



République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

Université Abou-Bakr Belkaid-Tlemcen

Faculté de Technologie

Département de Génie Electrique et Electronique

Mémoire présenté par

Mr. BELARBI Abdelmalik

Pour obtenir le diplôme de Magister en

NANOPHYSIQUE ET NANOTECHNOLOGIE

Thème

**Transistor DHFET à base d'InGaN :
Simulation et optimisation de ses performances DC et RF par le logiciel Silvaco**

Soutenu le Jour Mois 2014

Les membres du jury :

Président : Mr. Nasreddine BENAHMED

Pr. à l'université de Tlemcen

Examineurs :

Mr. Omar SEDDIKI

Pr. à l'université de Tlemcen

Mme Ahlam BOUAZZA-GUEN

M.C.A. à l'université de Tlemcen

Encadreur : Mr. Abdelkader HAMDOUNE

Pr. à l'université de Tlemcen

Année universitaire : 2013 / 2014

Remerciement

Nous remercions ALLAH le tout puissant l'omnipotent, pour le courage, la volonté et la patience pour mener à terme mon travail.

Je tiens à remercier sincèrement le directeur de ce mémoire Monsieur Abdelkader HAMDOUNE Professeur à l'université Abou-Bekr-Belkaid Tlemcen. Je lui exprime mes vifs remerciements pour l'aide constante durant la préparation de ce travail, ses conseils, l'enthousiasme qu'il a su me communiquer et ses compétences scientifiques et humaines m'ont permis d'accomplir mon travail dans les meilleures conditions. J'avoue que j'ai eu le plaisir de travailler avec lui.

Je tiens à exprimer mes lus sincères remerciements à Monsieur le professeur Nasreddine BENAHMED qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury.

Mes respectueuses reconnaissances s'adresse également au professeur Omar SEDDIKI d'avoir accepté d'examiner mon travail.

J'adresse mes sincères remerciements à Madame Ahlem BOUAZZA-GUEN maitre de conférence à l'université abou-bekr-belkaid tlemcen d'avoir accepté d'examiner ce travail.



Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à :

- *Mes très chers parents*
- *Mes chers frères*
- *Mes professeurs*
- *Mes amis et mes collègues*

Abdelmalik BELARBI



Table des matières	I
Liste des figures	VIII
Liste des tableaux	XIV

Introduction générale.....	1
-----------------------------------	----------

Chapitre1 : Etude des composés binaires III-N

1. Les composés binaires nitrurés	4
1.1 Introduction	4
1.2 Propriétés des nitrures	4
1.2.1 Propriétés structurales	4
1.2.1.1 Structure cristalline et zone de Brillouin	4
a- Structure cristalline	4
b- Zone de Brillouin	6
1.2.1.2 Paramètres de maille	7
1.2.1.3 Coefficients élastiques	7
1.2.1.4 Coefficients de dilatation thermique	8
1.2.2 Propriétés du nitrure de gallium	10
1.2.2.1 Propriétés mécaniques	10
1.2.2.2 propriétés optiques	12
1.2.2.3 Propriétés électriques	13
1.2.2.4 Propriétés thermiques.....	14
a- Dilatation thermique	15
b- Chaleur spécifique	16
c- Température de Debye.....	16
d- Conductivité thermique	16
1.2.2.5 Propriétés chimiques	17
1.2.3 Propriétés du nitrure d'aluminium.....	18
1.2.3.1 Propriétés mécaniques.....	18
✓ Coefficients d'élasticité	18
✓ Coefficient de dilatation thermique.....	18
✓ Dureté.....	19
1.2.3.2 Propriétés optiques.....	19
1.2.3.3 Propriétés électriques	20

1.2.3.4 Propriétés thermiques	22
1.2.3.5 Propriétés chimiques	22
1.2.4 Propriétés du nitrure d'indium	23
1.2.4.1 Propriétés électriques	23
1.2.4.2 Propriétés thermiques	23
1.2.4.3 Propriétés chimiques	24
1.3 Effet de la température sur la mobilité des porteurs libres	24
1.4 Effet de la concentration d'électrons sur la mobilité des porteurs libres	25
1.5 Techniques d'élaboration des nitrures	25
1.5.1 Epitaxie en phase vapeur à partir d'hydruure (EPVH)	26
1.5.2 Epitaxie par jets moléculaires (EJM)	26
1.5.3 Epitaxie en Phase Vapeur Organométalliques (EPVOM)	27
1.5.4 Croissance par reprise d'épitaxie latérale (ELO)	28
1.6 Conclusion	29
1.7 Bibliographie	30
Chapitre 2 : Etudes des composés ternaires (InGaN et AlGaN)	35
2. Les composés ternaires InGaN et AlGaN	36
2.1 Le nitrure de gallium-indium (InGaN)	36
2.1.1 Description du nitrure de gallium-indium	36
2.1.2 Propriétés du composé ternaire $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	36
2.1.2.1 Formules de Vegard et Phillips	36
2.1.2.2 Variation du gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole x (In).....	37
2.1.2.3 Bowing	37
2.1.3 Stabilité et solubilité	38
2.1.4 Dopage	38
2.1.4.1 Dopage de type n	39
2.1.4.2 Dopage de type p	40
2.1.5 Propriétés thermiques	42
2.1.6 Propriétés de surface	43
2.2 Le nitrure de gallium-aluminium (AlGaN)	46
2.2.1 Propriétés du ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	46
2.2.1.1 Variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole x (Al)	47
2.2.1.2 Bowing	48

2.2.2 Dopage	49
2.2.2.1 Dopage de type n	49
2.2.2.2 Dopage de type p	49
2.2.3 Contacts ohmiques	50
2.3 Caractère intrinsèque de type n dans les nitrures	50
2.3.1 Energie de stabilisation du niveau de Fermi	50
2.3.2 Concentration d'électrons dans les nitrures	52
2.4 Longueur de diffusion	53
2.5 Mécanisme de recombinaison	54
2.5.1 Recombinaisons Shockley-Read-Hall	54
2.5.2 Recombinaisons radiatives	55
2.5.3 Recombinaisons Auger	56
2.6 Etude des propriétés optiques d'AlGaN et d'InGaN	56
2.6.1 Vitesse de saturation dans $Al_xGa_{1-x}N$ et $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x	56
2.6.1.1 Vitesse de saturation des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$	57
2.6.1.2 Vitesse de saturation des électrons dans $In_xGa_{1-x}N$	58
2.6.2 Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$ et $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x	58
2.6.2.1 Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de x	58
2.6.2.2 Mobilité des électrons dans $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x	59
2.7 Elaboration des alliages ternaires.....	60
2.7.1 Nitrure de gallium-indium (InGaN).....	60
2.7.1.1 Incorporation d'In dans GaN	60
2.7.1.2 Croissance de l'InGaN.....	60
2.7.2 Nitrure de gallium-aluminium (AlGaN)	61
2.7.2.1 Principe d'élaboration	61
2.7.2.2 Incorporation d'Al dans GaN	62
2.7.2.3 Incorporation de Ga dans AlN	64
2.7.2.4 Croissance des ternaires $Al_xGa_{1-x}N$	65
2.7.2.4.1 Difficultés spécifiques	65
2.8 Conclusion	65
2.9 Bibliographie	66
Chapitre 3 : Transistor HEMT	70
3.1 Introduction	71

3.2 Etude d'une hétérojonction	71
3.2.1 Définition de l'hétérojonction	71
3.2.2 Diagramme de bandes d'une hétérojonction	72
3.2.3 Gaz électronique à deux dimensions	73
3.2.3.1 Polarisation piézoélectrique et spontanée	73
✓ Polarisation spontanée	73
✓ Polarisation piézoélectrique	74
✓ Polarisation résultante	74
3.2.4 Effet des champs sur la concentration du gaz bidimensionnel d'électrons	75
3.3 Transistor à effet de champ	76
3.3.1 Transistors JFET et MESFET	77
3.3.1.1 Structure générale	77
3.3.1.2 Principe de fonctionnement	78
3.3.2 Transistor MOSFET	80
3.3.2.1 Structure générale	80
3.3.2.2 Principe de fonctionnement	81
3.3.3 Transistor HEMT.....	82
3.3.3.1 Fonctionnement du transistor HEMT	83
3.3.3.2 Hétérojonction et gaz bidimensionnel d'électrons	85
3.3.3.3 Structure physique d'un HEMT.....	86
3.3.3.4 Paramètres physiques du HEMT.....	87
3.3.3.4.1 Mobilité et vitesse des porteurs	87
3.3.3.4.2 Niveaux énergétiques dans le puits quantique	88
3.3.3.4.3 Densité surfacique du gaz 2D	89
3.3.3.4.3 Champ de claquage	90
3.3.3.5 Claquage de la grille	91
3.3.3.5.1 Physique de la jonction sous la grille	91
3.3.3.5.2 Claquage de la grille en polarisation directe	92
3.3.3.5.3 Claquage de la grille en polarisation inverse	92
3.3.3.5.4 Claquage de la grille par avalanche au pincement	93
3.3.3.6 Claquage du canal	93
3.3.3.6.1 Principe de l'effet d'ionisation par impact	93
3.3.3.6.2 Claquage du canal dans un HEMT	94
3.3.3.7 Caractéristiques électriques	96

3.3.3.7.1	Modèle petit-signal d'un HEMT	96
✓	Eléments intrinsèques	96
✓	Eléments extrinsèques	98
3.3.3.7.2	Caractéristiques électriques et figures de mérite	98
3.3.3.7.2.1	Caractéristiques statiques I_{ds} (V_{ds})	98
3.3.3.8	Avantages et inconvénients des transistors HEMT	101
3.3.3.8.1	Avantages	101
3.3.3.8.2	Inconvénients	101
3.3.3.9	Diode Schottky	101
3.3.3.9.1	Structure métal-semi-conducteur	102
3.3.3.9.1.1	Travail de sortie du métal	102
3.3.3.9.1.2	Affinité électronique du semi-conducteur	103
3.3.3.9.2	Contact métal-semi-conducteur	103
✓	Avant le contact	103
✓	Après le contact	103
3.3.3.9.3	Etude du contact Schottky	105
✓	Zone de charge d'espace et barrière de potentiel	105
✓	Champ et potentiel électrique	106
✓	Charge totale de la zone de charge d'espace	106
✓	Capacité de la zone de charge d'espace	107
✓	Polarisation de la diode Schottky	107
3.3.3.10	Contact Ohmique	108
✓	Résistance du contact	108
3.3.3.11	Substrats d'épitaxie	108
3.3.3.11.1	Substrat silicium Si	109
3.3.3.11.2	Carbure de silicium SiC	109
3.3.3.11.3	Saphir Al_2O_3	109
3.3.3.12	Quelques effets limitatifs dans les transistors HEMTs/GaN	109
3.3.3.12.1	Effets thermiques	109
3.3.3.12.2	Différents phénomènes de pièges	110
✓	Notion de pièges	110
✓	Phénomène de gate-lag	112
✓	Phénomène de drain-lag	114
3.3.3.12.4	Pièges dans la couche tampon de GaN	115

3.4 Conclusion	116
3.5 Bibliographie	117
Chapitre 4 : Simulation d'un DH-FET à base d'InGaN	123
4. Introduction.....	124
4.1 SILVACO	124
4.1.1 Présentation du paquet de programmes SILVACO	125
4.1.2 Présentation de l'outil ATLAS	126
4.1.3 Logique de programmation	130
4.2 Structure étudiée et paramètres physiques	133
4.2.1 Structure simulée	135
4.2.2 Le maillage	135
4.3 Caractéristiques électriques	136
4.3.1 Caractéristique de sortie I_{ds} (V_{ds})	136
4.3.2 La tension de claquage	139
✓ Variation de la longueur de grille	140
✓ Variation de la distance grille-source (L_{gs})	141
4.3.3 Caractéristique de transfert I_{ds} (V_{gs})	141
✓ La tension de pincement	142
✓ La transconductance	142
4.4 Influence des paramètres physiques du transistor DH-FET sur les caractéristiques	143
4.4.1 Influence du dopage de la couche donneuse	143
4.4.2 Influence du dopage de la couche active	144
4.4.3 Influence du dopage de la couche tampon	144
5.4 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques	146
4.5.1 Influence de l'épaisseur de la couche donneuse	146
4.5.2 Influence de l'épaisseur de la couche active	146
4.5.3 Influence de l'épaisseur de la couche tampon	147
4.6 Etude dynamique	148
4.6.1 La fréquence de transition	148
4.6.2 La fréquence maximale d'oscillation	148
4.7 Comportement transitoire	149
4.7.1 Gate lag	150
4.7.2 Drain lag	150

