{E_F - E_i}{k_B T}\right)} ; p_0 = n_i e^{\left(\frac{E_i - E_F}{k_B T}\right)} \text{ et } n_0 p_0 = n_i^2 \quad (\text{A.20})$$

Le niveau de Fermi intrinsèque E_i est donné par: $E_i = E_g/2 + (1/2)k_B T \ln(N_V/N_C)$

N_C et N_V sont respectivement les densités d'états effectives dans la bande de conduction et de valence avec : $N_C = 2(2\pi m_n^* k_B T)^{3/2}/h^3$ et $N_V = 2(2\pi m_p^* k_B T)^{3/2}/h^3$

ANNEXES A

m_n^* et m_p^* sont respectivement les masses effectives des électrons et des trous et h est la constante de Planck.

Ainsi, les taux nets de capture des électrons et des trous sont donnés par :

$$U_n = U_{cn} - U_{en} \text{ et } U_p = U_{cp} - U_{ep} \quad (\text{A.21})$$

$$\text{D'après [3], } e_n = C_n n_1 \text{ et } e_p = C_p p_1 \quad (\text{A.22})$$

n_1 et p_1 sont les concentrations des porteurs dans le semi-conducteur non dégénéré lorsque le niveau de Fermi coïncide avec le niveau E_T ($E_F = E_T$) et sont données par :

$$n_1 = N_C e^{\left(\frac{E_C - E_T}{k_B T}\right)} \text{ et } p_1 = N_V e^{\left(\frac{E_T - E_V}{k_B T}\right)} \quad (\text{A.23})$$

Les taux de recombinaison des électrons et des trous sont alors exprimés par :

$$U_n = C_n [n(N_T - n_T) - n_1 n_T] \text{ et } U_p = C_p [p n_T - p_1 (N_T - n_T)] \quad (\text{A.24})$$

Le taux de recombinaison SRH est donc donné par:

$$U_{SRH} = C_n C_p N_T \frac{pn - n_i^2}{C_n (n + n_1) + C_p (p + p_1)} \quad (\text{A.25})$$

Avec $C_n = \sigma_n v_n$ et $C_p = \sigma_p v_p$

v_n et v_p sont les vitesses thermiques et σ_n et σ_p sont les sections de capture des électrons et des trous qui sont reliées aux durées de vie des porteurs, aux vitesses thermiques et à la densité de piège du SC massif comme suit:

$$\tau_n = 1/(\sigma_n v_n N_T) \text{ et } \tau_p = 1/(\sigma_p v_p N_T) \quad (\text{A.26})$$

En supposant que $v_n = v_p$ et en introduisant τ_n et τ_p au lieu de σ_n et σ_p , U_{SRH} devient:

$$U_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p (n + n_1) + \tau_n (p + p_1)} \quad (\text{A.27})$$

Un autre processus de recombinaison non radiative est la recombinaison Auger. Dans ce processus, l'énergie de l'électron qui passe de la bande de conduction vers la bande de valence n'est pas prise par un photon mais par un électron dans la bande de conduction (processus e-h-e) ou par un trou de la bande de valence (processus h-e-h).

Le taux de recombinaison Auger est donné par l'expression suivante :

$$U_{Aug} = (pn - n_i^2)(nC_n + pC_p) \quad (\text{A.28})$$

La constante C_n décrit la probabilité du processus e-h-e et C_p le processus h-e-h.

Puisque la recombinaison Auger est un processus à trois particules, sa probabilité vis-à-vis des autres processus de recombinaisons γ est souvent négligeable sauf si la densité de flux de photons en surface du SC sous illumination génère une grande densité de porteurs.

Le processus de recombinaison en surface via un continuum d'états de surface [5] (Figure A.2) est le mécanisme le plus important car souvent dominant. La statistique de recombinaison en surface est similaire à celle de la recombinaison SRH.

$$U_s = C_n C_p N_{Ts} \frac{p_s n_s - n_i^2}{C_n (n_s + n_1) + C_p (p_s + p_1)} \quad (\text{A.29a})$$

Le taux de recombinaison des porteurs en surface (nombre de paires e-h se recombinant par unité de surface et par unité de temps) est obtenu en remplaçant N_{Ts} par $D_{it}(E)dE$, où $D_{it}(E)$ est la distribution énergétique de la densité d'états de surface et E_T est remplacée par E variant de E_V à E_C .

Nous obtenons donc:

$$U_s = \int_{E_V}^{E_C} \frac{\sigma_{ns} \sigma_{ps} v_n v_p (p_s n_s - n_i^2) D_{it}(E)}{\sigma_{ns} v_n [n_s + n_1(E)] + \sigma_{ps} v_p [p_s + p_1(E)]} dE \quad (\text{A.29b})$$

ANNEXES A

n_s et p_s sont respectivement les concentrations des électrons et des trous en surface et sont exprimées en fonction du potentiel de surface V_s tel que :

$$\begin{aligned} n_s &= n \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_s}{k_B T}\right) = (n_0 + \Delta n) \cdot \exp\left(\frac{q \cdot V_s}{k_B T}\right) \\ p_s &= p \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_s}{k_B T}\right) = (p_0 + \Delta p) \cdot \exp\left(-\frac{q \cdot V_s}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

σ_{ns} , σ_{ps} sont respectivement les sections efficaces de capture des états de surface pour les électrons et les trous.

Pour calculer le taux de chaque processus de recombinaison à une dimension, il faut au préalable déterminer les profils de concentration des électrons $n(x)$ et des trous $p(x)$ en volume du SC en partant de la surface. Les processus de génération et de recombinaison sont pris en compte ainsi que les mécanismes de transport qui consistent en la diffusion et la dérive des porteurs soumis à un champ électrique.

Tous les phénomènes considérés afin de remonter aux distributions des concentrations de porteurs et par conséquent l'intensité de photoluminescence I_{PL} , sont décrits par cinq équations différentielles pour un échantillon considéré comme semi-infini [5]. La diffusion et la dérive des porteurs sont décrites par les équations des densités de courant des électrons I_n et des trous I_p :

$$I_n = qD_n \frac{dn}{dx} - qn\mu_n \frac{dV}{dx} \quad \text{et} \quad I_p = -qD_p \frac{dp}{dx} - qp\mu_p \frac{dV}{dx} \quad (\text{A.31})$$

D_n et D_p sont les coefficients de diffusion des électrons et des trous, μ_n et μ_p sont les mobilités des électrons et des trous et V est le potentiel électrique calculé à partir de l'équation de Poisson :

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_{SC}\epsilon_0} (N_D - N_A + p - n) \quad (\text{A.32})$$

La loi de conservation de la charge donne les équations de continuité suivantes :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{q} \frac{dI_n}{dx} + G - U \quad \text{et} \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{1}{q} \frac{dI_p}{dx} + G - U \quad (\text{A.33})$$

$$U = U_{rad} + U_{SRH} + U_{Aug} \quad (\text{A.34})$$

Les conditions aux limites pour I_n , I_p et V à la surface ($x=0$) sont données par le taux de recombinaison en surface U_s avec la condition : $I_p(x=0) = qU_s$, et par l'intensité du champ électrique à la surface E_s qui dépend de la distribution de la densité d'états de surface $D_{it}(E)$ ainsi que de la présence de charges fixes, de leur densité de surface Q_{FC} . L'expression de E_s est la suivante :

$$E_s = \frac{q}{\epsilon_{SC}\epsilon_0} \int_{E_V}^{E_{CNL}} D_{it}(E) (1 - f_{ss}(E)) dE - \frac{q}{\epsilon_{SC}\epsilon_0} \int_{E_{CNL}}^{E_C} D_{it}(E) f_{ss}(E) dE + \frac{Q_{FC}}{\epsilon_{SC}\epsilon_0} \quad (\text{A.35})$$

$f_{ss}(E)$ est la fonction d'occupation des états de surface et est donnée par [5]:

$$f_{ss}(E) = \frac{\sigma_{ns} n_s + \sigma_{ps} p_1(E)}{\sigma_{ns} (n_s + n_1(E)) + \sigma_{ps} (p_s + p_1(E))} \quad (\text{A.36})$$

La résolution des équations (A.31) et (A.33) avec les conditions aux limites données par les équations (A.29b) et (A.35) permet de déterminer les profils des concentrations des porteurs $n(x)$ et $p(x)$. Dans l'approximation d'un échantillon semi-infini et d'après l'hypothèse suivant laquelle la recombinaison bande à bande est l'unique possibilité de recombinaison radiative à température ambiante alors l'intensité de photoluminescence (I_{PL}) peut être mise sous la forme :

$$I_{PL} = CB_{rad} \int_0^{\infty} [p(x)n(x) - n_i^2] e^{-\beta x} dx \quad (\text{A.37})$$

ANNEXES A

β est le coefficient d'auto-absorption (coefficient d'absorption à la radiation émise par l'échantillon) et C est un facteur lié à la géométrie du système de mesure utilisé.

Technique de caractérisation

1. Technique PLS³ :

La procédure de simulation consiste à diviser l'échantillon en un certains nombre de petites cellules. Les équations sont alors normalisées afin de pouvoir faire des comparaisons directes théorie-expérience. Elles s'écrivent sous la forme suivante en utilisant les différences finies :

$$\frac{dn}{dt}(j) = \frac{1}{q} \frac{I_n(i) - I_n(i-1)}{dx} + G(j) - U(j) \quad (\text{A.13})$$

$$\frac{dp}{dt}(j) = -\frac{1}{q} \frac{I_p(i) - I_p(i-1)}{dx} + G(j) - U(j) \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{E(i) - E(i-1)}{dx} = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [N_D - N_A + p(j) - n(j)] \quad (\text{A.15})$$

Le $i^{\text{ième}}$ point est situé entre les points principaux d'une maille $j+1$ et j et E est l'intensité du champ électrique. Après quelques transformations mathématiques [4], les équations précédentes sont écrites sous la forme matricielle et vectorielle suivante :

$$\mathbf{A}(j)\mathbf{dy}(j-1) + \mathbf{B}(j)\mathbf{dy}(j) + \mathbf{C}(j)\mathbf{dy}(j+1) = \mathbf{F}(j) \quad (\text{A.16})$$

$$\text{Avec : } \mathbf{dy}(j) = \begin{bmatrix} dp(j) \\ dn(j) \\ dV(j) \end{bmatrix} \text{ et } \mathbf{F}(j) = \begin{bmatrix} -\frac{1}{q} \frac{I_p(i) - I_p(i-1)}{dx} + G(j) - U(j) \\ -\frac{1}{q} \frac{I_n(i) - I_n(i-1)}{dx} - G(j) - U(j) \\ -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0} [N_D - N_A + p(j) - n(j)] \end{bmatrix}$$

La résolution de l'équation (A.16) suit l'organigramme (Figure A.4) correspondant à :

- 1- Calculer analytiquement et à l'équilibre thermodynamique (c-à-d à $\phi=0$) : $n(x)$, $p(x)$ et $V(x)$. La courbure de bande qV_s et le niveau de Fermi à la surface E_{Fs} sont déterminés à partir de la charge en surface du semi-conducteur Q_{SC} , la charge des états de surface Q_{SS} et la charge fixe en surface Q_{FC} .
- 2- Ces distributions sont utilisées comme valeurs initiales pour résoudre l'équation (A.16). Les valeurs obtenues de p , n et V sont augmentées d'une grandeur infinitésimale dp , dn et dV respectivement. Si les valeurs ne convergent pas, les valeurs modifiées seront utilisées comme de nouvelles valeurs initiales [5]. Le sous-programme est répété jusqu'à ce que l'erreur résiduelle devient plus petite que les valeurs initiales ($<\epsilon=10^{-3}$). Les itérations sont basées sur la méthode de Gummel [6] combinée avec la méthode de Newton.