Table des matières

4.8 conclusion	151
Références	152
Conclusion générale et perspectives.....	153

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 : Structures cristallines possibles pour les semi-conducteurs III-V.....	4
Figure 1.2 : Les zones de Brillouin des deux structures : (a) wurtzite et (b) zinc blende.....	7
Figure 1.3 : Mobilité de Hall en fonction de la concentration en électrons à 300 K	14
Figure 1.4 : Diagramme de bande à gap direct (a) et diagramme de densité d'états (b)	20
Figure 1.5 : La mobilité en fonction de la concentration et la température	23
Figure 1.6 : Mobilité électronique en fonction de la densité de porteurs à température ambiante dans GaN de type n dopé Si, épitaxié sur saphir	25
Figure 1.7 : Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EJM	27
Figure 1.8 : Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EPVOM	28
Figure 1.9 : Principales étapes de la croissance par reprise d'épitaxie latérale	28
Figure 2.1 : Variation du gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole In	37
Figure 2.2 : Concentration d'électrons (noir) et concentration d'atomes de silicium (blanc) en fonction du flux de silane, SiH_4	39
Figure 2.3 : Mobilité des porteurs de charges à température ambiante en fonction de la concentration d'électrons	40
Figure 2.4 : Mobilité des trous en fonction de la concentration de trous dans un film de P-GaN fabriqué par épitaxie par jet moléculaire assistée plasma à 650°C	42
Figure 2.5 : Energie de stabilisation du niveau de Fermi, E_{FS} , dans les alliages InGaN par rapport aux bords de bande de valence et de conduction sans la prise en compte de déformations et d'effets de polarisation	44
Figure 2.6 : Maximum de la bande de valence (VBM), minimum de la bande de conduction (CDM) et position du milieu du gap (E_{mid}) en fonction de la concentration d'indium dans InGaN	44
Figure 2.7 : Courbure de bandes (a et b) et distribution de charges (c et d) proche de la surface d'un film d'InN de type N (a et c) et de type P (b et d). Le niveau de dopage dans le matériau massif est appelé N_d et N_a , respectivement	45
Figure 2.8 : La dépendance, à la température ambiante, par rapport à la teneur en aluminium dans l'alliage AlGaN de : a) l'énergie de gap, b) la constante de réseau, c) la résistivité ρ , la concentration n et la mobilité des électrons μ	46
Figure 2.9 : Variation du gap dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la mole Al	47

Figure 2.10 : A: Variation du gap en fonction de la composition de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ cubique en fonction de la concentration en aluminium, B: même variation calculée pour la phase hexagonale des alliages avec et sans contraintes	48
Figure 2.11 : Position relative des bandes pour le groupe des III-N	51
Figure 2.12 : Densité d'électrons et mobilité dans InN en fonction de l'épaisseur de la couche.	52
Figure 2.13 : Concentration d'électrons en fonction de la température dans $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ avec différentes concentrations d'indium	53
Figure 2.14 : Longueur de diffusion des trous dans GaN en fonction de la concentration d'électrons	54
Figure 2.15 : Schéma de la recombinaison Shockley-Read-Hall avec les coefficients d'émission et de capture des électrons et des trous	55
Figure 2.16 : Schéma de la recombinaison radiative	55
Figure 2.17 : Schéma de la recombinaison Auger	56
Figure 2.18 : Vitesse de saturation des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole Al	57
Figure 2.19 : Vitesse de saturation des électrons dans InGaN, en fonction de la fraction de mole In	58
Figure 2.20 : Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole Al	59
Figure 2.21 : Mobilité des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole In	59
Figure 2.22 : Evaluation des oscillations de RHEED en fonction de la température d'In lors de la croissance d'une couche d'InGaN à 650°C	60
Figure 2.23 : Principe d'élaboration des alliages ternaires	61
Figure 2.24 : Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule d'Al en présence de Ga sur GaN	62
Figure 2.25 : Evolution du transitoire en fonction du flux d'Al quand la surface de GaN est exposée (a) à Al seul, (b) à l'ensemble Al et Ga sur la surface de GaN. Pour ce dernier cas, la température de la cellule de Ga est fixée à 1030°C	63
Figure 2.26: (a) Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule de Ga en présence d'Al. (b) Vitesse de croissance de l'alliage AlGaN en fonction de la température de Ga en présence d'Al	64

Figure 3.1 : Les trois types d'hétérojonctions entre deux semiconducteurs A et B ayant des énergies de bande interdite $E_g(A)$ et $E_g(B)$	71
Figure 3.2.a : Schéma des bandes d'énergie des deux matériaux séparés	72
Figure 3.2.b : Schéma des bandes d'énergie d'une hétérojonction isolée à l'équilibre thermique	72
Figure 3.3 : Champ électrique généré par une polarisation spontanée dans un matériau GaN.....	74
Figure 3.4 : Couches d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes	74
Figure 3.5 : Structure AlGaN/GaN face Ga où AlGaN est contraint en tension	75
Figure 3.6 : Évolutions des polarisations spontanée P_{sp} et piézoélectrique P_{pz} et de la densité de charges σ en fonction du taux d'aluminium x pour une couche GaN/AlGaN face Ga	76
Figure 3.7 : Coupe schématique du transistor MESFET GaAs	78
Figure 3.8 : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé	79
Figure 3.9 : Zone de charge d'espace « Z.C.E » dans un MESFET polarisé	80
Figure 3.10 : Réseau typique des caractéristiques courant-tensions d'un transistor FET	80
Figure 3.11 : Coupe schématique d'un transistor MOSFET à canal N	82
Figure 3.12 : Exemple de structure d'un transistor HEMT amélioré	84
Figure 3.13 : structure de bandes d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille entre un matériau à grand gap et un matériau à petit gap aboutissant à la formation d'un gaz 2D à l'interface	85
Figure 3.14 : Structure d'un transistor HEMT	86
Figure 3.15 : Structure de bande d'un contact Schottky sur un matériau de type n	92
Figure 3.16 : Jonction métal/semi-conducteur polarisée en direct	92
Figure 3.17 : Jonction métal/semi-conducteur polarisée en inverse, passage par effet tunnel.....	93
Figure 3.18 : Transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction par ionisation par impact	94
Figure 3.19 : Franchissement de la barrière due à l'hétérojonction par les trous et origine du courant de grille	95
Figure 3.20 : Réseau de caractéristiques $I_G = f(V_{GS})$ pour un composant PHEMT AsGa, de développement $4 \times 50 \times 0.15 \mu m^2$, V_{DS} allant de (+ 2.5 V) à (- 4 V), par pas de 0.5	95
Figure 3.21 : Origine physique des éléments du modèle électrique petit signal d'un FET	96
Figure 3.22 : Modèle électrique petit signal d'un FET	96
Figure 3.23 : Caractéristique $I(V)$ classique d'un HEMT	99

Figure 3.24 : Diagramme énergétique avant le contact	104
Figure 3.25 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\Phi_m > \Phi_s$	104
Figure 3.26 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semi-conducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\Phi_m < \Phi_s$	105
Figure 3.27 : Zone de charge d'espace (ZCE)	106
Figure 3.28 : Polarisation de la diode Schottky	107
Figure 3.29 : Influence d'un changement de la polarisation de drain sur les bandes d'énergies en présence de pièges de buffer. Observation des phénomènes de capture et d'émission ...	111
Figure 3.30 : Explication probable du mécanisme de gate-lag dans les transistors HEMTS GaN	112
Figure 3.31 : Exemple de comparaison des caractéristiques I(V) obtenues sur un transistor GaN pour des polarisations (V_{gs} , V_{ds}) de (0V ; 0V) lignes continues et (-4V ; 0V) lignes en pointillés	113
Figure 3.32 : Exemple de comparaison des caractéristiques I(V) obtenues sur un transistor GaN pour des polarisations (V_{gs} , V_{ds}) de (- 5V ; 0V) lignes continues et (- 5V ; 40V) lignes en pointillés	114
Figure 4.1 : Fichiers d'entrées et sorties d'Atlas	127
Figure 4.2 : Les composants (ou les modules) d'Atlas	128
Figure 4.3 : Ordre des groupes de commandes dans un programme Atlas (les commandes fondamentales afférentes)	130
Figure 4.4 : Diagramme de la simulation numérique de Silvaco	133
Figure 4.5 : Coupe schématique d'un transistor DH-FET à base d'InGaN	134
Figure 4.6 : Structure du transistor DH-FET	135
Figure 4.7 : Maillage de la structure	136
Figure 4.8 : Caractéristique I (V) d'un HEMT	137
Figure 4.9 : Caractéristique I_{ds} (V_{ds}) et phénomène d'auto-échauffement	138
Figure 4.10 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions grille-source	139
Figure 4.11 : Tension de claquage pour $V_{gs} = V_{gs0}$	140
Figure 4.12 : Variation du courant drain-source en fonction de la longueur de grille	140
Figure 4.13 : variation du courant drain-source en fonction de distance grille-source	141
Figure 4.14 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension grille-source	142

Figure 4.15 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source pour différents dopages de la couche donneuse, pour une tension grille-source nulle	143
Figure 4.16 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différents taux de dopage de la couche active de type n, pour une tension grille-source nulle	144
Figure 4.17(a) : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différents taux de dopage de la couche tampon de type n, pour une tension grille-source nulle	145
Figure 4.17(b) : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différents taux de dopage de la couche tampon de type p, pour une tension grille-source nulle	145
Figure 4.18 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche donneuse, pour une tension grille-source nulle	146
Figure 4.19 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche active, pour une tension grille-source nulle	147
Figure 4.20 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche tampon, pour une tension grille-source nulle	147
Figure 4.21 : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence	148
Figure 4.22 : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence	148
Figure 4.23 : Temps de réponse dû à la grille (gate-lag)	150
Figure 4.24 : Temps de réponse dû au drain (drain-lag)	151

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Constantes élastiques des nitrures dans la phase cubique	7
Tableau 1.2 : Coefficients élastiques des nitrures dans la phase hexagonale	8
Tableau 1.3 : Coefficient de dilatation thermique des nitrures dans la phase hexagonale	9
Tableau 1.4 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique des nitrures et de divers substrats utilisés pour leur épitaxie	9
Tableau 1.5 : Constantes d'élasticité C_{ij} expérimentales, et module de compressibilité volumique B théorique, pour GaN de type wurtzite	11
Tableau 1.6 : Coefficients de dilatation thermique α de GaN et divers substrats	15
Tableau 1.7 : Coefficients de dilatation thermique linéaire de AlN 2H (les valeurs de a_0 et c_0 sont celles obtenues à 300 K)	18
Tableau 1.8 : Coefficients du polynôme (1.6) décrivant l'expansion thermique d'AlN 2H en fonction de la température entre 293 et 1700 K (les valeurs de a_0 et c_0 sont celles obtenues à 300 K)	19
Tableau 1.9 : Conductibilité thermique de l'AlN en fonction du pourcentage massif d'oxyde d'yttrium	22
Tableau 1.10 : Paramètres thermiques de l'InN, du GaN et de l'AlN	24
Tableau 2.1 : Résumé des propriétés thermiques du GaN et de l'InN	43
Tableau 2.2 : Les constantes a, b et c, pour le calcul de la vitesse de saturation en fonction de la fraction molaire Al et In	57
Tableau 2.3 : Les constantes a, b et c, pour le calcul de la mobilité en fonction de la fraction molaire Al et In	58
Tableau 3.1 : Travail de sortie des métaux utilisés	102
Tableau 4.1 : Dopages et dimensions de la structure	134

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Le développement des systèmes de la télécommunication et le transfert d'information motive la mise au point des systèmes de transmission qui permettent des débits plus élevés sur des distances plus grandes. De ce fait, les transistors utilisés dans ces systèmes doivent fonctionner à des fréquences et des puissances plus élevées. Au cours des dernières années, l'évolution de la technologie a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables. Les études développées dans les domaines militaires et civils, sont à l'origine d'une évolution importante de l'industrie des technologies hyperfréquences, utilisant le transistor à effet de champ à base d'hétérojonction. Ainsi, pour une utilisation aux hautes fréquences, il est préférable que le type de porteurs responsable de l'effet transistor soit celui présentant les meilleures propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion).

Les nitrures, qui permettent l'élaboration des différents alliages de type InGaN ou AlGaN, se prêtent bien à la réalisation de ces transistors à effet de champ à hétérojonction (HFET). Ces hétérojonctions de type GaN-InGaN ou GaN-AlGaN par exemple, sont d'autant plus performantes qu'outre leurs spécificités grand gap, elles sont le siège de champs électriques internes très intenses ($\sim 1 \text{ MV/cm}$) résultant à la fois de la polarisation spontanée des interfaces et des effets piézoélectriques dans les couches contraintes. Ces champs contribuent efficacement au confinement des porteurs et permettent, associés à des sources des porteurs, d'atteindre des densités surfaciques n_s très importantes ($\sim 10^{13} \text{ cm}^{-2}$).

Dans les transistors HFET, la transconductance et la fréquence de coupure sont limitées d'une part par la densité surfacique n_s du gaz d'électrons bidimensionnel du canal et d'autre part par les résistances séries parasites. L'augmentation de la densité d'électron n_s peut être obtenue de deux manières différentes.

La première consiste à doper le canal, c'est la méthode utilisée dans le transistor DCHFET (Doped Channel Heterojunction Field Effect Transistor). La deuxième consiste à doper la barrière, c'est la méthode utilisée dans les transistors MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor). L'avantage de la première méthode est qu'en dopant le canal on diminue par la même occasion la valeur de la résistance série parasite. L'intérêt de la seconde réside dans le fait que les électrons du canal sont séparés des donneurs, localisés dans la barrière.

L'amélioration des performances des composants électroniques peut se faire de façon directe, par l'expérience en fabriquant le composant et en faisant varier de façon systématique

les différents paramètres pour pouvoir évaluer leurs effets et déterminer leurs performances. Cette procédure s'avère longue et coûteuse.

Cependant ; la modélisation des effets des différents paramètres des dispositifs électroniques et la compréhension des phénomènes physiques et électriques qui limitent leurs performances par simulation, est plus rentable.

La possibilité de faire varier les paramètres indépendamment les uns des autres pour les étudier et comprendre leurs influences sur les caractéristiques des composants ; cela nous permet d'étudier ces derniers afin de les optimiser avant la phase de fabrication.

Notre travail consiste donc à modéliser et simuler un transistor à effet de champ à double hétérojonction basé sur la première méthode ; il est divisé en quatre chapitres.

- Dans le premier chapitre, nous étudions les composés binaires nitrurés : leurs propriétés structurales, mécaniques, optiques, électriques, thermiques et chimiques.
- Le deuxième chapitre porte sur les propriétés et l'élaboration des composés ternaires, à savoir le nitrure de gallium-indium et le nitrure de gallium-aluminium.
- Dans le troisième chapitre, nous étudions l'hétérojonction ainsi que les différents transistors à effet de champ. Puis nous introduisons le transistor dont nous simulons les caractéristiques.
- Le quatrième chapitre consiste à présenter le transistor étudié avec ses paramètres et le logiciel utilisé. Ainsi, nous simulons des caractéristiques statiques et dynamiques avec interprétation des résultats.

Nous terminons enfin notre mémoire par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Etude des composés binaires III-N

1. Les composés binaires nitrurés

1.1 Introduction

Les nitrures d'éléments III ont été très tôt synthétisés et étudiés, depuis 1932 [1]. Les premiers monocristaux de GaN de grande surface ont été épitaxiés sur substrat saphir. Ces couches épaisses ($\geq 100 \mu\text{m}$) ont permis d'obtenir dès 1971 [2] les principales propriétés optiques, à savoir une bonne estimation de la bande d'énergie interdite (gap) et l'ordre des trois bandes de valence (la phase la plus stable de GaN est la structure wurtzite). La grande largeur de la bande interdite des nitrures et la possibilité d'alliages entre les trois nitrures GaN, InN et AlN ont rapidement suscité de grands espoirs pour ces matériaux en tant qu'émetteurs ou détecteurs de lumière visible ou ultra-violette (UV). En 1971, Pankove et al. [2] ont réalisé un premier dispositif électroluminescent basé sur une structure Schottky métal-isolant-semi-conducteur. Mais, malgré d'importants efforts dans le courant des années 1970, notamment dans la recherche de dopants adéquats, les nitrures sont longtemps restés un sujet très marginal par rapport aux autres composés III-V et à leurs développements [3].

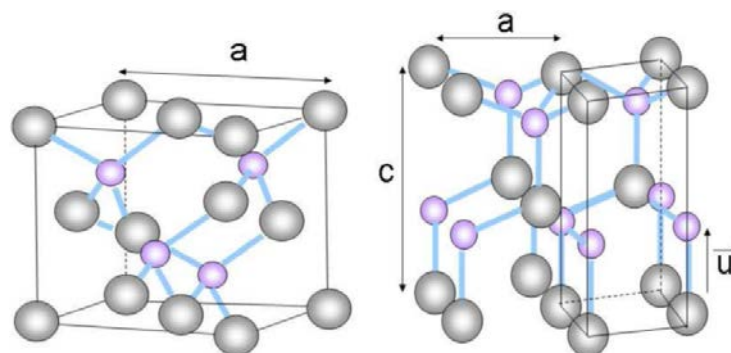
1.2 Propriétés des nitrures

1.2.1 Propriétés structurales

1.2.1.1 Structure cristalline et zone de Brillouin

a- Structure cristalline

La plupart des matériaux III-V cristallisent sous deux formes : blende de zinc (ZnS) ou sphalérite (cubique), et hexagonale ou wurtzite. La majeure partie des matériaux III-V cristallise dans la structure dite blende de zinc (ZnS). Cet arrangement est constitué de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées, l'un étant constitué d'un élément III et l'autre d'un élément V, les deux sous réseaux étant décalés du quart de la diagonale principale, c'est-à-dire $a \times \sqrt{3}/4$ [111], où a représente le paramètre de maille du matériau (figure 1.1).



a) Structure blende de Zinc b) Structure hexagonale wurtzite

Figure 1.1 : Structures cristallines possibles pour les semi-conducteurs III-V.

Dans cette configuration, les liaisons atomiques sont en général de type covalent, c'est-à-dire que les deux atomes voisins mettent leurs électrons en commun, comme dans le cas du silicium, qui cristallise sous la structure dite diamant : chaque atome est entouré de quatre premiers voisins formant un tétraèdre. Chacun des deux atomes participant à la liaison, apporte un électron à cette liaison qui est donc saturée. Dans le cas des III-V, une des quatre liaisons reçoit deux électrons de l'élément V.

Cependant ; pour la famille des nitrures, la structure la plus stable thermodynamiquement, à température ambiante et pression atmosphérique, est la structure hexagonale. La stabilité de cette configuration est due à la petite taille de l'anion [4].

Dans la configuration hexagonale, la structure du cristal est définie par les paramètres a et c , correspondant respectivement à la longueur du côté de la base hexagonale et à la hauteur du prisme (figure 1.1 b)). Un vecteur interne \vec{U} permet ensuite de caractériser la distance anion-cation selon l'axe [0001].

Dans le cas de la famille des nitrures, les liaisons présentent des propriétés partiellement ioniques. Ce type de liaison correspond au transfert d'un ou de plusieurs électrons d'un atome vers un atome voisin. Ces électrons sont fortement liés aux ions dans les solides ioniques.

La forme cubique des nitrures, a été observée pour la première fois sous forme d'inclusion dans la structure hexagonale. Cependant, son obtention n'a pas été intentionnelle et n'a pas été prise au sérieux. Mais les calculs théoriques qui ont été faits sur ses paramètres électriques et optiques, ont montré qu'elle présente plusieurs avantages par rapport à l'hexagonale grâce à sa haute symétrie. Du point de vue technologique ; elle est plus facile à cliver pour réaliser des cavités lasers ; et son élaboration sur substrats conducteurs permettrait son intégration microélectronique. Les nitrures hexagonaux sont couramment élaborés sur substrat saphir qui est un isolant thermique et électrique ; ils sont alors difficiles à intégrer dans la microélectronique.

Plusieurs chercheurs se sont intéressés à l'élaboration des nitrures cubiques et à l'étude de leurs paramètres. Cependant, le problème majeur dans la forme cubique est son instabilité thermodynamique ; ce qui la rend difficile à obtenir. Les récents progrès de croissance : l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM) et l'épitaxie par jets moléculaires (EJM) ont permis de déposer des couches épaisses de bonne qualité, et de fabriquer des dispositifs à base des nitrures cubiques.

b- Zone de Brillouin

Pour un cristal périodique, les paramètres internes ont la périodicité du réseau. Le réseau direct est défini par la première zone de Brillouin.

Les grandeurs physiques dans le cristal sont périodiques dans l'espace direct, il suffit de les connaître dans la maille élémentaire du réseau pour les reconnaître dans tout le cristal. Il est de même dans l'espace réciproque, il suffit de les avoir pour la première zone de Brillouin [5].

Les vecteurs primitifs \vec{b}_i du réseau réciproque sont déterminés par les relations :

$$\begin{cases} \vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3} \\ \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \wedge \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3} \\ \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \wedge \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2 \wedge \vec{a}_3} \end{cases}$$

Les vecteurs \vec{a}_1 , \vec{a}_2 et \vec{a}_3 ont pour unités respectives \vec{i} , \vec{j} et \vec{k} les vecteurs \vec{b}_1 , \vec{b}_2 et \vec{b}_3 seront donc de la forme :

$$\begin{cases} \vec{b}_1 = 2\pi(\vec{i} + \vec{j} - \vec{k}) \\ \vec{b}_2 = 2\pi(-\vec{i} + \vec{j} + \vec{k}) \\ \vec{b}_3 = 2\pi(\vec{i} - \vec{j} + \vec{k}) \end{cases}$$

Rappelons que la zone de Brillouin des réseaux cubiques à faces centrées (cfc), a la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube (figure 1.2(b)). Elle présente un centre de symétrie à l'origine (noté Γ) et des axes de symétrie :

- Les axes $\langle 100 \rangle$ à symétrie d'ordre 4 (Δ).
- Les axes $\langle 111 \rangle$ à symétrie d'ordre 6 (Λ).
- Les axes $\langle 011 \rangle$ à symétrie d'ordre 2 (Σ).

Les points de rencontre de chacun de ces axes avec les frontières de la zone de Brillouin, jouent un rôle essentiel dans la théorie des bandes. On les note généralement de la manière suivante :

- Points X de coordonnées $(2\pi/a, 0, 0)$ sur les axes $\langle 100 \rangle$.
- Points L de coordonnées $(\pi/a, \pi/a, \pi/a)$ sur les axes $\langle 111 \rangle$.
- Points K de coordonnées $(0, 3\pi/2a, 3\pi/2a)$ sur les axes $\langle 011 \rangle$.