Après la détermination de $n(x)$, $p(x)$ et $V(x)$, nous déterminons l'intensité et l'efficacité de photoluminescence ainsi que d'autres paramètres électroniques tels que la vitesse de recombinaison en surface, les quasi-niveaux de Fermi et les concentrations des électrons et des trous et le potentiel électrostatique.

ANNEXES A

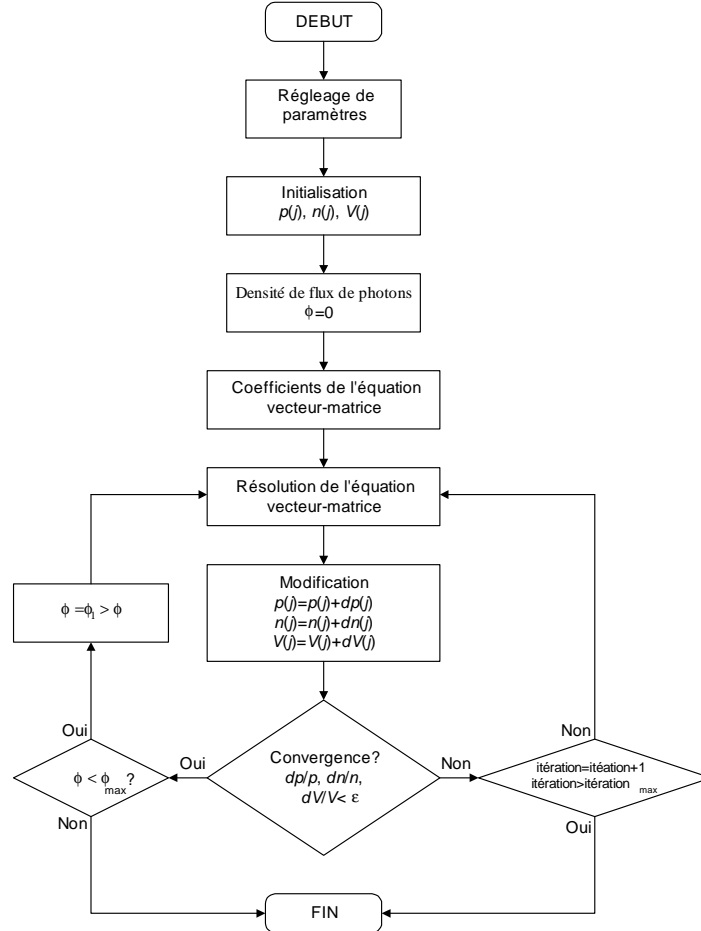


Figure A.4 : Organigramme de la simulation d'après [5] (ϵ est la précision de calcul).

Le domaine de variation de la densité du flux de photons ϕ appliqué lors de ces calculs numériques varie de 0 à 10^{28} photons.cm⁻².s⁻¹. Cet intervalle couvre toutes les études physiques appliquées dans le cadre de ce travail allant des photodétecteurs aux transistors HEMTs à large BI.

Le spectre théorique de $Y_{PL}(\phi)$ peut être découpé en trois zones [7], [8] (Figure A.5):

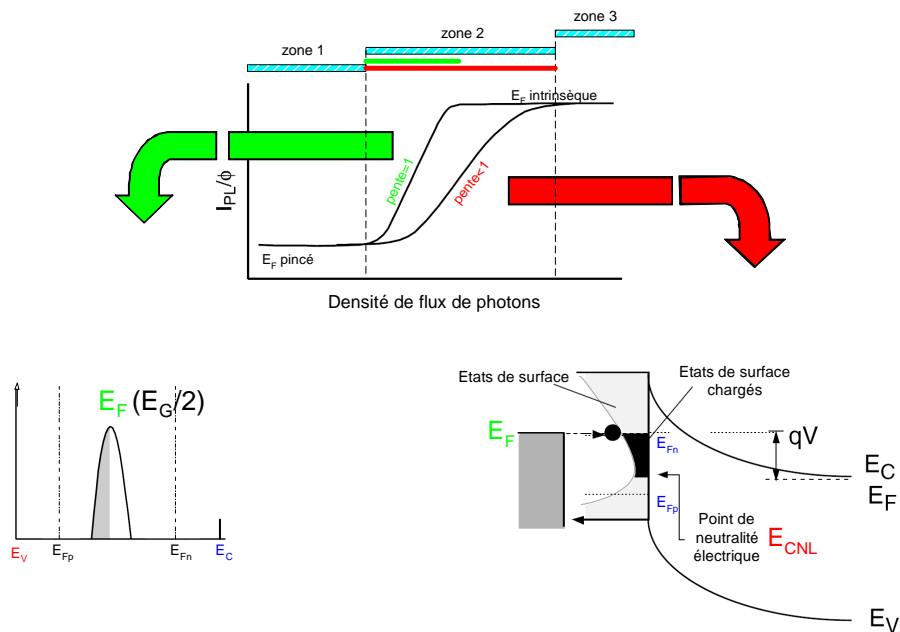


Figure A.5 : Spectres de l'efficacité quantique de photoluminescence et leur analyse qualitative.

ANNEXES A

1- La zone 1 coïncide avec la gamme de flux où le niveau de Fermi est bloqué. Dans ce cas, la recombinaison SRH en volume et la recombinaison en surface sont les processus dominants. Le quasi-niveau de Fermi des porteurs reste bloqué à sa position de référence.

2- La zone 2 de transition est la région limitée par la recombinaison SRH où les quasi-niveaux de Fermi coïncident avec les états de surface. Le déblocage provoqué par l'augmentation de l'excitation est graduel.

3- L'énergie des photons incidents en zone 3 est suffisamment faible pour ne pas interagir avec le niveau de Fermi. Ce dernier correspond au niveau quasi-intrinsèque et les processus dominants sont la recombinaison radiative et Auger. Dans ce cas, les états de surface sont saturés par les porteurs en excès.

En général, seules les zones 1 et 2 sont opérables expérimentalement.

La forme de la distribution des états de surface $D_{it}(E)$ peut être déterminée à partir de la pente de $\log Y_{PL}(\log \phi)$ dans la zone 2. Si la pente vaut 1, alors les états sont des niveaux discrets ; si elle est inférieure à 1, alors il s'agit d'un continuum d'états.

Comme le montre l'organigramme (Figure A.6), il est possible de déterminer les paramètres de la distribution de la densité d'états de surface/interface $D_{it}(E)$ (D_{it0} , E_{0d} , n_d , E_{0a} , n_a) décrit dans le modèle DIGS, à partir d'une procédure de fit entre les courbes théorique et expérimentale. Afin que ces paramètres de fit aient un sens physique, nous avons opté pour un traitement non déterministe à l'aide d'un algorithme génétique (cf. Annexe B). Cet algorithme imite l'évolution biologique et résout avec efficacité des problèmes d'optimisation ayant un grand nombre de paramètres liés intrinsèquement à l'expérience en cours. Pour réduire davantage l'écart entre théorie et expérience, une procédure de fit basé sur la méthode des moindres carrés est utilisée pour minimiser la Fonction Erreur du Fit (FEF). Ainsi, cette procédure de fit est capable d'éviter des minima locaux de FEF, ce qui n'est pas le cas des méthodes classiques basées sur le gradient (cf. Annexe B).

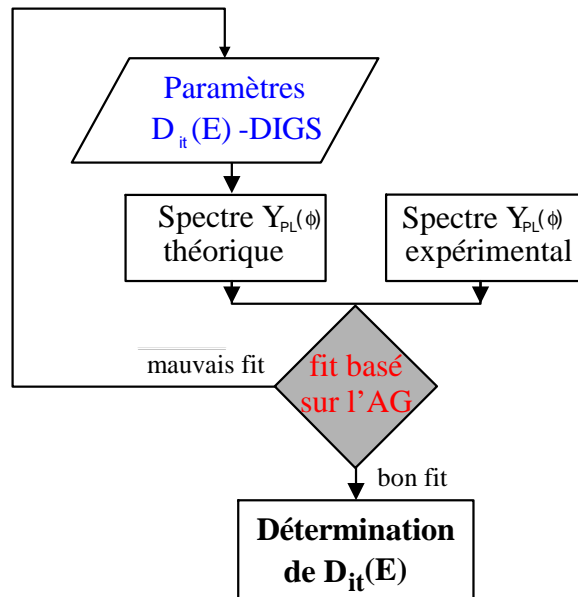


Figure A.6 : Organigramme de la procédure de fit dans la PLS³.

La fonction erreur du fit (FEF), basée sur la méthode des moindres carrés [9], correspond au fit optimisé entre les valeurs expérimentales et théoriques et est donné par l'expression suivante :

$$FEF = \sum_{i=1}^N [y_{ei} - y_t(\phi_{ei})]^2 \quad (A.17)$$

ANNEXES A

N est le nombre de points expérimentaux, γ_e et γ_t sont respectivement les efficacités quantiques expérimentale et théorique et ϕ_e est la densité du flux de photons expérimentale.

Notons que l'inconvénient majeur de cette procédure est qu'elle est extrêmement longue.

Annexe B

Description des méthodes numériques

Les méthodes d'optimisation permettent de déterminer plusieurs solutions dans l'espace de recherche qui maximisent (ou minimisent) un critère. Suivant la nature de la fonction à optimiser, la structure de l'espace de recherche et les modes d'exploration de ce dernier, certaines méthodes sont plus adaptées que d'autres pour résoudre un problème donné. Les méthodes d'optimisation sont classées en méthodes déterministes et méthodes stochastiques. Les méthodes déterministes sont généralement efficaces quand l'évaluation de la fonction est très rapide ou quand la forme de la fonction est connue à priori. Les cas plus complexes (temps de calcul important, nombreux optima locaux, fonctions non dérivables, fonctions fractales, fonctions bruitées,...) seront souvent traités plus efficacement par des méthodes stochastiques.

1- Méthodes déterministes

Les méthodes d'optimisation les plus courantes telles que la méthode du gradient ou la méthode de Gauss-Seidel [10], se caractérisent par une exploration déterministe de l'espace de recherche. Elles permettent de localiser la direction de l'optimum par rapport à chacun des points de cet espace et de proche en proche de diminuer la distance entre le point courant de recherche et l'optimum.

Historiquement, les méthodes les plus anciennes sont principalement utilisées dans les espaces de recherche continus [11]. Leur principe est basé sur la connaissance (ou l'estimation) de la dérivée de la fonction objectif en chacun des points de l'espace de recherche. Dans le cas des espaces discrets, on ne peut pas envisager ce type de méthode et il faut alors s'orienter vers des techniques d'optimisation combinatoires du type : *Branch and Bound* [12], [13]. Le principal inconvénient de cette méthode est qu'elle reste limitée à des espaces de faibles dimensions et qu'elle ne permet de trouver qu'un seul optimum.

Ces méthodes sont brutales et le temps de calcul augmentera exponentiellement en fonction du nombre de variables.