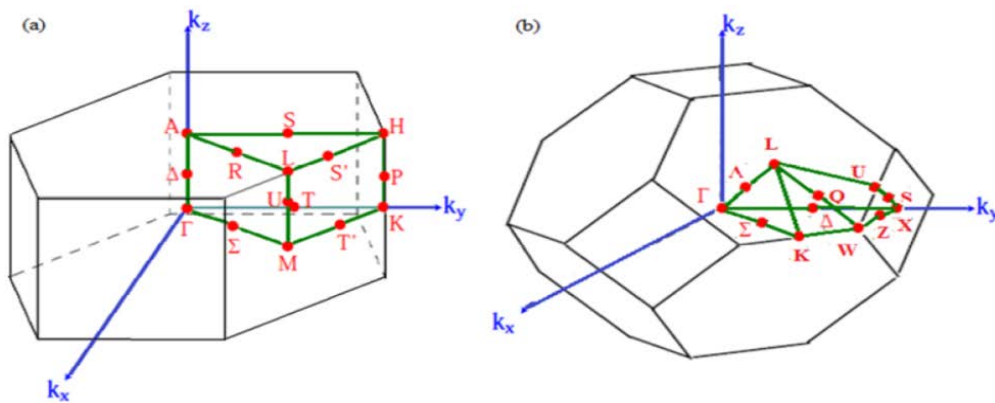


Figure 1.2: Les zones de Brillouin des deux structures : (a) wurtzite et (b) zinc blende.

1.2.1.2 Paramètres de maille

Dans la structure hexagonale, il y a deux paramètres de maille : 'a' dans le plan et 'c' hors plan. Dans la structure cubique, la distance entre les plans atomiques est la même en raison de symétrie dans cette structure.

1.2.1.3 Coefficients élastiques

Les coefficients élastiques des nitrures cubiques ont été calculés par plusieurs chercheurs, ils sont donnés par le tableau 1.1.

Matériaux	Coefficients élastiques (GPa)				Module de compression élastique	Paramètre de Kleinman
	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{14}		
GaN	239	159	155	200	203	0.61
	296	154	206	225	201	0.50
AlN	304	160	193	237	208	0.55
	304	152	199	230		
	348	168	135			
InN	187	125	86	138	146	0.80
	184	116	177	209	139	0.70

Tableau 1.1 : Constantes élastiques des nitrures dans la phase cubique [6].

Les coefficients élastiques de l'AlN sont les plus grands ; par ailleurs, ceux du GaN sont plus importants que ceux de l'InN. Il est à noter aussi que le plus petit module de compression élastique B est celui de l'InN, celui du GaN et de l'AlN sont proches. Cela signifie que GaN et AlN sont plus rigides qu'InN. Le Paramètre de Kleinman indique la position relative du cation et de l'anion quand le réseau cristallin est soumis à une contrainte à volume constant. Pour GaN, AlN et InN hexagonaux : les coefficients élastiques sont donnés dans le tableau (1.2). Dans la structure hexagonale, les coefficients élastiques de l'InN et du GaN sont proches, tandis que ceux de l'AlN sont plus petits.

Matériaux	C ₁₁ (GPa)	C ₁₂ (GPa)	C ₁₃ (GPa)	C ₃₃ (GPa)	C ₄₄ (GPa)	C ₆₆ (GPa)	Paramètre de Kleinman(C _{wz})
GaN	390	145	106	398	105	123	0.66 0.11
AlN	396	137	108	373	116	207	0.76 0.12
InN	223	115	92	224	48	141	0.88 0.14

Tableau 1.2 : Coefficients élastiques des nitrures dans la phase hexagonale [7].

1.2.1.4 Coefficients de dilatation thermique

Les paramètres de maille changeront si les coefficients de dilatation thermique de la couche épitaxiée et ceux du substrat sont différents. Pour cela, il est indispensable de connaître les coefficients de dilatation thermique du réseau cristallin de chaque matériau. Pour les nitrures cubiques, ces coefficients n'ont pas été déterminés expérimentalement. Si on considère que la longueur des liaisons est la même dans les deux phases, on pourra supposer que les coefficients trouvés pour la forme hexagonale sont valables pour la phase cubique. Le tableau (1.3) résume ces paramètres.

Matériaux	$\Delta c/c$ ($\times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$)
GaN	3.17 (300 – 700 °K) et 7.75 (700 – 900 °K)
AlN	1.583 (linéaire entre 293 et 1700°K)
InN	3.75 – 5.7 (260 – 800 °K)

Tableau 1.3 : Coefficient de dilatation thermique des nitrures dans la phase hexagonale [6].

Le tableau (1.4) résume les paramètres de maille et les coefficients de dilatation thermique des trois nitrures et des différents substrats.

Les paramètres de maille des nitrures sont proches, avec une légère hausse pour InN. Les coefficients de dilatation thermique d'InN ne sont pas encore bien définis, cela est dû à la difficulté de son élaboration et la complexité de ces paramètres. La différence du coefficient de dilatation thermique α (c) et $\Delta c/c$ dans les tableaux (1.4) et (1.5), est due à la qualité du matériau et la température à laquelle est mesuré le coefficient.

	a (Å)	c (Å)	α (a) ($\times 10^{-6}/\text{K}$)	α (c) ($\times 10^{-6}/\text{K}$)
AlN	3.111	4.980	5.3	4.2
GaN	3.1878	5.1850	5.59	7.75
InN	3.544	5.718		
Al ₂ O ₃	4.758	12.991	7.5	8.5
3C-SiC	4.358		4.7	
6H-SiC	3.080	15.12	4.2	4.0
Si	5.430		2.59	
MgAl ₂ O ₄	8.083		7.45	
γ -LiAlO ₂	5.169	6.267	7.1	7.5
β -LiGaO ₂	5.402, b=6.372	5.007		
ZnO	3.252	5.213	2.90	4.75

Tableau 1.4 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique des nitrures et de divers substrats utilisés pour leur épitaxie [3].

1.2.2 Propriétés du nitrure de gallium

1.2.2.1 Propriétés mécaniques

Les propriétés mécaniques de GaN sont mal connues ; cependant plusieurs auteurs (Perlin et al. [8], Xia et al. [9], Ueno et al. [10], Uehara et al. [11], Savastenko et al. [12], Polian et al. [13], Tagaki et al. [14], Yamaguchi et al. [15], Schwarz et al. [16], Leszczynski et al. [17]), ont caractérisé ses propriétés élastiques par des méthodes indirectes, réalisées à pression atmosphérique (diffusion Brillouin et ultrasons), et en fonction de la pression [spectroscopie d'absorption des rayons X (XAS), diffraction des rayons X par dispersion d'énergie (EDXD) et diffraction des rayons X (XRD)] [18].

Le tableau (1.5) donne les valeurs des constantes d'élasticité C_{ij} de GaN, ainsi que son module de compressibilité volumique B , obtenus par diffusion Brillouin et ultrasons. Au travers de ces deux méthodes, les constantes d'élasticité sont déduites de la vitesse respectivement des phonons acoustiques et du son : $X = \rho v^2$, avec ρ la densité du matériau et X une combinaison de constantes d'élasticité C_{ij} dépendant de la direction de propagation des phonons en respectant les axes cristallographiques. Pour les phases hexagonales, cinq constantes d'élasticités définissent le matériau : C_{11} , C_{33} , C_{13} , C_{44} et C_{12} . Les quatre premières correspondent respectivement à des modes selon les directions (100), (001) et (011). C_{12} apparaît en combinaison, par exemple $(C_{12} + C_{11})/2$ gouverne un mode dans la direction (100). Le module de compressibilité volumique est alors déduit des constantes d'élasticité selon l'équation (1.1).

$$B = \frac{(C_{11} + C_{12})C_{33} - 2C_{13}^2}{(C_{11} + C_{12} + 2C_{33} - 4C_{13})} \quad (1.1)$$

Technique		C₁₁ (GPa)	C₁₂ (GPa)	C₄₄ (GPa)	C₃₃ (GPa)	C₁₃ (GPa)	B (GPa)	Auteurs
XRD		296	130	241	267	158	190	Savastenko et al. [12]
Monocristaux	Brillouin	390	145	105	398	106	210	Polian et al. [13]
	Brillouin	374	106	101	379	70	180	Tagaki et al. [14]
	Brillouin	365	135	109	381	114	204	Yamaguchi et al. [15]
	Ultrasons	377	160	81.4	209	114	173	Schwarz et al. [16]

Tableau 1.5 : Constantes d'élasticité C_{ij} expérimentales, et module de compressibilité volumique B théorique, pour GaN de type wurtzite [18].

Les mesures ultrasoniques présentent un écart important pour C_{33} , certainement du fait de la trop faible épaisseur de l'échantillon étudié. D'une façon générale ; les écarts entre les valeurs obtenues de C_{ij} et de B , proviennent d'une part de la technique de caractérisation utilisée, et d'autre part du type de l'échantillon étudié. Plus l'échantillon analysé contiendra de défauts ou sera caractérisé par une forte concentration en électrons libres, plus ses propriétés mécaniques en seront affectées [18]. Les valeurs des C_{ij} suivent globalement la tendance suivante : C_{11} et C_{33} sont nettement plus élevées que C_{12} , C_{13} et C_{44} . Ceci montre une anisotropie des propriétés élastiques de GaN entre les deux directions, ce qui peut être directement reliée à l'anisotropie de la structure cristalline de type wurtzite selon ces directions.

Savastenko et al. ont calculé le module de Young (ou module d'élasticité) et le coefficient de Poisson à partir des constantes d'élasticité. Leurs valeurs sont respectivement de 150 GPa et 0.372 [12].

Les valeurs expérimentales, caractérisant les propriétés mécaniques, montrent que GaN possède des constantes élastiques et un module de compressibilité volumique assez proches de ceux de AlN et supérieurs à ceux de InN [19]. Il faut noter aussi qu'ils sont plus grands pour h-GaN que pour c-GaN. Toutes ces valeurs sont généralement nettement plus faibles que celles d'un autre matériau du type III-V tel que BN cubique, dit matériau ultra dur, qui présente des propriétés mécaniques très proches de celles du diamant [20]. Il manque cependant des données sur la résistance à la rupture pour savoir plus sur la tenue mécanique de GaN.

1.2.2.2 propriétés optiques

Dans les semi-conducteurs, les propriétés optiques résultent des transitions électroniques entre les niveaux de la bande de valence et de la bande de conduction. Les transitions peuvent être directes ou indirectes, elles peuvent impliquer des interactions entre les paires électron-trou et les niveaux énergétiques dus à des impuretés ou des défauts. Les propriétés optiques dépendent donc beaucoup de l'échantillon lui-même. Les mesures optiques donnent des informations sur la structure et la composition.

Le nitrure de gallium est biréfringent. La connaissance de son indice de réfraction est importante pour l'élaboration des structures des dispositifs optoélectroniques. Il a été mesuré par ellipsométrie, spectroscopie, réflectivité, transmission ou encore luminescence dans le visible et l'infrarouge. Dans ces régions, la partie imaginaire de l'indice de réfraction est négligeable. La valeur de sa partie réelle s'exprime de la manière suivante, en fonction de

l'énergie E de la source lumineuse : $n = \left[1 + \frac{A}{E_0^2 + E^2} \right]$ Avec : $A = 385$ et $E_0 = 9$ eV [21].

Entre 900 et 2000 nm, la dispersion est faible. En dessous de 800 nm, elle augmente car l'énergie des phonons approche celle du gap. Il apparaît aussi que la dispersion est très sensible à la teneur en oxygène, elle diminue quand la concentration en oxygène augmente. De manière générale, la valeur de l'indice de réfraction varie entre 2,1 à 1900 nm et 2,5 à 480 nm pour un film cristallin de GaN de bonne qualité [21]. Le coefficient d'absorption a aussi fait l'objet de nombreuses études. La valeur du carré est linéaire avec l'énergie des photons au dessous de l'énergie du gap : $\alpha^2 = (\alpha_0)^2 \times (E - E_g)$, avec $\alpha_0 = 1,08 \times 10^5$ cm⁻¹.

Ceci confirme le fait que le gap de GaN est direct [21]. Les mesures du coefficient d'absorption de GaN de type wurtzite au gap excitonique donnent des valeurs de 3×10^{-4} à $1,5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ [22]. En outre, il faut signaler que les mesures de réflectance en UV/visible sont sensibles aux transitions excitoniques et interbandes [21].