2- Méthodes stochastiques (ou aléatoires)

Lorsqu'une exploration de type déterministe n'est pas possible, on parcourt aléatoirement l'espace de recherche. Ces méthodes stochastiques sont caractérisées par un processus de génération aléatoires de points dans l'espace de recherche qui s'oriente progressivement vers la solution optimale en évaluant les valeurs successives du critère associé. Ce type de méthode assure qu'au bout d'un nombre suffisamment grand d'exécutions de l'algorithme, l'espérance mathématique des solutions fournies converge vers la solution optimale.

Une première méthode est la méthode Monte Carlo. Cette méthode consiste en des simulations expérimentales de problèmes mathématiques dans lesquels des nombres aléatoires sont utilisés pour trouver une solution [14].

Une autre méthode est le recuit simulé [13]. Cette méthode ne travaille que sur un seul point de l'espace de recherche et ne produira donc qu'une seule solution quasi-optimale. Si le problème présente plusieurs solutions équivalentes au sein du critère, une seule sera sélectionnée et ce choix dépendra essentiellement du point choisi pour initialiser le processus. C'est pour cela que nous n'avons pas sélectionné cette méthode.

Il y a aussi les algorithmes évolutionnaires. Le principe est de simuler l'évolution d'une population d'individus divers auxquels on applique différents opérateurs génétiques et que l'on soumet à

ANNEXES B

chaque génération à une sélection. Ces algorithmes sont de plus en plus utilisés dans l'industrie car ils sont particulièrement adaptés aux problèmes d'optimisation comportant de nombreux paramètres.

En résumé, si nous opposons exploration et exploitation de l'espace de recherche, nous pouvons dire que la méthode Monte Carlo permet une bonne exploration puisque tout point a une probabilité identique d'être atteint, mais qu'il n'y a pas d'exploitation des résultats déjà obtenus. Avec la méthode des gradients, l'exploration est moindre mais l'exploitation des données précédentes par l'intermédiaire des gradients permet une bonne recherche locale. Enfin, les algorithmes évolutionnaires offrent un bon compromis entre exploration et exploitation [15]. Ces dernières méthodes nous ont paru adaptées à notre problème.

Algorithmes génétiques

Dans les années 50, plusieurs biologistes américains ont simulé des structures biologiques sur ordinateur. Puis les principes fondamentaux des algorithmes génétiques ont été développés par John Holland [16] dans le cadre de l'optimisation mathématique. La parution de l'ouvrage de Goldberg [17] sur l'utilisation de ces algorithmes a marqué le début d'un nouvel intérêt pour cette technique d'optimisation. Celle-ci part du principe évolutif de la sélection naturelle de Darwin. Nous parlerons donc d'individus (solutions potentielles), de population, de gènes (variables), de chromosomes, de parents, de descendants, de reproduction, de croisement, de mutation, etc. Le concept de la sélection naturelle de Darwin énonçait que les individus les plus aptes à survivre (les « meilleurs ») se reproduiront plus souvent et auront plus de descendants. Ainsi la qualité du pool génétique de la population sera augmentée, les gènes plus efficaces deviendront plus fréquents ; la population s'améliore. Selon le même principe, un algorithme génétique part d'une population de solutions initiales, les fait se reproduire (les meilleures solutions ont plus de chances de se reproduire), créant ainsi la nouvelle génération de solutions. En répétant ce cycle plusieurs fois, on obtient une population composée de solutions meilleures. On utilise généralement les algorithmes génétiques pour trouver une solution, la meilleure solution après un certain nombre de générations tout en veillant à conserver une diversité dans la population afin d'assurer une exploration efficace de l'espace de recherche.

Mécanismes d'un algorithme génétique

Les mécanismes de base d'un algorithme génétique sont très simples et ne mettent en jeu que des copies de chaînes de chromosomes et d'échange de morceaux de chaînes. Les opérations successives utilisées dans les algorithmes génétiques sont décrites dans la figure B.1. La première étape consiste à générer des solutions de départ (un ensemble d'individus), c'est à dire à coder un ensemble de chromosomes. Il faut donc transformer l'espace de recherche en une structure de données directement utilisables par l'ordinateur [18]. On commence par générer de façon aléatoire une population i d'individus. Puis, deux parents sont sélectionnés en fonction de leur adaptation. On applique un opérateur de croisement avec une probabilité P_c qui génère deux enfants. On modifie ensuite certains gènes en appliquant un opérateur de mutation, ce qui produit deux nouveaux individus pour lesquels on évalue le niveau d'adaptation avant de les insérer dans la nouvelle population $i+1$. Le niveau d'adaptation correspond à un critère de classement entre les individus. On réitère les opérations de sélection, de croisement et de mutation afin de compléter la nouvelle population, ceci termine le processus d'élaboration d'une génération.

ANNEXES B

Dans l'AG, le meilleur individu est caractérisé par la fonction d'adaptation (FF) la plus élevée et comme le meilleur fit correspond à la plus petite valeur de FEF, donc FEF doit être transformée convenablement en FF par: $FF=1/FEF$

Après le calcul des valeurs de FF pour chaque individu, les meilleurs individus sont sélectionnés. La probabilité de sélection p_i du $i^{\text{ème}}$ individu est donnée par : $P_i = FF_i / \sum_{j=1}^N FF_j$

Où N est le nombre d'individus dans une génération et FF_i est la valeur de FF pour le $i^{\text{ème}}$ individu.

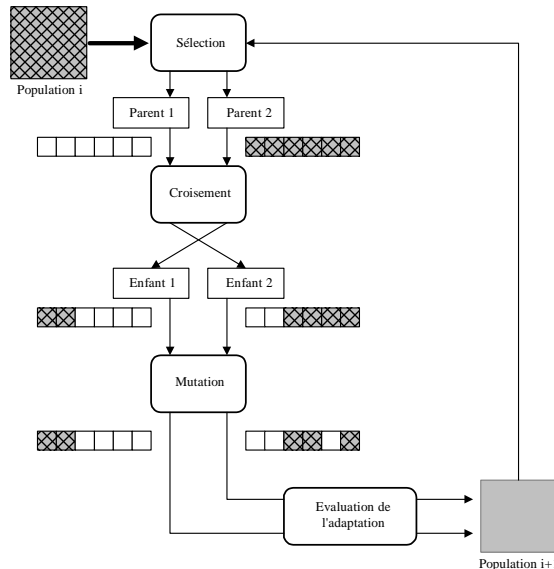


Figure B.1 : Mécanisme d'un algorithme génétique.

Selon la méthode de codage et sa signification, on doit être toujours certain que les individus de notre population soient valides. En effet, que ferait-on d'une solution donnant une bonne note de qualité, mais n'ayant aucun sens pratique une fois interprétée. Il faut donc s'assurer que la fonction de création des individus crée toujours des individus valides, et que les opérateurs génétiques conservent la validité des individus traités. Ceci vise à conserver la cohérence générale de l'algorithme.

Critère de terminaison

Généralement, un algorithme génétique se termine après un certain nombre de générations, mais on peut également terminer l'exécution de l'algorithme lorsqu'une certaine condition soit atteinte, par exemple lorsque la qualité d'un individu dépasse un certain seuil.

Annexe C

Description des phénomènes physiques liés au contact ohmique et au contact Schottky

Les contacts utilisés sur le semi-conducteur pour la réalisation des connexions, nécessitent généralement une métallisation préalable des zones concernées. En effet, la réalisation d'une jonction métal/semi-conducteur (MS) forme une barrière Schottky qui présente un effet redresseur, mais le niveau de potentiel de cette barrière peut être rendu pratiquement négligeable par un choix correct du métal et un dopage suffisamment élevé du semi-conducteur. On obtient alors un contact de faible résistance et de caractéristique symétrique que l'on appelle contact ohmique. La qualité du contact ohmique est contrôlée par plusieurs paramètres, le plus important est la résistance spécifique de contact qui permet l'accès possible au dispositif sans perturbation de l'information originale reçue.

A toute interface correspond une barrière énergétique. En effet, une interface métal/vide est ainsi caractérisée par le travail de sortie $q\phi_m$ qui est l'énergie à fournir pour extraire un électron initialement situé sur le niveau de Fermi et l'amener à quelques distances atomiques du métal. Le travail de sortie est donc la différence entre le niveau du vide et le niveau de Fermi E_F du métal, sa valeur est généralement de l'ordre de 4eV (Figure A.1).

Une interface vide/semi-conducteur est de même caractérisée par son travail de sortie $q\phi_{sc}$, mais aussi par son affinité électronique $q\chi_{sc}$ qui est la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau du vide comme le montre la **figure C.1**.

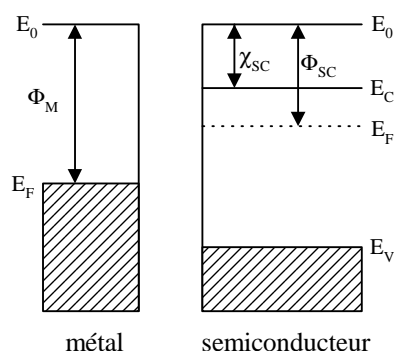


Figure C.1 : Diagramme énergétique avant contact.

1. Contact ohmique

Lorsqu'on met en contact un métal et un semi-conducteur, un transfert de charge va se produire jusqu'à ce que les niveaux de Fermi coïncident. La répartition des charges induit un champ électrique à l'interface, ce qui se traduit par une courbure des bandes d'énergie (Figure C.2). Le diagramme énergétique est différent suivant le type du semi-conducteur. Pour un semi-conducteur de type n où $\phi_m < \phi_{sc}$, les électrons qui passent du métal vers le semi-conducteur font apparaître dans le métal un déficit d'électrons localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas des bandes de valence et de conduction.

ANNEXES C

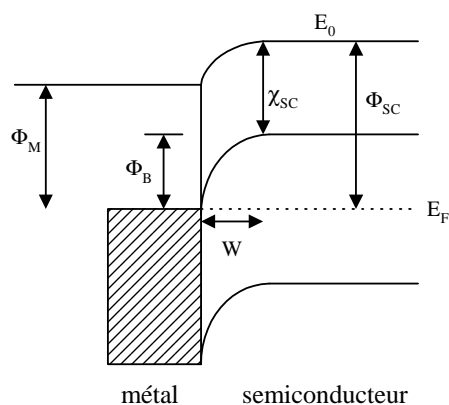


Figure C.2 : Diagramme de bande d'énergie du contact ohmique.

Si on polarise la structure, la tension de polarisation est distribuée dans tout le semi-conducteur. Tout électron qui arrive à l'interface du côté du semi-conducteur passe librement dans le métal et vice versa. Le contact est alors ohmique.

Dans les années 40 et 50, il a été démontré que la hauteur de la barrière était quasiment indépendante du travail de sortie du métal. Bardeen [A.1] a expliqué ce fait par l'existence d'états de surface dans le semi-conducteur qui proviennent de la pollution de la surface par des impuretés ou par des gaz adsorbés (en particulier l'oxygène qui forme des oxydes en surface...etc.). Des électrons sont alors piégés sur les niveaux d'énergie correspondant, ce qui a pour effet le blocage du niveau de Fermi si la densité d'états de surface est suffisante ($>10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) après contact avec un métal (le niveau de Fermi du semi-conducteur reste quasiment à la même position). La hauteur de barrière est donc déterminée uniquement par les états de surface quelque soit le métal utilisé. Pour les semi-conducteurs habituels (Si, GaAs,...), les états de surfaces sont généralement situés dans le tiers inférieur de la bande interdite. On a alors pour les électrons $q\phi_{Bn}=(2/3)E_G$ et pour les trous $q\phi_{Bp}=(1/3)E_G$. Si les états de surface sont situés dans la bande de conduction, il n'y a pas de barrière et le contact est ohmique quelque soit le métal.