1.2.2.3 Propriétés électriques

Le transport électronique est caractérisé par la concentration en porteurs et la mobilité de Hall $\mu = R / \rho$; avec R le coefficient de Hall et ρ la résistivité. Pour le nitrure de gallium non intentionnellement dopé, il existe néanmoins un dopage de type n, avec au mieux une concentration d'électrons de 10^{16} cm^{-3} et une mobilité de $900 \text{ cm}^2/\text{v.s}$. Dans le cas de monocristaux usuellement synthétisés sous haute température et haute pression d'azote (non intentionnellement dopés), la concentration d'électrons est de $10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et la mobilité de $60 - 100 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$. Le dopage de type n de GaN est le plus souvent réalisé avec le silicium ou le germanium. En effet, leurs concentrations sont plus facilement mieux contrôlables que celle de l'oxygène [23].

La figure (1.3) donne la mobilité en fonction de la concentration d'électrons à 300 K ; elle diminue régulièrement lorsque la concentration en électrons augmente. Elle est de l'ordre de $100 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ pour une concentration de 10^{20} cm^{-3} et peut aller jusqu'à $900 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ pour une concentration de $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Les valeurs de mobilité les plus élevées ont été obtenues par dopage non intentionnel. Une mobilité de $1000 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ pourrait être obtenue pour une concentration d'électrons de 10^{14} cm^{-3} . La tendance observée montre aussi que la méthode de synthèse n'influe pas en elle-même sur la mobilité, seule la concentration en porteurs détermine la mobilité de Hall.

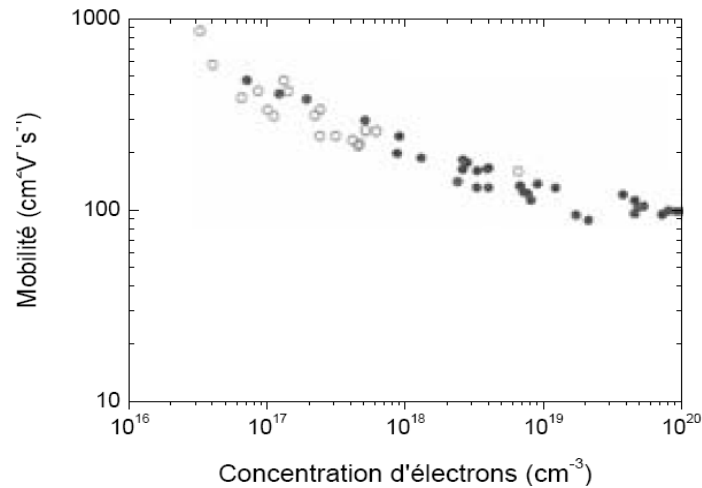


Figure 1.3 : Mobilité de Hall en fonction de la concentration en électrons à 300 K pour un certain nombre d'échantillons réalisés par MOVPE et MBE. selon D. K. Gaskil et al. [23]

(○ : GaN non intentionnellement dopé; ● : GaN dopé avec Si ou Ge).

Le dopage p de GaN est nettement moins développé que le dopage de type n, car il est beaucoup plus difficile à réaliser, comme cela est souvent le cas dans les matériaux à large gap. En effet, il existe une solubilité limite des dopants accepteurs due à la réduction de l'énergie de formation et de l'énergie de relaxation du réseau, qui entraîne alors la formation d'ions complexes piégeant les dopants accepteurs [24]. L'accepteur le plus utilisé est le magnésium (Mg). Un recuit ou une irradiation sous faisceau d'électrons à basse énergie permet de libérer le magnésium piégé sous forme de complexe avec l'hydrogène, et ainsi d'activer le dopage. La mobilité maximum obtenue est de $10 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ avec une concentration de trous de 10^{17} cm^{-3} . La meilleure mobilité a été obtenue dans le cas de dopage avec le carbone ($175 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$) à une concentration de trous de $3,75 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Comme dans le cas du dopage p, la mobilité augmente lorsque la concentration de porteurs diminue [23].

1.2.2.4 Propriétés thermiques

La dilatation thermique, la chaleur spécifique, la température de Debye et la conductivité thermique permettent de définir les propriétés thermiques du nitrure de gallium.

a- Dilatation thermique

La dilatation thermique est liée à la variation de densité d'un solide avec la température, les distances interatomiques se modifiant sous l'effet des vibrations. La dilatation thermique d'un semi-conducteur dépend de sa microstructure ; c'est à dire de sa stœchiométrie, présence de défauts étendus, de la concentration en porteurs libres ; pour obtenir des résultats cohérents, les mesures doivent être réalisées sur monocristaux [25, 26].

La dilatation thermique a été mesurée en fonction de la température sur monocristaux.

Selon a, le coefficient de dilatation thermique est constant sur toute la gamme de température. Selon c, la composante principale -parallèle à l'axe c- dépend de la température, la dilatation thermique connaissant une rupture de pente à 700K [25]. La valeur du coefficient de dilatation thermique est importante à connaître pour l'élaboration de dispositifs électroniques. En effet ; dans le cas de couches hétéroépitaxiées, si la dilatation thermique du substrat est différente de celle de la couche, il peut se créer des contraintes résiduelles induisant des fissures du substrat et de la couche épitaxiée [27]. Ceci intervient alors fortement sur l'efficacité du dispositif considéré.

Le tableau (1.6) donne les coefficients de dilatation de GaN et les substrats les plus souvent utilisés lors de l'hétéroépitaxie de GaN. Bien que le carbure de silicium 6H-SiC soit le plus adapté en terme de compatibilité de la dilatation thermique aux températures de travail (autour de 300 K), c'est le saphir qui est le plus souvent utilisé en raison de son coût bien moins élevé.

Matériaux	GaN	GaN	Saphir 300 K	6H-SiC 300 K	3C-SiC 300 K	ZnO 300 K	GaAs 300 K
	300-700 K	700-900 K					
$\alpha_a(10^{-6} \text{ K}^{-1})$	5.59	5.59	7.5	4.2	2.7	2.9	6
$\alpha_c(10^{-6} \text{ K}^{-1})$	3.17	7.75	8.5	4.7	2.7	4.75	6

Tableau 1.6 : Coefficients de dilatation thermique α de GaN et divers substrats selon Krukowski et al. [25].

b- Chaleur spécifique

Le coefficient de chaleur spécifique permet de calculer la variation de température d'un système auquel on apporte une quantité connue de chaleur. Dans les semi-conducteurs, l'énergie apportée a pour effet une augmentation du nombre de phonons présents, les électrons des bandes de conduction et les trous des bandes de valence étant en général en nombre insuffisant pour jouer un rôle important par rapport aux phonons. La concentration en porteurs libres et la présence de défauts ponctuels ou étendus affectent la chaleur spécifique. La chaleur spécifique (à pression constante) a été mesurée en fonction de la température. Il en résulte l'équation (1.2).

$$C_p(T) = 9,1 + 2,15 \cdot 10^{-3} \cdot T \quad (1.2)$$

Avec : $C_p(T)$ en $\text{cal} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Il y a une forte déviation par rapport à la courbe prévue par la théorie de Debye dans laquelle la capacité calorifique suit la formule (1.3):

$$c_p = \left(\frac{12\pi^4 R}{5} \right) \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 \quad (1.3)$$

Avec $R = 8,3144 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et θ_D la température de Debye.

La différence observée doit être due à la forte concentration en électrons libres des échantillons ($5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [25].

c- Température de Debye

La température de Debye θ_D caractérise la valeur maximale des énergies des vibrations. Elle a été calculée par Polian et al. [28] à partir de la chaleur spécifique ou encore par Demidienko et al. [29] à partir des propriétés élastiques. Les valeurs obtenues de θ_D sont respectivement de 700 K et 650 K. Ces valeurs sont cohérentes avec les calculs de Kim et al. [30], Christensen et al. [31], et Azuhaka et al. [32], qui prédisent θ_D entre 620 et 690 K [25].

d- Conductivité thermique

La conductivité thermique k est la propriété cinétique qui est déterminée par les contributions des degrés de liberté électronique, rotationnelle et vibrationnelle. Dans les semi-conducteurs, à cause des faibles densités d'électrons de conduction et de trous, la contribution principale au transport de chaleur vient des phonons. Dans un cristal pur, la diffusion des phonons est le processus limitant. Dans un cristal réel, la conductivité thermique est

déterminée par les défauts ponctuels et étendus. De toutes les propriétés thermiques, la conductivité est la plus affectée par les défauts de structure.

La conductivité thermique a été mesurée sur différents types d'échantillons : couche mince sur substrat saphir par la méthode MVPE (Sichel et al. [33]) et monocristaux de GaN (Porowski et al. [34]). Les valeurs de conductivité thermique K obtenues sont respectivement $1,3 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $1,7 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$. La valeur obtenue sur couche mince est inférieure aux calculs théoriques de Slack, prédisant une valeur de $1,7 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ du fait de la forte concentration en impuretés de l'échantillon (10^{18} cm^{-3}) [25].

1.2.2.5 Propriétés chimiques

Le nitrure de gallium (GaN) a été analysé la première fois par Johnson et al. en 1928 [1] qui a noté que le nitrure de gallium est un composé extrêmement stable. C'est cette stabilité chimique aux températures élevées, combinée avec son large gap, qui a fait du GaN un matériau attractif pour des dispositifs à hautes températures et dans les environnements caustiques. GaN est également un excellent candidat pour les couches protectrices, en raison de sa dureté. Cependant ; la majorité des travaux sur GaN portent sur ses applications dans les semi-conducteurs. Tandis que la stabilité thermique du GaN pourrait permettre un développement des études à hautes températures, la stabilité chimique du GaN présente un déficit technologique. Il y a beaucoup de rapports décrivant la résistance des films de GaN aux techniques de gravures humides conventionnelles utilisées dans le traitement des semi-conducteurs.

Seulement deux groupes ont décrit les caractéristiques de gravure chimique humide du GaN connu pour sa haute qualité. Maruska et Tietjen [36] ont rapporté que GaN était insoluble dans l'eau, les acides ou les bases à température ambiante ; mais il se dissout dans les solutions alcalines chaudes à un taux très lent. Pankove [37] n'a pas pu graver GaN dans NaOH à cause de la formation d'une couche de GaOH sur la surface. Un matériau de moindre qualité a été observé en gravant à des taux élevés dans NaOH, H_2SO_4 et H_3PO_4 . Ces gravures, qui sont seulement efficaces pour des films de GaN de mauvaise qualité, sont utiles pour l'identification des défauts et l'estimation de leurs densités dans les films de GaN. Jusqu'à présent ; il n'existe aucun processus de gravure chimique établi, malgré les efforts de beaucoup de chercheurs.

1.2.3 Propriétés du nitrure d'aluminium

1.2.3.1 Propriétés mécaniques

Il est important de connaître les propriétés mécaniques d'AlN lorsqu'on réalise des dépôts épitaxiés sur différents substrats. En effet, une modification même locale du réseau cristallin peut entraîner des modifications de propriétés physiques comme par exemple la largeur du gap. Des propriétés essentielles sont les coefficients d'élasticité et de dilatation thermique ainsi que la dureté.

✓ Coefficients d'élasticité

Les contraintes et les déformations du réseau cristallin sont reliées par les lois de Hooke (1.4) et (1.5).

$$\sigma = E \cdot \varepsilon \quad (1.4)$$

Où σ est la contrainte (en Pa) ; E, le module de Young (en Pa) et ε la déformation ou allongement relatif.

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \cdot \varepsilon_{kl} \quad (1.5)$$

Où σ_{ij} est le tenseur de contraintes (en Pa), C_{ijkl} le tenseur des constantes d'élasticité (en Pa) et ε_{kl} le tenseur des déformations.