Un contact ohmique possède une très faible résistance de contact. Il est dit ohmique lorsque le courant I est proportionnel à la tension V avec un facteur de proportionnalité $1/R_c$. La résistance spécifique de contact ρ_c est le produit de R_c par la surface de contact. En fonction de la densité de courant J , son expression en $\Omega \cdot \text{cm}^2$ est: $\rho_c = \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1}$

A l'interface se forme une barrière de potentiel s'opposant au passage du courant. Ce dernier est dû principalement aux porteurs majoritaires puisque les niveaux de Fermi s'alignent. Sur la figure C.3, nous avons schématisé les trois mécanismes principaux régissant l'expression du courant :

- Le franchissement de la barrière par émission thermoïonique, représenté sur la figure C.3-a, dominant dans les semi-conducteurs peu dopés. La zone désertée qui se forme près du contact est étendue. Elle joue le rôle d'une barrière de potentiel large, ce qui rend le passage par effet tunnel peu probable.
- Le franchissement de la barrière par effet tunnel assisté thermiquement, dans le cas des semi-conducteurs moyennement dopés (Figure C.3-b). L'émission thermoïonique et l'effet tunnel jouent alors un rôle important dans les mécanismes de conduction.
- Le franchissement de la barrière par effet tunnel pur, qui intervient dans le cas des semi-conducteurs fortement dopés, schématisé sur la figure C.3-c. Le semi-conducteur étant très dopé, la

ANNEXES C

zone déserte est plus petite et donc la probabilité de passage par effet tunnel pur n'est plus négligeable, entraînant un mode de conduction par effet tunnel prédominant.

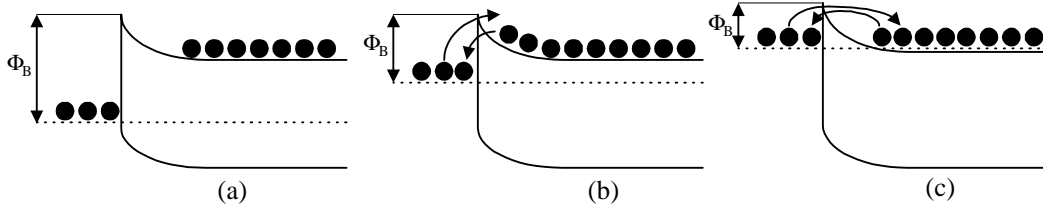


Figure C.3 : Schématisation des mécanismes de franchissement de la barrière de potentiel.

Pour connaître l'importance relative de ces phénomènes, Shen et *al.* [A.2] introduisent un terme E_{00} qui permet de définir l'importance relative des mécanismes de conduction : $E_{00} = (qh/4\pi)[N_d/(m_e^* \epsilon_s)]^{1/2}$ où q est la charge électrostatique élémentaire, h la constante de Planck, N_d la concentration en atomes donneurs, ϵ_s la constante diélectrique du semi-conducteur et m_e^* la masse effective d'un électron. Dans le cas d'un dopage de type p , il suffit de considérer la concentration en atomes accepteurs et la masse effective des trous.

- Pour un faible dopage ($N_d \ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), on a $E_{00} \ll k_B T$ donc la conduction est thermoïonique avec une résistance spécifique de contact ρ_c qui est proportionnelle à $(q\phi_B/k_B T)$, ϕ_B étant la hauteur de la barrière de contact, k_B est la constante de Boltzmann et T la température. La résistance spécifique ne dépend alors que de la température : plus T augmente, plus la probabilité qu'un porteur passe au dessus de la barrière $q\phi_B$ est élevée, donc plus ρ_c est faible.

- Pour un dopage intermédiaire ($N_d < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), on a $E_{00} \approx k_B T$, donc les mécanismes émission thermoïonique et tunnel coexistent avec une résistance spécifique ρ_c proportionnelle au franchissement de la barrière du type $\exp[q\phi_B/E_{00} \coth(E_{00}/k_B T)]$. ρ_c dépend dans ce cas de la température mais aussi du dopage N_d par l'intermédiaire de E_{00} .

- Et enfin pour un fort dopage ($N_d \gg 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), $E_{00} \gg k_B T$, la conduction est dominée par effet tunnel. Dans ce cas, la résistance spécifique de contact ρ_c dépend fortement de la concentration en dopant, et est proportionnelle à $\exp(q\phi_B/E_{00})$.

1.1 Méthodes de caractérisation d'un contact ohmique

1.1.1 Méthode TLM (Transmission Line Method)

La procédure la plus couramment employée expérimentalement pour déterminer la résistance spécifique de contact est la méthode des lignes de transmission dite TLM (*Transmission Line Method*), proposée par Schockley. Cette méthode nécessite la réalisation de motifs d'échelle de résistance qui peuvent être fabriqués en même temps que les composants. Une très bonne approximation de la résistance de contact est : $R_c = (\rho_c R_{sh})^{1/2} / w$ où ρ_c est la résistance spécifique du contact, w est la largeur du contact et R_{sh} est la résistance carrée (*sheet*) du semi-conducteur.

Pratiquement, on réalise une échelle de résistances, c'est à dire une série de contacts métalliques ayant des espacements croissants entre eux ($L_1 < L_2 < L_3 < \dots$) sur un semi-conducteur d'épaisseur t , chaque contact a une longueur d . Les mesures sont effectuées avec la méthode des quatre pointes. Celle-ci permet de mesurer les résistances des composants en s'affranchissant des résistances externes (pointes, circuit,...). Deux des pointes servent à l'injection du courant, les deux autres à la mesure de la tension comme le montre la **figure C.4**.

ANNEXES C

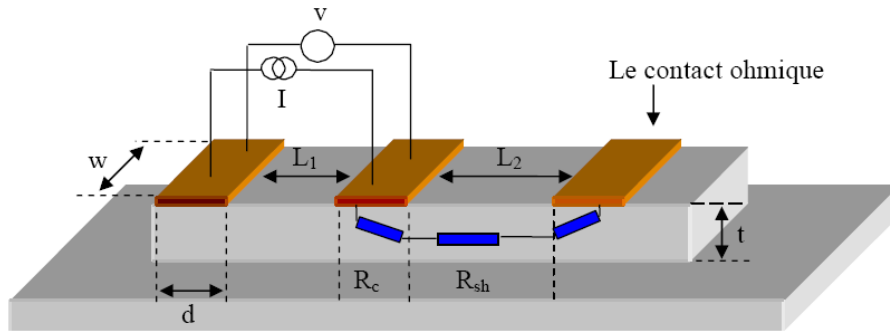


Figure C.4 : Caractérisation du contact ohmique par la TLM.

On mesure la résistance pour chaque couple de contacts voisins. Notons que l'on suppose que la résistance carrée de la couche est la même entre et sous les contacts. La résistance totale entre deux contacts est (Figure C.5): $R_T = 2R_C + R_{sh}L/w$.

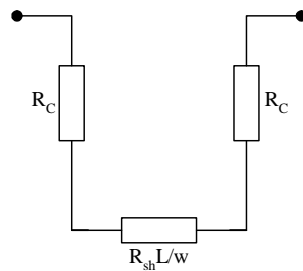


Figure C.5 : Résistance totale entre deux contacts.

En traçant la variation de R_T en fonction de L (Figure C.6) et par régression linéaire, on peut déduire :

- La résistance carrée R_{sh} de la couche, telle que : $R_{sh} = \text{pente} \times w$.
- La résistance de contact R_c à partir de l'intersection de la courbe avec l'axe y : en $L=0$, $R_T = 2R_c$.
- La résistance spécifique de contact ρ_c ($\Omega \cdot \text{cm}^2$). On peut montrer par intégration [A.3,A.4] que:

$$R_c = [(\rho_c R_{sh})^{1/2} / w] \cdot \text{coth}(d/L_t)$$

Où R_{sh} est la résistance carrée du semi-conducteur sous le contact.

On suppose que pour une longueur $d \gg L_t$: $R_c = (\rho_c R_{sh})^{1/2} / w$

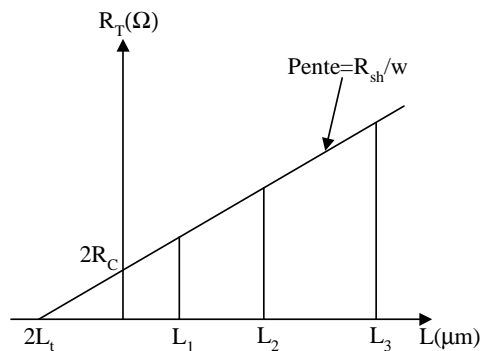


Figure C.6 : Résistance totale mesurée en fonction de l'espacement des plots et paramètres déduits.

La détermination de la résistance spécifique de contact ρ_c nécessite un modèle électrique pour le contact métal/SC. Ce dernier est divisé en trois parties distinctes : le métal est supposé équipotentiel ; la zone d'interface sous le contact est définie par ρ_c et le semi-conducteur sous le contact est défini par R_{sh} (Figure C.7-a). Le réseau électrique équivalent au contact est représenté sur la figure C.7-b.

ANNEXES C

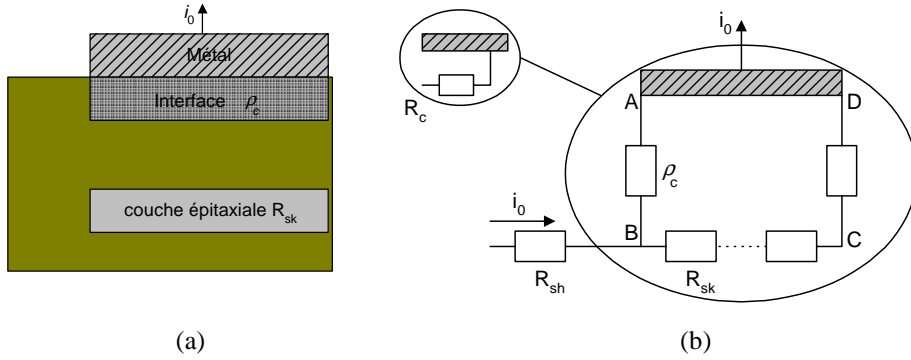


Figure C.7 : (a) Représentation schématique d'un contact ohmique. (b) Le réseau électrique TLM équivalent.

Calcul des résistances de contact R_c et R_e

La résistance du semi-conducteur sous le contact par unité de longueur est donnée par : $R_s' = R_{sh}/w$ et la conductance de la zone est : $G_c' = w/R_{sh}$ (Figure C.8).