✓ Coefficient de dilatation thermique

La dilatation thermique correspond à la déformation d'un matériau soumis à une variation de température. Ce phénomène est à prendre en compte pour l'étude des propriétés en fonction de la température mais aussi dans le cadre de la fabrication pour des phénomènes de différence de dilatation entre le substrat et la couche AlN. Les variations des paramètres de maille engendrées dans AlN 2H par une variation de température ont été étudiées par Yim et Paff en 1974 entre 18 et 800 °C [38] et par Slack et Bartram en 1975 entre -200 et 1000 °C [39]. Les coefficients de dilatation thermique du nitrure d'aluminium hexagonal à 300 K sont donnés dans le tableau (1.7).

Coefficient de dilatation thermique	Valeur à 300 K (10^{-6} K^{-1})
$\alpha_a (\Delta_a / a_0)$	4.2
$\alpha_c (\Delta_c / c_0)$	5.3

Tableau 1.7 : Coefficients de dilatation thermique linéaire de AlN 2H (les valeurs de a_0 et c_0 sont celles obtenues à 300 K) [40, 41].

Les résultats de ces mesures expérimentales suivent une loi de variation de type polynomiale, dont les coefficients sont indiqués dans le tableau (1.8).

$$\alpha = a + b.T + c.T^2 + d.T^3 \quad (1.6)$$

coefficients	a	b	c	d
$\alpha_a (\Delta_a / a_0)$	$-8.679 \cdot 10^{-2}$	$1.929 \cdot 10^{-4}$	$3.400 \cdot 10^{-7}$	$-7.969 \cdot 10^{-11}$
$\alpha_c (\Delta_c / c_0)$	$-7.002 \cdot 10^{-2}$	$1.583 \cdot 10^{-4}$	$2.719 \cdot 10^{-7}$	$-5.834 \cdot 10^{-11}$

Tableau 1.8 : Coefficients du polynôme (1.6) décrivant l'expansion thermique d'AlN 2H en fonction de la température entre 293 et 1700 K (les valeurs de a_0 et c_0 sont celles obtenues à 300 K) [41].

✓ Dureté

Le nitrure d'aluminium AlN 2H est un matériau dur et abrasif. Sa dureté à température ambiante est de 17,7 GPa [42,43]. Cette valeur de dureté est comparable à celle du carbure de silicium SiC 6H (22,9 GPa) et d'alumine Al₂O₃ (28 GPa). Cette propriété est à considérer dans le choix des techniques de polissage des couches AlN.

1.2.3.2 Propriétés optiques

Le nitrure d'aluminium AlN 2H est un matériau semi-conducteur à grand gap (type III-V et III-N). Il possède une structure de bande à gap direct de 6,2 eV. Le gap est direct car le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont tous deux situés au centre de la zone de Brillouin Γ (Fig1.4a). Au voisinage de ce point, la bande de conduction est unique alors que la bande de valence se divise en trois bandes (effets du champ cristallin et de l'interaction spin-orbite).

Les trois types de trous correspondants à ces trois bandes peuvent donc interagir avec la bande de conduction pour former des excitons. Notons que le polytype AlN 3C possède une structure de bande à gap indirect de 3,83 eV [44]. Des mesures de photoluminescence, d'absorption ou de réactivité permettent de mettre en évidence ces trois excitons et de déterminer leurs énergies respectives [45]. Le diagramme de densité d'états est également représenté (Figure 1.4b) et permet de quantifier le nombre d'états électroniques possédant une énergie donnée dans le cristal d'AlN.

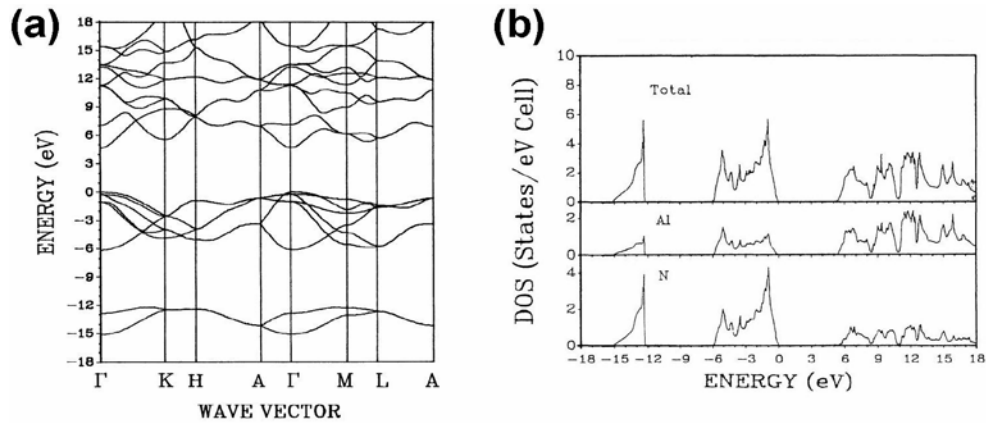


Figure 1.4 : Diagramme de bande à gap direct (a) et diagramme de densité d'états (b) calculés pour AlN 2H [46].

La valeur d'énergie du gap d'AlN varie en fonction de la température et peut être estimée à partir de la formule empirique de Varshini (1.7).

$$E_g(T) = E_g(0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1.7)$$

Où $E_g(0K) = 6,25 \text{ eV}$, $\alpha = 1,799 \text{ meV.K}^{-1}$ et $\beta = 1462 \text{ K}$

L'énergie du gap est très importante comparée à celles des autres semi-conducteurs. Le nitrure d'aluminium est donc un matériau isolant de forte résistivité. Ses valeurs de résistivité indiquées dans la littérature sont comprises entre 10^8 W.cm et 10^{13} W.cm à 300 K; elles dépendent des conditions de fabrication [47, 48].

1.2.3.3 Propriétés électriques

Suivant le procédé d'élaboration, le nitrure d'aluminium peut avoir différents comportements électriques. En effet ; un certain nombre d'études a permis de mettre en évidence l'effet des impuretés sur la conductibilité électrique du nitrure d'aluminium fritté, notamment le fer, le carbone et l'oxygène [49].

L'influence du carbone dans les phénomènes de conductibilité électrique a été étudiée par R.W. Francis et W.L. Worrell [50]. Les différentes analyses chimiques montrent que les échantillons d'AlN-HP, dits à fort taux de carbone, contiennent 350 ppm de carbone, 100 ppm de fer, 100 ppm de nickel, 300 ppm de silicium. Le taux d'oxygène pour l'AlN pressé à chaud est de 0,81%, mais son effet n'a pas été étudié. Les tests de mesure de conductibilité électrique ont été menés sous atmosphère d'azote à différentes pressions. Une première conclusion est que la conductivité électrique de l'AlN est indépendante de la pression d'azote

dans la chambre de mesure. La conductivité électrique d'AlN-HP a été mesurée de 100 à 1000°C.

Les mesures réalisées en dessous de 650°C sont clairement influencées par les impuretés et/ou la conduction aux joints de grains. Pour des températures comprises entre 100 et 300°C, une énergie d'activation égale à 0,17 eV est déterminée, ce qui correspond à la valeur d'énergie d'activation observée pour les impuretés de fer dans GaAs [51]. Les mesures au dessus de 650°C ont été faites à une fréquence de 1592 Hz (fréquence limite en dessous de laquelle la conductibilité électrique est constante), l'énergie d'activation devient alors égale à 1,82 eV. Entre 300°C et 650°C, le mode de conduction est représenté par un régime transitoire entre les deux modes de conduction. L'augmentation de la conductibilité électrique au-delà de 650°C serait due essentiellement aux impuretés de carbone. Les mesures réalisées sur des échantillons à haut et à bas taux de carbone confirment cette hypothèse ; la conductibilité électrique est 5 fois supérieure pour les échantillons à fort taux de carbone (350 ppm). Comme les bandes d'absorption de l'oxygène dans l'AlN se situent à 4,53 et 4,80 eV [52], soit largement au dessus de l'énergie d'ionisation des impuretés de 3,64 eV, c'est réellement le carbone qui est responsable de la conduction électrique à haute température (>300°C). Pour résumer, les impuretés métalliques (fer) sont les premières à faire augmenter la conductibilité électrique, viennent ensuite les impuretés de carbone, puis les impuretés d'oxygène. Pour finir, R. W. Francis et al. soulignent que le type de conduction ionique est négligeable dans le matériau par rapport à la conduction électronique. Les propriétés électriques de l'AlN massif sont fortement affectées par la température. La perte de conductivité de l'AlN massif est d'un ordre 7 entre 25°C et 450°C : elle passe respectivement d'un ordre de grandeur de 10^{-15} à $10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Pour comparer AlN à la silice thermique, la conductivité électrique de la silice est beaucoup moins sensible à la température que l'AlN, le couple SiO_2/SiC passe de 10^{-15} à $10^{-14} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ dans la plage de température de 100°C à 350°C [53].

Enfin, lorsque le nitrure d'aluminium n'est pas en proportion stœchiométrique, ses propriétés électriques sont obérées. Certaines études ont été menées dans le but de comprendre l'importance de la stœchiométrie notamment sur le comportement électrique de l'AlN. Du nitrure d'aluminium a été déposé par pulvérisation afin d'obtenir des films AlN_x ($0 < x < 1$). Plus x se rapproche de la valeur 0, plus la conductivité augmente, ce qui est normal car de l'aluminium métallique devient prépondérant dans le matériau [54].

1.2.3.4 Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques du nitrure d'aluminium sont largement supérieures à celles de la plupart des céramiques techniques, mais varient fortement d'un élaborateur à l'autre. L'optimisation de la conductibilité thermique de l'AlN est passée par diverses étapes au cours de ces 20 dernières années. Au départ ; les ajouts de frittage, permettant d'obtenir une bonne densification du matériau sans atténuer ses propriétés thermiques, ont dû être trouvés. Ensuite, un effort considérable a été effectué sur la qualité des poudres utilisées afin d'arriver aux conductibilités thermiques obtenues à ce jour [55]. Ainsi, la société Boostec obtient une conductivité thermique de 180 W/m.K. pour l'AlN fritté, alors que la conductibilité thermique théorique est de 320 W/m.K. La conductibilité thermique de différents substrats commerciaux peut varier en pratique de 65 à 220 W/m.K pour des matériaux présentant des densités relatives identiques [56]. Jarrige et al. [57] ont étudié l'influence du pourcentage d'un ajout de frittage sur la conductibilité thermique. Il apparaît clairement qu'un pourcentage massif d'oxyde d'yttrium avoisinant les 4% permet de maximiser la conductibilité thermique du produit final.

Teneur en Y_2O_3 massif	1%	3%	4%	5%
Conductivité thermique en W/ m.k	160	190	200	170

Tableau 1.9 : Conductibilité thermique de l'AlN en fonction du pourcentage massif d'oxyde d'yttrium [57].

De plus, la conductibilité thermique de l'AlN chute lorsque le taux d'oxygène et la porosité augmentent [58]. A noter également que la température influence la conductibilité thermique du matériau, cette dernière diminue quand la température augmente.

1.2.3.5 Propriétés chimiques

Le nitrure d'aluminium présente une résistance à la gravure chimique comme GaN. Il y a eu un grand nombre d'expériences de gravures d'AlN ; mais ne sont pas nombreuses celles qui ont donné l'AlN de bonne qualité. l'AlN développe en surface de l'oxyde d'épaisseur 50 - 100 Å lorsqu'il reste exposé pendant une journée à température ambiante. Toutefois, cette

couche d'oxyde sert comme protection, et aucune décomposition des échantillons de l'AlN, n'a été observée.

1.2.4 Propriétés du nitrure d'indium

1.2.4.1 Propriétés électriques

Il y a eu peu de rapports décrivant les propriétés électriques de l'InN. La plupart des échantillons de l'InN étudié à ce jour ont des concentrations d'électrons n supérieures à $10^{18}/\text{cm}^3$ [7]. On croit que les postes vacants de l'azote sont la cause de la grande concentration d'électrons. Les chercheurs ont indiqué l'effet de la température sur la concentration des porteurs et la mobilité des électrons dans l'InN polycristallin. A la température ambiante, la concentration des porteurs est de $5 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ et diminue à $3 \times 10^{16}/\text{cm}^3$ à 150 K. La mobilité d'électrons à la température ambiante, est de $2700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, et elle atteint une valeur maximale de $5000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ à 150 K [59].