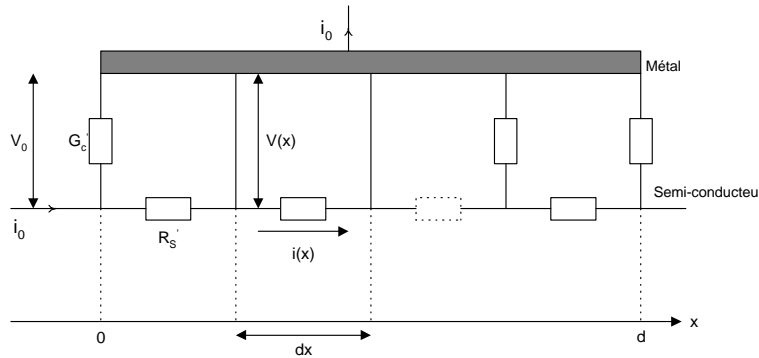


Figure C.8 : Modèle électrique équivalent aux lignes de transmission.

La chute de potentiel sous le contact par unité de longueur est : $dV(x) = -R_s' i(x) dx$

On a : $di(x) = -G_c' V(x) dx$ d'où : $d^2V(x) = R_s' G_c' V(x) dx^2$ et $d^2i(x) = R_s' G_c' i(x) dx^2$

On peut donc définir une longueur de transfert L_t tel que : $L_t = (R_s' G_c')^{-1/2}$ (A.1)

Donc : $\frac{d^2V(x)}{dx^2} - \frac{1}{L_t^2} V(x) = 0$ et $\frac{d^2i(x)}{dx^2} - \frac{1}{L_t^2} i(x) = 0$ (A.2)

L'injection d'un courant i_0 de tension V_0 donne les conditions aux limites suivantes : $V(0) = V_0$ et $i(0) = i_0$

La solution de l'équation (A.2) est :

$$V(x) = V_0 \cosh(x/L_t) - Z i_0 \sinh(x/L_t)$$

$$i(x) = i_0 \cosh(x/L_t) - (V_0/Z) \sinh(x/L_t)$$

$$\text{Avec } Z = R_s' L_t = (R_{sh} L_t / w) = (R_{sh} \rho_c)^{1/2} / w$$

Or $i(x) = 0$ quand $x = d$, l'équation de continuité est : $i(d) = 0$

D'où : $V_0/i_0 = Z \coth(d/L_t)$, V_0/i_0 correspond à la résistance d'entrée des lignes de transmission et donc à la résistance de contact R_c .

$$\text{Ainsi : } R_c = V_0/i_0 = (R_{sh} L_t / w) \coth(d/L_t) \quad (\text{A.3})$$

$$R_e = V(d)/i_0 = (1/Z) (V_0^2 / i_0^2) \sinh(d/L_t) - Z \sinh(d/L_t)$$

$$\text{D'où : } R_e = (R_{sh} L_t / w) / \sinh(d/L_t) \quad (\text{A.4})$$

Calcul de la résistance spécifique de contact ρ_c

D'après l'équation (A.1), $\rho_c = R_{sh}L_t^2$ (A.5)

Or R_{sh} est mesurée indépendamment et connaissant R_c , il est possible de déterminer L_t numériquement et de déduire ρ_c . La détermination de L_t devient plus simple quand $d \gg L_t$ ($\coth(d/L_t) \rightarrow 1$) car l'équation (A.3) devient: $R_c = R_{sh}L_t/w$ (A.6)

Puisque $R_T = 2R_c + R_{sh}L/w$, donc $R_T = (R_{sh}/w)(2L_t + L)$. Dans ce cas, L_t est déterminée par extrapolation linéaire à $R_T = 0$. Si L_t est connu, ρ_c est déduit de l'équation (A.5).

Cas particulier de la méthode TLM

La détermination de R_c par cette méthode est plus précise quand $R_c \approx R_s'$. Cette approximation n'est plus vraie dans deux cas:

- a) Quand $R_c \ll R_s'$, R_c est insignifiante, $R_T = 2R_c + R_s' \sim R_s'$, R_T est proportionnel à la distance entre les plots et passe par l'origine.
- b) Quand $R_c \gg R_s'$, $R_T \sim 2R_c$, donc R_c est juste bon quant à l'ordre de grandeur.

La méthode TLM est bonne quand $R_c \approx R_s'$ et elle permet aussi de déterminer R_{sh} si $R_c \ll R_s'$ ou si $R_c \gg R_s'$.

1.1.2 Le modèle TLTLM

Le modèle à trois couches ou modèle de transmission de ligne à trois couches TLTLM (Tri Layer Transmission Line Model) a été développé par Reeves et al. [A.5] qui a modélisé les propriétés électriques obtenues sur les contacts ohmiques sur GaAs. Dans ce modèle, la couche active d'épaisseur t se situant entre le métal et le semi-conducteur est non homogène. La zone de contact est décrite sous forme de trois couches: la couche métallique en surface, la couche active composée d'un eutectique et la couche non réactive du semi-conducteur. Cette structure présente donc deux interfaces : une interface entre le métal et la couche active représentée par ρ_{ca} , et une autre entre la couche active et le semi-conducteur représentée par ρ_{cu} (Figure C.9-a). Ce modèle permet de différencier et de quantifier les résistances carrées pour chacune des deux couches active et non réactive appelées respectivement R_{sa} et R_{su} (Figure C.9-b). La résistance de la couche conductrice en surface est supposée être négligeable.

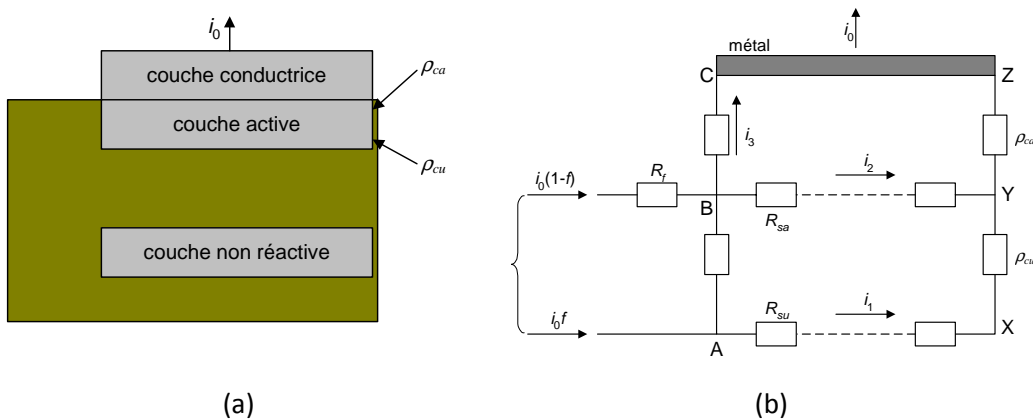


Figure C.9 : (a) Représentation du contact ohmique par la TLTLM, (b) Représentation schématique du réseau électrique distribué équivalent.

ANNEXES C

La représentation schématique du réseau électrique équivalent est montrée sur la **figure C.9-b**. La résistance R_f introduite en limite de contact, affecte la fraction du courant totale I_0 entrant la couche active. Une fraction du courant $(1-f)$ entre d'un côté du contact et la fraction restante f entre du même côté tout comme dans le cas du TLM standard. La résistance carrée R_f vaut:

$$R_f = \rho_{cu}/(w.t) \quad (\text{A.7})$$

Où w est la largeur de la couche active et t son épaisseur.

Cette résistance est une image de la résistance carrée de la couche inter-contacts.

Calcul des résistances de contact R_c et R_e :

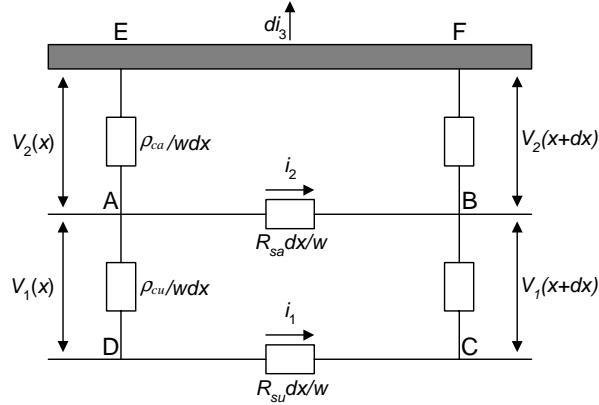


Figure C.10 : Analyse du réseau électrique de la TLTM.

A partir de la maille DABC représentée sur la **figure C.10**, on a:

$$V_1(x) + I_2(x)R_{sa} \frac{dx}{w} = V_1(x+dx) + I_1(x)R_{su} \frac{dx}{w}$$

$$\frac{dV_1(x)}{dx} = \frac{(I_2(x)R_{sa} - I_1(x)R_{su})}{w} \quad (\text{A.8})$$

De même pour la maille AEFB:

$$\frac{dV_2(x)}{dx} = -I_2(x) \frac{R_{sa}}{w} \quad (\text{A.9})$$

$$V_1(x) = -\left(\frac{\rho_{cu}}{w}\right) \frac{dI_1}{dx} \quad (\text{A.10})$$

Le signe (-) dans l'équation indique la diminution du courant I_1 en augmentant x .

$$V_2(x) = \frac{\rho_{ca}}{w} \frac{dI_3}{dx}$$

Le signe (+) dans l'équation indique l'augmentation du courant I_3 en augmentant x .

$$\frac{dV_2(x)}{dx} = \frac{\rho_{ca}}{w} \frac{d^2 I_3}{dx^2} \quad (\text{A.11})$$

$$\rho_{ca} \frac{d^2 I_3}{dx^2} = -I_2 R_{sa} = -R_{sa} (I_0 - I_1 - I_3) \quad (\text{A.12})$$

Puisque $I_0 = I_1 + I_2 + I_3$

$$\text{On note par: } I_1'' = \frac{d^2 I_1}{dx^2}, \quad I_1'''' = \frac{d^4 I_1}{dx^4}, \dots$$

$$\rho_{cu} I_1'' = (I_1 R_{su} - I_2 R_{sa}) \quad (\text{A.13})$$

ANNEXES C

$$I_3 R_{sa} = I_0 R_{sa} + \rho_{cu} l_1'' - I_1 R_s' \quad (A.14)$$

$$\text{Où } R_s' = R_{sa} + R_{su}$$

$$I_3'' = (\rho_{cu} l_1'''' - l_1'' R_s') / R_{sa} \quad (A.15)$$

En substituant l'équation (A.15) dans (A.12) pour I_3 et (A.14) dans (A.12), l'équation (A.12) devient:

$$l_1'''' - l_1'' (R_{sa}/\rho_{ca} + R_s'/\rho_{cu}) + I_1 R_{sa} R_{su} / (\rho_{ca} \rho_{cu}) = 0 \quad (A.16)$$

L'équation (A.16) peut être écrite sous la forme: $(D^2 - A)(D^2 - B)I_1 = 0$

En remplaçant $A+B = (R_{sa}/\rho_{ca} + R_s'/\rho_{cu})$ et $AB = R_{sa} R_{su} / (\rho_{ca} \rho_{cu})$, la solution générale est donc:

$$I_1(x) = \frac{(C_1 e^{ax} + C_2 e^{-ax})}{(a^2 - b^2)} + C_3 e^{bx} + C_4 e^{-bx} \quad (A.17)$$

Avec $a = A^{1/2}$ et $b = B^{1/2}$

Les constantes a et b sont données par :

$$a = \left[c - (c^2 - 4R_{su} R_{sa} / (\rho_{cu} \rho_{ca}))^{1/2} / 2 \right]^{1/2}$$

$$b = \left[c + (c^2 - 4R_{su} R_{sa} / (\rho_{cu} \rho_{ca}))^{1/2} / 2 \right]^{1/2}$$