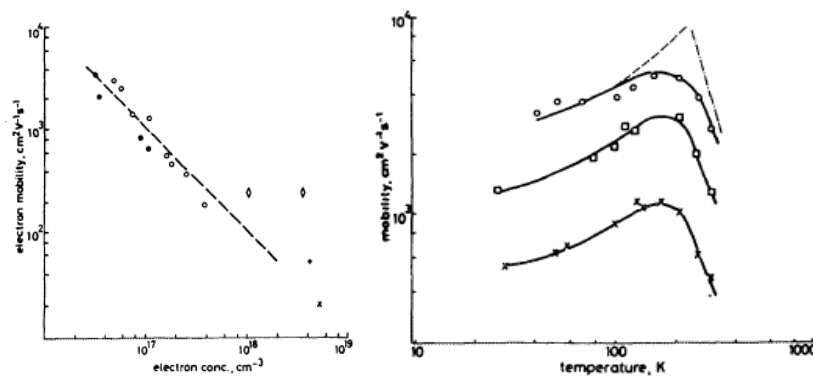


Figure 1.5 : La mobilité en fonction de la concentration et la température [20].

1.2.4.2 Propriétés thermiques

Le nitrure d'indium (InN), en raison des propriétés thermodynamiques du système $\text{N}_2 + \text{In}$ est difficile à synthétiser. L'énergie de liaison élevée du diazote N_2 et la relative faible énergie de liaison de la molécule d'InN rend la croissance directe d'InN à partir des constituants In et N_2 quasi impossible [60]. Le nitrure d'indium est métastable jusqu'à environ 650°C ; ensuite, il est thermodynamiquement instable. Pour des températures plus élevées, l'InN se décompose préférentiellement en indium liquide et en N_2 . La décomposition de l'InN dépend de facteurs cinétiques tels l'oxydation de la surface ou la présence de gouttelettes d'indium métallique pour des températures inférieures à 700°C . Au delà de cette température, la décomposition est limitée par le transport des produits de décomposition.

Quelques paramètres d'ordre thermique de l'InN et de deux autres semiconducteurs III-N sont résumés dans le tableau (1.10).

	InN	GaN	AlN
Coefficient d'expansion thermique (10^{-6} K^{-1}) α_a	3.68	5.59	4.15
Coefficient d'expansion thermique (10^{-6} K^{-1}) α_c	2.56	3.17	5.27
Conductivité thermique $\text{W.cm}^{-1}.\text{C}^{-1}$	0.45	1.3	2.85
Température de fusion (K)	1373	2773	3273

Tableau 1.10 : Paramètres thermiques de l'InN, du GaN et de l'AlN.

1.2.4.3 Propriétés chimiques

Il ya eu plusieurs études qui ont indiqué une dissociation rapide de l'InN à des températures supérieures à 500° C . Depuis ; il n'y a pas eu d'InN de haute qualité, développé ; la résistance du matériau à la gravure chimique est inconnue.

1.3 Effet de la température sur la mobilité des porteurs libres

Chin et al. [61] ont calculé les mobilités électroniques dans GaN, InN et AlN, en fonction de la compensation. A basse température ($T < 200 \text{ K}$), les principaux mécanismes de diffusion sont la diffusion sur les phonons acoustiques par effet piézoélectrique, et sur les impuretés ionisées. A plus haute température, la diffusion par phonons optiques polaires domine. Le maximum de mobilité se situe entre 100 et 200K. A 300K, la mobilité électronique maximum prévue est de $1000 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ [61] en accord avec les meilleurs résultats expérimentaux, qui sont de l'ordre de $900 \text{ cm}^2/\text{V.s}$, pour des échantillons hétéroépitaxiés par EPVOM [62] (Epitaxie en phase vapeur par pyrolyse d'organo-métalliques) ou EPVH [63] (Epitaxie en phase vapeur par la méthode des halogénures) ; dans ce dernier cas pour des couches épaisses de $74 \mu\text{m}$.

Dans les nitrures, il est aussi nécessaire de prendre en compte un mécanisme supplémentaire de diffusion : la diffusion par les lignes de dislocations chargées [64]. Les dislocations, notamment les coins, créent des niveaux dans le gap, qui peuvent être peuplés d'électrons [65], ce qui limite la mobilité transversale. Dans le cadre de la règle de Matthiesen, ceci ajoute un terme [66].

$$\mu_{dis} = \frac{[30(2\pi)^{\frac{1}{2}} \varepsilon^2 d^2 (kT)^{\frac{3}{2}}]}{[N_{dis} e^3 f^2 \lambda_D m^{\frac{1}{2}}]} \quad (1.8)$$

Où :

N_{dis} : la densité de dislocations traversantes

d : la distance entre niveaux accepteurs (i.e. le paramètre c).

f : la fraction de ces niveaux occupés ($f \sim 1$), [64]

λ_D : la longueur de Debye dans l'échantillon ($\lambda_D = (\frac{\epsilon kT}{e^2 n})^{\frac{1}{2}}$).

Pour GaN de type n, les dislocations doivent donc être aussi prises en compte pour la compensation : elles peuvent être à l'origine de $2 \times 10^7 N_{\text{dis}}$ niveaux accepteurs occupés/cm³.

Le modèle décrit par l'équation (1.8) prévoit une mobilité thermiquement activée.

1.4 Effet de la concentration d'électrons sur la mobilité des porteurs libres

La figure (1.6) montre la mobilité électronique à 300 K, en fonction de la densité de porteurs, de GaN de haute qualité épitaxié sur saphir.

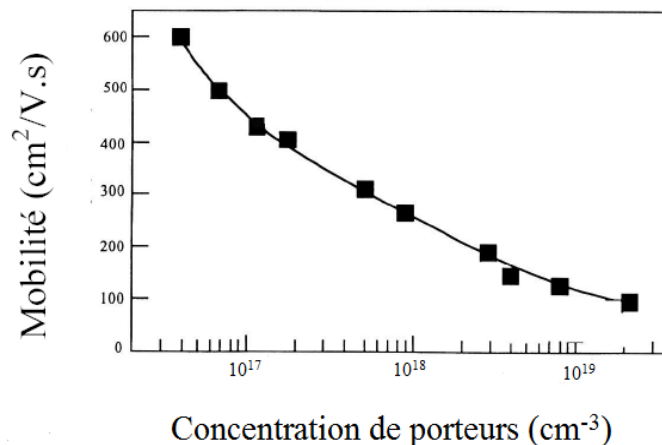


Figure 1.6 : Mobilité électronique en fonction de la densité de porteurs à température ambiante dans GaN de type n dopé Si, épitaxié sur saphir [3].

1.5 Techniques d'élaboration des nitrures

Pour fabriquer des dispositifs électroniques et optoélectroniques à partir des nitrures, l'élaboration de couches minces de bonne qualité est nécessaire. L'épitaxie des nitrures se fait en général par des techniques d'élaboration bien précises telles que : l'épitaxie en phase vapeur à partir d'hydruure (EPVH), l'épitaxie par jets moléculaires (EJM), l'épitaxie en phase vapeur organométalliques (EPVOM) et la croissance par reprise d'épitaxie latérale (ELO).

1.5.1. Epitaxie en phase vapeur à partir d'hydrure (EPVH)

La technique généralement utilisée pour fabriquer les substrats de GaN destinés à l'homoépitaxie (de GaN) ou certaines couches tampons, est l'HVPE (Hydride Vapor Phase Epitaxy) soit l'épitaxie en phase vapeur aux hydrures. Cette technique, la plus ancienne, fait intervenir de l'ammoniac (NH_3) comme précurseur de l'élément V et pour l'élément III (Ga) un chlorure le GaCl, obtenu par passage du gallium liquide dans de l'acide chlorhydrique. Le GaCl réagit à température ambiante avec l'ammoniac pour former du GaN qui va se condenser et se déposer sur l'échantillon porté à 1100°C [67].

Cette technique de croissance plutôt rapide comparée à d'autres, est parfaitement adaptée à l'élaboration de pseudo-substrats de GaN pour l'homo-épitaxie car elle permet d'atteindre des vitesses de croissance de l'ordre de $100\mu\text{m/h}$. Il en résulte une qualité de matériau moins bonne ; par conséquent, d'autres méthodes sont utilisées.

1.5.2. Epitaxie par jets moléculaires (EJM)

La technique MBE (Molecular Beam Epitaxy) ou épitaxie par jets moléculaires est une technique de croissance sous ultravide. Elle utilise l'évaporation sous vide de matériaux sources solides portés à haute température, lesquels se déposent sur un substrat à température plus faible ($700\text{-}750^\circ\text{C}$) que celles des sources et qui est mis en rotation afin de garantir l'homogénéité des couches déposées.

L'EJM présente l'avantage de pouvoir travailler avec des vitesses de croissance lentes ($0,5\text{-}2\ \mu\text{m/h}$) afin de laisser le temps aux atomes arrivant à la surface de migrer par diffusion vers les sites cristallographiques. Ainsi, elle est particulièrement adaptée pour l'élaboration de structures multicouches constituées de couches extrêmement minces.

La figure (1.7) montre le schéma synoptique général d'un bâti d'EJM destiné à la croissance de GaN. De même que pour la croissance de la plupart des autres semiconducteurs ; les sources de gallium, d'aluminium et d'indium sont solides. La source d'azote utilisé est soit NH_3 , soit N_2 , auquel cas une source plasma RF (Radio Fréquence) ou ECR (Résonance Electron – Cyclotron) est nécessaire pour dissocier les molécules d'azote très stables. L'EJM présente l'avantage de pouvoir ainsi contrôler parfaitement l'épaisseur déposée en utilisant une sonde RHEED (Reflexion High Energy Electron Diffraction) ou une diffraction des électrons de haute énergie installée dans le bâti de dépôt qui va contrôler en temps réel la quantité d'éléments incorporés [68].

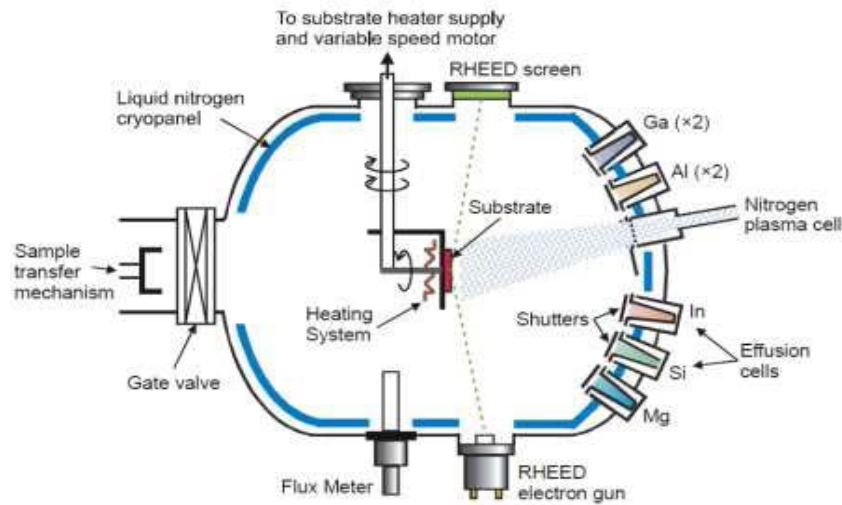


Figure 1.7 : Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EJM [69].

1.5.3. Epitaxie en Phase Vapeur Organométalliques (EPVOM)

La croissance par EPVOM (MOCVD Metal Organic Chemical Vapor Deposition) résulte de la pyrolyse de composés organométalliques et d'hydrures transportés par un gaz vecteur au voisinage d'un substrat porté à haute température. L'EPVOM est la principale technique de croissance des nitrures III-V. Les vitesses de croissance sont de l'ordre de quelques $\mu\text{m/h}$. La croissance consiste en la décomposition simultanée d'organométalliques (triéthylgallium (TEGa), triméthylaluminium (TMA), triméthylindium (TMI), biscyclopentadiénylmagnésium (Cp_2Mg) etc . . .) et d'hydrures (NH_3 , SiH_4) qui sont transportés par un gaz vecteur (azote (N_2) et/ou hydrogène (H_2)). Les flux des sources utilisées sont stabilisés, ensuite mélangés juste avant leur introduction dans le réacteur à une seule entrée alors qu'ils se mélangent au niveau du substrat dans le cas d'un réacteur à deux entrées. L'épitaxie s'effectue en général sur un substrat Al_2O_3 placé sur un suscepteur en graphite [70].