Où $c = (R_{sa}/\rho_{ca} + R_s'/\rho_{cu})$

Les constantes $C_1 - C_4$ sont déterminées à partir des conditions aux limites suivantes :

$$I_1(x)|_{x=0} = f I_0, \quad I_2(x)|_{x=0} = (1-f) I_0, \quad I_3|_{x=0} = 0$$

$$I_1(x)|_{x=d} = 0, \quad I_2(x)|_{x=d} = 0, \quad I_3(x)|_{x=d} = i_0$$

Donc:

$$C_1 = I_0 [f(R_{su} - \rho_{cu} b^2) - R_{sa}(1-f) / [\rho_{cu}(1 - e^{2ad})]]$$

$$C_2 = I_0 [f(R_{su} - \rho_{cu} b^2) - R_{sa}(1-f) / [\rho_{cu}(1 - e^{-2ad})]]$$

$$C_3 = I_0 [f(R_{su} - \rho_{cu} a^2) - R_{sa}(1-f) / [\rho_{cu}(b^2 - a^2)(1 - e^{2bd})]]$$

$$C_4 = I_0 [f(R_{su} - \rho_{cu} a^2) - R_{sa}(1-f) / [\rho_{cu}(b^2 - a^2)(1 - e^{-2bd})]]$$

En substituant ces constantes dans l'équation (A.17), $I_1(x)$ devient:

$$I_1(x) = \left\{ \frac{I_0}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)} \right\} \left\{ \frac{P \sinh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q \sinh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad (A.18)$$

Où $P = f(R_{su} - \rho_{cu} b^2) - (1-f)R_{sa}$ et $Q = f(R_{su} - \rho_{cu} a^2) - (1-f)R_{sa}$

L'équation de $I_2(x)$ peut être définie par:

$$I_2(x) = \left\{ \frac{I_0}{R_{su} \rho_{cu}(b^2 - a^2)} \right\} \left\{ \frac{P(R_{su} - \rho_{cu} b^2) \sinh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q(R_{su} - \rho_{cu} a^2) \sinh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad (A.19)$$

Les potentiels $V_1(x)$ et $V_2(x)$ sont calculés à partir des équations (A.9) et (A.10):

$$V_1(x) = \left\{ \frac{I_0}{(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{Pb \cosh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Qa \cosh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad (A.20)$$

$$V_2(x) = \left\{ \frac{I_0}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P(R_{su} - \rho_{cu} b^2) \cosh b(d-x)}{b \sinh(bd)} - \frac{Q(R_{su} - \rho_{cu} a^2) \cosh a(d-x)}{a \sinh(ad)} \right\} \quad (A.21)$$

Le potentiel total à travers les deux interfaces ρ_{ca} et ρ_{ca} est défini par la somme de $V_1(x)$ et $V_2(x)$:

$$V(x) = \left\{ \frac{I_0 R_{su}}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P \cosh b(d-x)}{b \sinh(bd)} - \frac{Q \cosh a(d-x)}{a \sinh(ad)} \right\} \quad (A.22)$$

$$R_c = V(0) / I_0$$

$$R_c = \left\{ \frac{R_{su}}{\rho_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P}{b \tanh(bd)} - \frac{Q}{a \tanh(ad)} \right\} \quad (A.23)$$

ANNEXES C

Puisque $V_{xz}=V(d)$, utilisant l'équation (A.22), la résistance limite du contact $R_c=V_{xz}/I_0$ est donnée par:

$$R_e = \left\{ \frac{R_{su}}{\rho_{cu}(b^2-a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P}{b \sinh(bd)} - \frac{Q}{a \sinh(ad)} \right\} \quad (\text{A.24})$$

Le facteur de division de courant f déterminé à partir de la **figure C.11** est égal à :

$$f = \left\{ \frac{N + R_{sa}[b \tanh(ad) - a \tanh(bd)]}{N + (R_{sa} + R_{su} - \rho_{cu}a^2)b \tanh(ad) - (R_{sa} + R_{su} - \rho_{cu}b^2)a \tanh(bd)} \right\} \quad (\text{A.25})$$

Avec $V_1(0) = (1-f)I_0 R_f$ (A.26)

Où $N = R_f w (b^2 - a^2) \tanh(bd) \tanh(ad)$

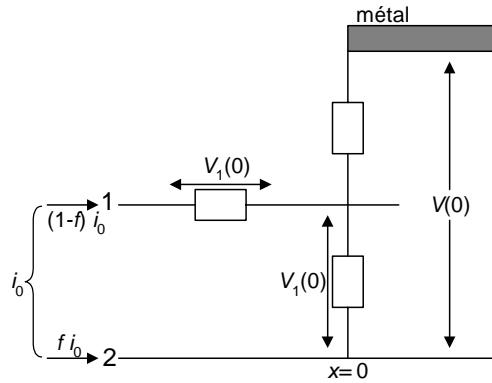


Figure C.11 : Chute de tension à la limite du contact.

2. Contact Schottky

La figure C.12 montre le diagramme énergétique d'un métal et d'un semi-conducteur de type n. Les propriétés électroniques du métal sont décrites par l'énergie de Fermi E_F .

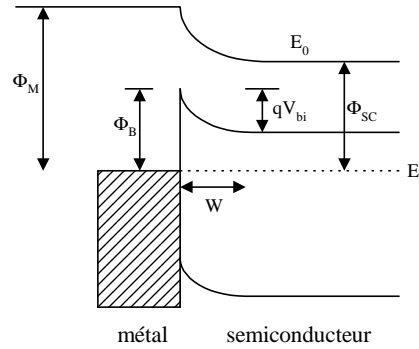


Figure C.12: Diagramme de bande d'énergie du contact Schottky.

Le contact entre le métal et le semi-conducteur donne naissance à un transfert de charges à travers l'interface, puisque l'énergie de Fermi du semi-conducteur de type n est supérieure à celle du métal. Les électrons migrent des états donneurs du semi-conducteur vers le métal en formant une zone de charges négatives à l'interface. Dans le semi-conducteur, une zone de charges positives se crée, appelée zone de déplétion. Cette séparation des charges conduit à la formation d'un potentiel qui se stabilise avec l'équilibre thermique et l'alignement des niveaux de Fermi des deux électrodes.

La résolution de l'équation de Poisson permet une détermination quantitative de la variation du potentiel ϕ dans la région de charge d'espace [18]:

$$\Delta\phi = \rho e / (\epsilon_s \epsilon_0) \quad (\text{A.27})$$

Avec ϵ_s et ϵ_0 sont respectivement les constantes diélectriques du semi-conducteur et de l'air et ρ est la densité de charge d'espace.

Dans l'hypothèse d'une distribution uniforme des charges dans la zone de déplétion, ρ peut être donnée approximativement par : $\rho = N_d e$, avec N_d le nombre de donneurs dans le semi-conducteur.

L'équation (A.27) donne un potentiel avec une variation parabolique en fonction de la position x

$$\text{perpendiculaire à l'interface : } \phi = \frac{N_d e^2}{\epsilon_s \epsilon_0} (x - W)^2 \quad (\text{A.28})$$

Cette variation touche toute la structure de bande du semi-conducteur dans le même sens et est appelée rectification ou redressement des bandes (*band bending*). Ainsi de cette manière, la barrière de potentiel est formée à l'interface, appelée barrière de Schottky, ϕ_B .

Le redressement de la bande à l'équilibre thermique, en absence de tension appliquée à la jonction est donné par : $V_{bi} = \phi_B - V_n$.

Après redressement, la largeur de la zone de déplétion W est donnée par:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 (V_{bi} - k_B T)}{N_d e^2}} \quad (\text{A.29})$$

Alors que la densité des charges dans la zone de déplétion est donnée par :

$$\sigma_s = N_d e W = \sqrt{2\epsilon_s \epsilon_0 N_d (V_{bi} - k_B T)} \quad (\text{A.30})$$

Le terme $k_B T$ a été introduit dans les deux expressions (A.29) et (A.30) pour tenir compte de l'excitation thermique des électrons dans le semi-conducteur.

On définit la longueur de Debye par [19]:

$$L_D = [(\epsilon_s \epsilon_0 k_B T) / (N_d e^2)]^{1/2} \quad (A.31)$$

En comparant avec l'expression de W , il est évident que L_D détermine la distance d'espace où il peut y avoir un changement de potentiel (hauteur de barrière) de l'ordre de l'énergie thermique ($k_B T$). Elle définit la distance à un site donneur dans lequel le champ électrique est perturbé par des électrons excités thermiquement.

2.1 Les courants dans une diode Schottky

Les processus de conduction électrique observables dans une diode Schottky sont de plusieurs natures [A.8]. La **figure C.13** représente les différents mécanismes de conduction intervenant dans une diode Schottky sous polarisation directe et inverse. Afin d'alléger la représentation graphique, le dipôle métal/SC lié aux états de surface n'a pas été pris en considération.

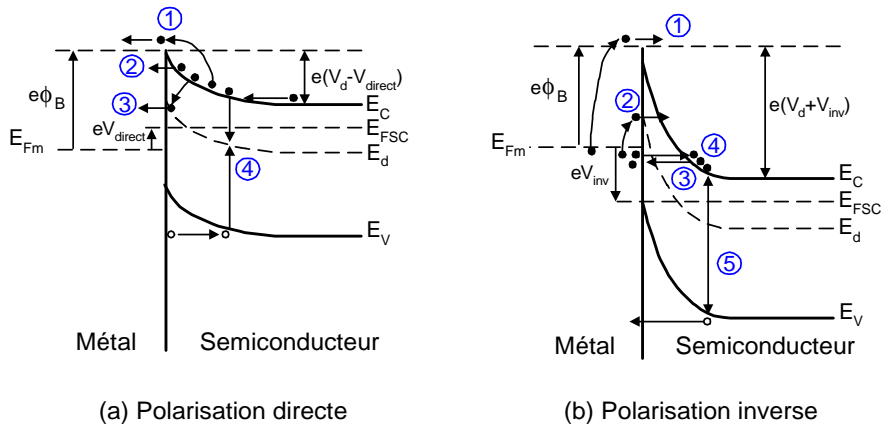


Figure C.13 : Représentation simplifiée des mécanismes de conduction intervenant dans une diode Schottky sous polarisation directe et inverse.

Polarisation directe

- (1) Lorsque la température est suffisante, l'énergie thermique acquise par certains électrons leur permet de franchir la barrière SC/métal, c'est l'émission thermoïonique.
- (2) Lorsque l'énergie thermique acquise par certains électrons est suffisante pour qu'ils atteignent une zone où la barrière SC/métal est relativement étroite, alors ils passent à travers la barrière. Il s'agit de l'effet tunnel activé thermiquement.
- (3) Les électrons passent à travers la barrière SC/métal en étant assistés par des défauts. C'est l'effet tunnel assisté par des défauts.
- (4) Lorsque le semi-conducteur présente des centres profonds de génération-recombinaison, alors sous polarisation directe les porteurs peuvent se recombinaison. C'est la recombinaison des paires électron-trou assistée par des défauts.

Polarisation inverse

- (1) Emission thermoïonique.
- (2) Effet tunnel activé thermiquement.
- (3) Effet tunnel assisté par des défauts.
- (4) Sous l'action d'une polarisation inverse, la courbure de bande augmente et la barrière métal/SC devient de plus en plus étroite contrairement à la polarisation directe. Par conséquent les électrons peuvent passer directement à travers la barrière. C'est l'effet tunnel pur.

(5) Lorsque le semi-conducteur présente des centres profonds de génération-recombinaison, alors sous polarisation inverse et dans la zone dépeuplée, des paires électron-trou peuvent être générées. C'est la génération des paires électron-trou assistée par des défauts.

En résumé, le courant dans une diode Schottky est la somme de toutes les composantes évoquées précédemment auxquelles il faut ajouter le courant de fuite I_{RP} et la prise en compte de la chute de potentiel dans la résistance série de la diode.

$$I = I_{tu} + I_{te} + I_{gr} + I_{RP}$$

Le terme I_{tu} exprimé par la relation (A.32) représente l'effet tunnel pur et/ou activé thermiquement [A.8]:

$$I_{tu} = I_{tu0} \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_{Sdiode})}{E_0} \right) - 1 \right] \quad (A.32)$$

Où I_{tu0} est la valeur du courant tunnel de saturation, V est la tension appliquée, R_{Sdiode} est la résistance série de la diode due au contact ohmique, au volume du SC et à l'accès métallique de la grille (cf. Figure C.14) à ne pas confondre avec R_s la résistance d'accès de source des transistors. I est le courant total dans la diode et E_0 est un paramètre qui dépend du degré de transparence de la barrière soit: $E_0 = E_{00} \coth(E_{00}/k_B T)$ et $E_{00} = (qh/4\pi)[N_d/(m_n^* \epsilon_s)]^{1/2}$

Où N_d correspond au dopage du SC, k_B est la constante de Boltzmann, T est la température, ϵ_s est la constante diélectrique du SC, m_n^* est la masse effective des électrons dans le SC, h est la constante de Planck et q est la charge de l'électron.

Le terme I_{te} dont l'expression est donnée par la relation (A.33) représente l'effet thermoïonique:

$$I_{te} = I_{te0} \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_{Sdiode})}{\eta_{te} k_B T} \right) - 1 \right] \quad (A.33)$$

Où le coefficient d'idéalité η_{te} doit être proche de 1 dans le cas d'une émission thermoïonique seule.

I_{te0} est la valeur du courant thermoïonique de saturation qui s'exprime par:

$$I_{te0} = A^* T^2 S \exp(-qV_b/(k_B T)) \quad (A.34)$$

Avec S la surface de la diode, V_b la tension de built-in ou la hauteur de barrière car η est proche de 1. A^* est la constante de Richardson donnée par: $A^* = 4\pi q m_n^* k_B^2 / h^3$.

Le terme I_{gr} donné par la relation (A.35) correspond au courant de génération ou de recombinaison suivant le sens de la polarisation:

$$I_{gr} = I_{gr0} \left[\exp \left(\frac{q(V - IR_{Sdiode})}{\eta_{gr} k_B T} \right) - 1 \right] \quad (A.35)$$

Où le coefficient d'idéalité η_{te} vaut 2 dans le cas d'un processus de génération-recombinaison et I_{gr0} est le courant de saturation donnée par l'expression :

$$I_{gr0} = qSWn_i/\tau \quad (A.36)$$

Avec W est la largeur de la zone de déplétion, n_i est la densité de porteurs intrinsèques et τ est la durée de vie des porteurs. La relation (A.36) correspond à un maximum de recombinaisons et est basée sur l'hypothèse que le niveau d'énergie des pièges E_T se confond avec le niveau de Fermi intrinsèque (centres profonds) [A.9].

Le terme I_{RP} (relation A.37) correspond au courant de fuite de la diode dont l'origine peut être discutable. Il peut s'agir :

- d'un courant par effet tunnel dont le comportement serait celui d'une résistance R_p parallèle à la diode, considération qui ne peut être effectuée qu'à très faible tension.

ANNEXES C

- d'un courant surfacique lié à une forte densité d'états de surface qui serait généré entre le contact ohmique et le contact Schottky sous l'effet de la polarisation. A cause de la forte densité d'électrons piégés, la surface se comporterait comme un matériau à faible conduction (conduction par *hopping*) et serait assimilable à une résistance R_p en parallèle sur la diode.
- le combiné des deux effets précédents qui formerait deux résistances (R_{p1} et R_{p2}) en parallèle sur la diode.

L'impact du terme I_{RP} est visible essentiellement à faible polarisation quand le courant I total est très faible d'où : $I_{RP} = (V - I R_{Sdiode}) / R_p \approx V / R_p$ (A.37)

D'après les considérations physiques évoquées, le schéma équivalent statique de la diode grille-source (ou grille-drain) d'un transistor HEMT peut être représenté de trois façons différentes.

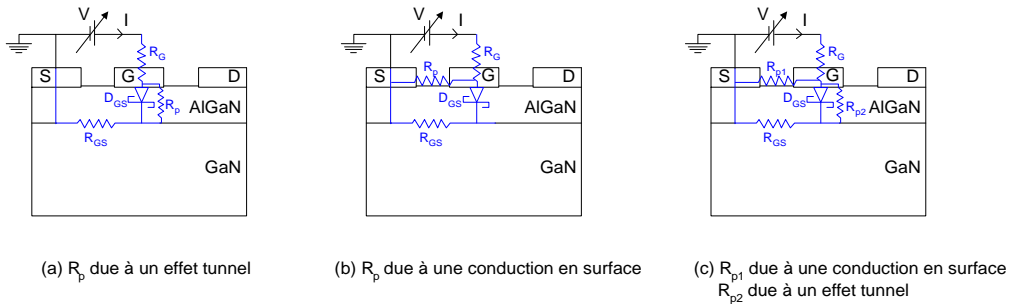


Figure C.14: Schémas équivalents de la diode grille-source d'un transistor HEMT en fonction de l'origine du courant de fuite.

R_{GS} correspond à la résistance du contact ohmique et du volume du semi-conducteur. R_G est la résistance d'accès du contact Schottky. Si l'on regarde les ordres de grandeurs des valeurs des résistances des trois schémas équivalents considérés, on peut avec une bonne approximation utiliser un schéma unique valable dans toutes les configurations (**Figure C.15-c**).

A faible polarisation, le courant I est essentiellement lié à la ou les résistances en parallèle sur la diode. Etant donné que R_p , R_{p1} , R_{p2} sont largement supérieures à R_G et R_{GS} , le schéma équivalent est celui de la **figure C.15-a**.

A plus forte polarisation, le courant I est essentiellement lié au courant dans la diode d'où le schéma de la **figure C.15-b**. La tension aux bornes de la diode est donnée par: $V - (R_{GS} + R_G)I$, où le terme $(R_{GS} + R_G)$ équivaut à la résistance série R_{Sdiode} de la diode.

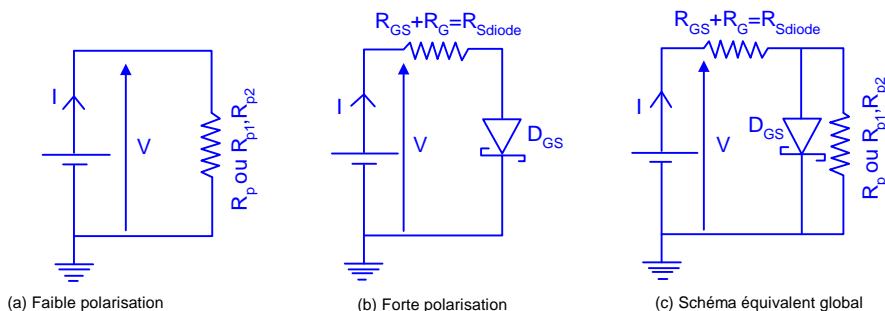


Figure C.15 : Schéma équivalent de la jonction grille-source sous faible et forte polarisations et schéma équivalent global.

On définit la longueur de Debye [19]:

$$L_D = [(\epsilon_s \epsilon_0 k_B T) / (N_d e^2)]^{1/2} \quad (\text{A.31})$$

En comparant avec l'expression de W , il est évident que L_D détermine la distance d'espace où il peut y avoir un changement de potentiel (hauteur de barrière) de l'ordre de l'énergie thermique ($k_B T$). Elle définit la distance à un site donneur dans lequel le champ électrique est perturbé par des électrons excités thermiquement.

Procédé de réalisation de la grille nitrure à tête décollée

Les étapes de réalisation sont décrites ci-dessous dans l'ordre chronologique :

- passivation de la surface en Si_3N_4 d'épaisseur 80nm puis dépôt des marques
- lithographie des contacts ohmiques et gravure anisotrope du Si_3N_4 par plasma CHF_3/CF_4
- recess de contact ohmique par digital etching (13nm) suivi d'un recuit post-gravure et de la métallisation.
- recuit flash pour la formation des contacts ohmique (870°C 30sec)
- isolation par implantation He^+
- définition du pied de grille par masqueur électronique et gravure anisotrope CHF_3/CF_4 de la passivation.
- gravure par digital etching pour la réalisation du recess de grille (profondeur 10nm) et recuit post-gravure
- dépôt de Ge servant de couche sacrificielle (épaisseur 40nm)
- lithographie à l'aide d'une seule couche de résine et ouverture du germanium dans le pied de grille par gravure anisotrope CHF_3/CF_4 (Figure C.16)

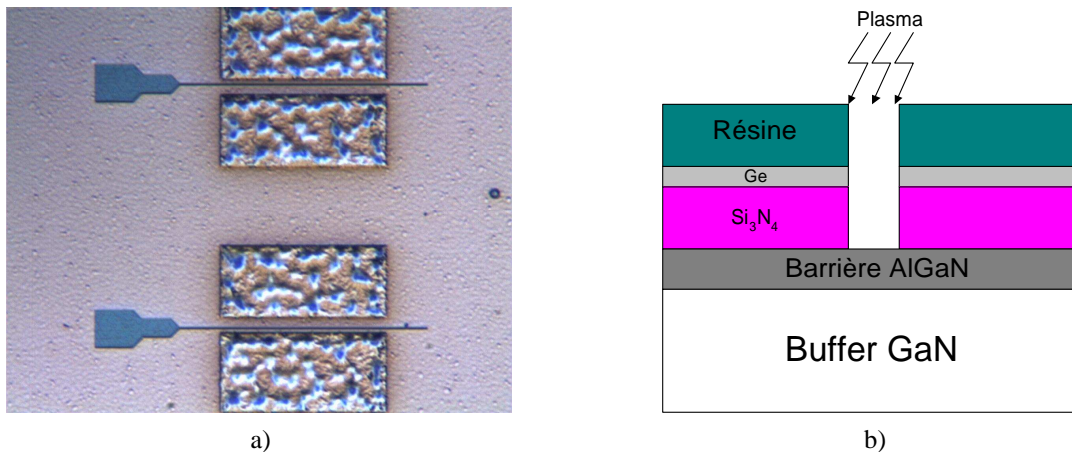


Figure C.16 : a) Vue au microscope optique de l'ouverture du Ge et du nitrure dans le pied de grille. b) Représentation schématique de la vue en coupe.

- lithographie du chapeau de grille par un bicouche
- métallisation de la grille et le lift-off
- retrait de la couche de Ge par voie chimique (H_2O_2)
- Lithographie pour ouverture du nitrure au niveau des plots d'accès de grille et des contacts ohmiques par plasma CHF_3/CF_4
- plots d'épaissement (Ti/Au)

Annexe D**Description des différentes hétérostructures utilisées**

Echantillon A242

GaN (10Å)	AlGaN (300Å)	GaN (1.7µm)	(AlN/GaN)5000Å/AlN(500Å)	Si-HR (111)
nid	nid	nid	-	substrat

 $R_{\square} \approx 875 \Omega/\square$, % Alu ≈ 27 %, $V_{pinch} \approx -4.3V$.

Echantillon A379

GaN (10Å)	AlGaN (300Å)	GaN-AlN (2µm)	Si-HR (111)
nid	nid	nid	substrat

 $R_{\square} \approx 613 \Omega/\square$, % Alu ≈ 27 %, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon A461

GaN (10Å)	AlGaN (300Å)	GaN (1.1µm)	AlN(500Å)/GaN(2500Å)/AlN(2500Å)	Si-HR (111)
nid	nid	nid	-	substrat

 $R_{\square} \approx 478 \Omega/\square$, % Alu ≈ 26 %, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon A644

GaN (10Å)	AlGaN (250Å)	GaN (1.6µm)	AlN/GaN	Si-HR (111)
nid	nid	nid	-	substrat

 $R_{\square} \approx 719 \Omega/\square$, % Alu ≈ 25 %, $n_s=7.17 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon AEC840

GaN (30Å)	AlGaN (32Å)	AlGaN (200Å)	AlGaN (32Å)	GaN (3µm)	Al ₂ O ₃
nid	nid	Si	nid	nid	substrat

 $R_{\square} \approx 600 \text{ à } 650 \Omega/\square$, % Alu $\approx 22,3$ %, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon AEC930

GaN (30Å)	AlGaN (270Å)	GaN (3µm)	GaN (250 Å)	Al ₂ O ₃
nid	Si	nid	nid	substrat

 $R_{\square} \approx 709 \Omega/\square$, % Alu ≈ 22 %, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon AEC1001

GaN (30Å)	AlGaN (50Å)	AlGaN (200Å)	AlGaN (50Å)	GaN (3µm)	Al ₂ O ₃
nid	nid	Si	nid	nid	substrat

 $R_{\square} \approx 600 \text{ à } 650 \Omega/\square$, % Alu ≈ 22 %, $V_{pinch} \approx 5V$.

ANNEXES D

Echantillon AEC1088

AlGaN (300Å)	GaN (1.2μm)	AlN/GaN	SiC
nid	nid	-	substrat

$R_{\square} \approx 469 \Omega/\square$, % Alu ≈ 30 %, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon PTC058

GaN (15Å)	AlGaN (240Å)	AlN (10Å)	GaN (1.85μm)	Si (111)
nid	nid	nid	nid	substrat

$R_{\square} \approx 350 \Omega/\square$, % Alu ≈ 27 %, $n_s = 1.26 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, $V_{pinch} \approx 5V$.

Echantillon L431

GaN(10 Å)	AlGaN(260 Å)	AlN (10Å)	GaN(1.5μm)	AlN/GaN	Si-HR (111)
nid	nid	nid	nid		substrat

$R_{\square} \approx \Omega/\square$, % Alu ≈ 24 %, $n_s = \text{cm}^{-2}$, $V_{pinch} \approx V$.

Echantillon A784

GaN(10Å)	AlGaN(250Å)	AlN(10Å)	GaN(0.8μm)	AlN/GaN	Si-HR (111)
nid	nid	nid	nid		substrat

$R_{\square} \approx 440 \Omega/\square$, % Alu ≈ 24 %, $n_s = 7.79 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, $V_{pinch} \approx -4.1 V$.

Echantillon LO586

GaN(20Å)	AlGaN(216Å)	AlN	GaN(1.1μm)	AlN/GaN	Si-HR (111)
nid	nid	nid	nid		substrat

$R_{\square} \approx 468 \Omega/\square$, % Alu ≈ 28 %, $n_s = \text{cm}^{-2}$, $V_{pinch} \approx -3.4V$.

Echantillon L446

GaN(10Å)	AlGaN(250Å)	GaN(150Å)	Al _{0.1} Ga _{0.9} N(1.7μm)	AlN/GaN	Si-HR (111)
nid	nid	nid	dopée Fe		substrat

$R_{\square} \approx \Omega/\square$, % Alu ≈ 32 %, $n_s = 1.18 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, $V_{pinch} \approx -2.25V$.

PTC144	Cap layer	Barrière	Buffer	Couche de nucléation	Substrat
½ de 2"	GaN	Al _{0.25} Ga _{0.75} N	GaN	AlN/GaN	Si-HR (111)
Epaisseurs	5nm	25nm	1.6μm	-	-

ANNEXES D

PTC249	Cap layer	Barrière	Spacer	Buffer	Couche de nucléation	Substrat
½ de 2"	GaN	Al _{0,28} Ga _{0,72} N	AlN	GaN	AlN/GaN	Si-HR (111)
Epaisseurs	5nm	21nm	1nm	1.7µm	-	-

PTC139	Cap layer	Barrière	Buffer	Couche de nucléation	Substrat
½ de 2"	GaN	Al _{0,29} Ga _{0,75} N	GaN	AlN/GaN	Si-HR (111)
Epaisseurs	5nm	22nm	1.66µm	-	-

Références bibliographiques des annexes

- [1] W. Shockley, W.T. Read, Phys. Rev. **87** (1952) 835.
- [2] R.N. Hall, Phys. Rev. **87** (1952) 387.
- [3] A. Vapaille, R. Castagné, Physique et technologie (1990).
- [4] D.L. Scharfetter, H.K. Gummel, IEEE Trans. Electron. Dev. **16** (1969) 64.
- [5] T. Saitoh, PhD thesis, Hokkaido University, Sapporo, Japan.
- [6] H.K. Gummel, IEEE Trans. Electron Dev. **11** (1964) 455.
- [7] T. Sawada, K. Numata, S. Tohdoh, T. Saitoh, H. Hasegawa, Jpn. J. Appl. Phys. **32** (1993) 511.
- [8] T. Saitoh, H. Iwadate, H. Hasegawa, Jpn. J. Appl. Phys. **30** (1991) 3750.
- [9] S. Brandt, Statistical and Computational Methods in Data Analysis, Springer-Verlag, New York, 1997.
- [10] P.G. Ciarlet, Introduction à l'analyse numérique matricielle et à l'optimisation. Paris: Masson, 1990 ; J.P. Nougier, Méthodes de calcul numérique. Paris: Masson, 1987.
- [11] O. Cea, Optimisation : Théorie et Algorithmes, Edition Dunod, 1971 ; M. Dayde, J. Noaille, B. Thiesse, Introduction à l'Algorithmique de l'Optimisation, Cours INPT (ENSEEIH), 1991.
- [12] C.H. Papadimitriou, K. Steiglitz, Combinatorial Optimization: Algorithms and Complexity, Prentice Hall, 1982.
- [13] D. Delahaye, Optimisation de la sectorisation de l'espace aérien par algorithmes génétiques, Thèse ENSAE, 1995
- [14] J.P. Nougier, Méthodes de calcul numérique. Paris: Masson, 1987.
- [15] D. Beasley, D.R. Bull, R.R. Martin, An overview of Genetic Algorithms: Part 2, Research Topics, University Computing 15 (1993) 170.
- [16] J. H. Holland, Adaptation in Natural and Artificial Systems, University of Michigan Press, 1975.
- [17] D.E. Goldberg, Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine learning, Reading MA Addison-Wesley, 1989
- [18] S.M. Sze, Physics of Semiconductors Devices, 2ed ed., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1981.

[19] H. Mathieu, Cours de Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques, Edition Dunod, Paris (2001)

Résumé :

Les semiconducteurs basés sur les nitrures III-N à large bande interdite présentent un intérêt croissant pour la recherche et le monde industriel. Parmi eux, les composants de puissance à base de nitrure de gallium constituent un domaine de recherche majeur de l'électronique à l'état solide pour les applications hyperfréquences. Les travaux décrits dans cette thèse correspondent à la conception et à la réalisation de transistors de puissance à haute mobilité pour l'amplification en bandes X et Ku (8-18 GHz) sur substrat bas-coût.

Dans un premier temps, l'évolution des principaux paramètres gouvernant le fonctionnement du transistor est établie pour différentes structures et a permis d'en déduire les paramètres physiques critiques. L'introduction des effets de contraintes et de piézoélectricité de manière couplés dans un modèle électromécanique a permis de prendre en compte la densité de pièges en surface et ainsi se rapprocher des conditions réelles du fonctionnement du transistor.

Coté technologie, l'approche utilisée a consisté au développement et à l'optimisation des briques technologiques de base, notamment sur les contacts ohmiques et Schottky, ainsi que sur la compréhension et l'analyse physique de leurs formations à l'aide de différentes techniques. En effet, l'évolution continue des hétérostructures demande de constantes rétroactions avec le procédé de réalisation. Dans ce but, une optimisation des conditions de réalisation des fossés de grille, du contact ohmique, des métallisations, du prétraitement de surface et de la nature du diélectrique de passivation a été effectué. Plusieurs diélectriques innovants comme le nitrure de bore ont été testés afin d'établir les potentialités des transistors HEMTs à grille isolée et ont permis de définir les potentialités de cette nouvelle filière.

Afin de repousser davantage les limites imposées par les pièges de surface et la tenue en tension de ces composants, l'ajout d'une électrode de champ a été étudiée puis réalisé. Pour se faire, différentes topologies de plaque de champ ont été développées. La dernière innovation a consisté à réaliser des transistors sur substrat Si (100) très bas coût et a permis d'établir un état de l'art en puissance à 10GHz.

Mots clés :

HEMT

AlGa_N/Ga_N

Composant de Puissance

Technologie des composants

MISHEMT

Fieldplate

Photoluminescence

Caractérisation électrique

Abstract :

III-N based semiconductors due to their wide bandgap properties present more and more interest in research and industry. In this frame, the microwave power devices based on gallium nitride constitute a major research field in electronics regarding solid state for microwave applications. The work described in this thesis is the design and the fabrication of high mobility power transistors for amplification in X and Ku band (8-18 GHz) on low cost substrate.

In a first hand, the evolution of main parameters governing the transistor operation, is established for different structures and have permit to deduce the critical physical parameters. The introduction of couply stress and polarization effect in an electromechanical model have permit to take into account the surface traps density and then, to be near to the transistor operation real conditions.

In a technological side, the used approch have consist in the development and the optimisation of the technological base modules, particularly the ohmic and Schottky contacts, so on the comprehension and physical analyse of their formation with different technics. In fact, the constantly improvement of epitaxies is correlated to a constant feedback with the technology. In this way, an optimization of technological process conditions for gate recess, ohmic contact, the metallization, the surface pretreatment and the nature of the dielectric passivation have been achieved. Several innovative dielectrics like boron nitride have been tested to establish the capabilities of these insulated gate HEMTs transistors.

To push back more the limit imposed by surface traps and the component hold voltage, the addition of fieldplate have been study. In this way, different configuration of fieldplate have been developped. The last innvation have consisted to realise transistor on very low cost silicon substrate (100) demonstrating a microwave power state-of-the-art at 10GHz for low cost applications.

Keywords :

HEMT
AlGaIn/GaN
Power component

Device technology
MISHEMT
Fieldplate

Photoluminescence
Electrical characterisation