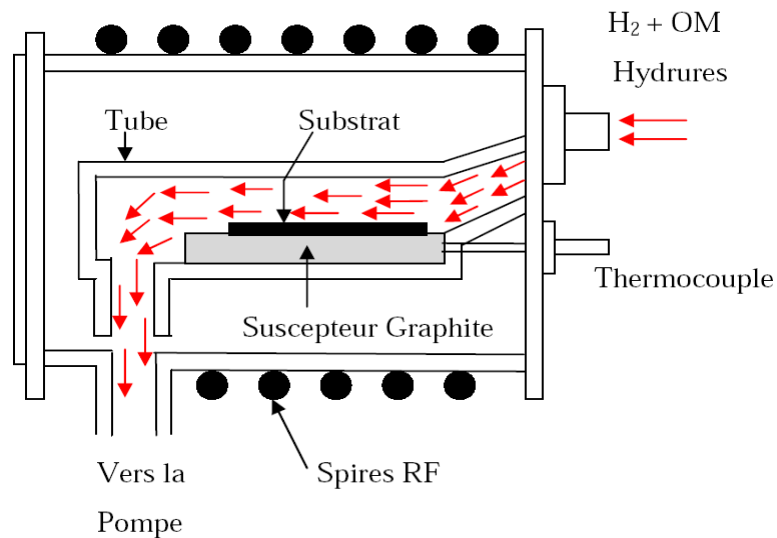


Figure 1.8 : Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par EPVOM [70].

1.5.4. Croissance par reprise d'épitaxie latérale (ELO)

La technique consiste à masquer partiellement le substrat par un matériau amorphe (usuellement SiO_2), puis à faire une reprise de croissance (EPVOM ou EPVH) par-dessus le masque en favorisant graduellement la direction de croissance latérale par le choix de conditions de dépôt adaptées (dans le cas de la croissance de GaN, une réduction du rapport V/III permet de passer d'un mode de croissance verticale à une croissance latérale). Les étapes de la croissance sont schématisées dans la figure (1.9).

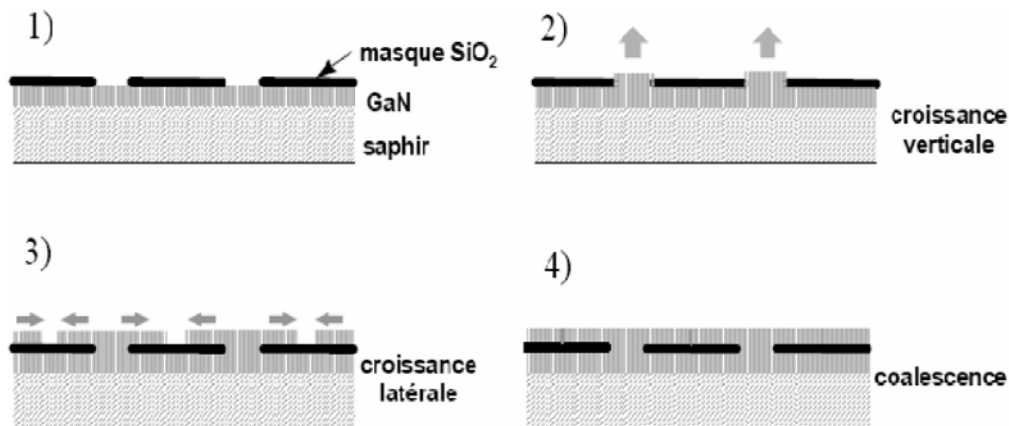


Figure 1.9 : Principales étapes de la croissance par reprise d'épitaxie latérale [71].

Cette technique de dépôt s'est avérée particulièrement efficace pour améliorer la qualité du matériau. En effet ; la majorité des dislocations se propageant perpendiculairement au substrat, sont stoppées par le masque. De plus, l'épitaxie latérale semble modifier la direction de propagation des dislocations qui s'orientent parallèlement au substrat [69]. Elles

n'interviennent donc plus lors des reprises de croissance ultérieures. La concentration de dislocations a pu être réduite ainsi de trois à quatre ordres de grandeur. Cependant, les étapes de masquage et de reprise d'épitaxie rendent la réalisation relativement coûteuse.

Conclusion :

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les composés binaires nitrurés tel que le nitrure de gallium, le nitrure d'aluminium et le nitrure d'indium : leurs structures cristallographiques ainsi leurs différentes propriétés. Ces propriétés démontrent l'intérêt d'utiliser ces composés pour les grandes puissances et les hautes fréquences.

De ce fait, ils présentent les critères nécessaires à la réalisation des transistors de puissance très large bande.

Le chapitre qui suit traitera les composés ternaires nitrurés.

Références

- [1] Johnson W.C., Parsons J.B., Crew M.C., J. Phys. Chem. 234 (1932) 2651.
- [2] Dingle R., Sell D.D., Stokowski S.E., Ilegems M. Phys. Rev. B 4, (1971), 1211.
- [3] M. Leroux, Matériaux pour l'Optoélectronique, Traité EGEM série Optoélectronique, tome 7, édité par G.Roosen, Hermes Science Publications, Paris, 2003.
- [4] C.-Y. Yeh, Z.W.Lu, S.Froyen, and A.Zunger, «Zinc-blende–wurtzite polytypism in Semiconductors»; Phys. Rev. B, vol. 46, pp. 10086–10097, Oct. 1992.
- [5] N. Bachir «Application de la méthode de Monte Carlo à l'étude du phénomène de transport dans GaN», Magister à l'URMER, Tlemcen (2004).
- [6] Martinez_Guerrero, Esteban, «Elaboration en épitaxie par jets moléculaires des nitrures d'éléments III en phase cubique»; Institut nationale des sciences appliquées Lyon, 2002.
- [7] Fabrice ENJALBERT, «Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompé par cathode à micropointes»; thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [8] I. Vurgaftman, L.R. Ram-Mhan and J.R. Meyer, Journal Of Applied Physics, vol. 89, n°11 (June 2001).
- [9] S.J. Pearton, F. Ren, A.P. Zhang and K.P. Lee «Fabrication and performance of GaN electronic devices», Mat. Sci. Eng. R, Vol. 30 (2000), p. 55-212.
- [10] J. Y. Duboz «GaN as seen by the industry», Acad. Sci. Paris, t. 1, Série IV (2000), p. 71-80.
- [11] P. Perlin, I. Gorczyca, N. E. Christensen, I. Grzegory, H. Teisseyre and T. Sus «Pressure studies of gallium nitride: crystal growth and fundamental electronic properties», Phys. Rev. B, Vol. 45 (1992), p13307-13313.
- [12] V. A. Savastenko and A. U. Sheleg. Phys. Status Solidii A (1978), p. 135-148.
- [13] P. Polian, M. Grimsditch and I. Grzegory «Elastic constants of gallium nitride», J. Appl. Phys. N°6, Vol. 79 (1996), p. 3343-3344.
- [14] Y. Tagaki, M. Ahart, T. Azuata, T. Sota, K. Suzuki and S. Nakamura «Brillouin scattering study in the GaN epitaxial layers», Physical B (1996), p. 219-220 et 547-549.
- [15] M. Yamaguchi, T. Yagi, T. Azuhata, T. Sota, K. Suzuki, S. Chichibu and S. Nakamura «Brillouin scattering study of gallium nitride : elastic stiffness constants», J. Phys. Condens. Matter 1, Vol. 9 (1997), p. 241-248.
- [16] R. B. Schwartz, K. Khachaturian and E. R. Weber «Elastic modules of gallium nitride», Appl. Phys. Lett. 9, Vol. 70 (1997), p. 1122-1124.

- [17] M. Leszczynski, T. Suski, P. Perlin, H. Teisseyre, I. Grzegory, M. Bockowski, J. Jun, S. Porowski and J. Majo «Lattice constants, thermal expansion and compressibility of gallium nitride», *J. Phys. D*, Vol. 28 (1995), A 149.
- [18] A. Polian «Mechanical properties of the group III nitrides», Publication INSPEC, Datareview series n°23 (1998), p. 11-20.
- [19] I. Akasaki and H. Amano «Crystal structure, mechanical properties and thermal properties of BN», Publication INSPEC, Datareview series n°11 (1994), p. 7-21.
- [20] S. Krukowski, M. Leszczynski and S. Porowski «Thermal properties of the group III nitrides», publication INSPEC, Datareview series n°23 (1998), p. 21-28.
- [21] Optical function of GaN, J.A. MIRAGLIOTTA, Properties of group III nitride, 1994, J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p. 190-194.
- [22] Band edge and optical function of GaN, M. LEROUX and B. GIL, Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors, 1997, J. EDGAR, S. STRITE, I. AKASAKI, H AMANO and C. WETZEL, Publication INSPEC, Datareview series n°23, p. 45-51.
- [23] Electrical transport of AlN, GaN and AlGaN, D. K. GASKIL, L. B. ROWLAND and K. DOVERSPIKE, Properties of group III nitride, 1994, J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p. 101-116.
- [24] Theory of co-doping of acceptors and reactive donors in GaN, T. YAMAMOTO and H. KATAYAMA-YOSHIDA, Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors, 1998, J. EDGAR, S. STRITE, I. AKASAKI, H AMANO and C. WETZEL, Publication INSPEC, Datareview series n°23, p. 306-312.
- [25] Thermal properties of the group III nitrides, S. KRUKOWSKI, M. LESZCZYNSKI and S. POROWSKI, Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors, 1998, J. EDGAR, S. STRITE, I. AKASAKI, H AMANO and C. WETZEL, publication INSPEC, Datareview series n°23, p. 21-28.
- [26] Crystal structure, mechanical properties and thermal properties of GaN, I. AKASAKI and H. AMANO, Properties of group III nitride, 1994, J. EDGAR, publication INSPEC, Datareview series n°11, p. 30-34.
- [27] Substrates for gallium nitride epitaxy, L. LIU and J. H. EDGAR, *Mat. Sci. Eng. R*, 37 (2002), p. 61-127.

- [28] Elastic constants of gallium nitride, P. POLIAN, M. GRIMSDITCH and I. GRZEGORY, *J. Appl. Phys.*, 79(1996), 6, p. 3343-3344.
- [29] Low-temperature heat capacity, entropy, and enthalpy of aluminum and gallium nitrides, A. F. DEMIDENKO, V. I. KOSHCHENKO, L. D. SABANOVA and Y. M. GRAN, *Russ. J. Phys. Chem.*, 49(1975), p. 1586-1586.
- [30] Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN and InN, K. KIM, R. L. LAMBRECHT and B. SEGALL, *Phys. Rev. B*, 53(1996), p16310-16326
- [31] Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure, N. E. CHRISTENSEN and I. GORCZYCA, *Phys. Rev. B*, 50(1994), 7, p4397-4415
- [32] Elastic constants of III - V compound semiconductors: modification of Keyes' relation, T. AZUHATA, T. SOTA and K. SUZUKI, *J. Phys. Condens. Matter*, 8(1996), p3111-3119
- [33] Thermal conductivity of GaN, 25–360 K, E. K. SICHEL and J. J. PANKOVE, *J. Phys. Chem. Solids*, 38(1977), p330
- [34] Thermodynamical properties of III–V nitrides and crystal growth of GaN at high N₂ pressure, S. POROWSKI and I. GRZEGORY, *J. Cryst. Growth*, 178(1997), 1-2, p174-188
- [35] Maruska H.P., Tietjen J.J., *Appl. Phys. Lett.* 15, (1969) 327.
- [36] Pankove J.I., Leksono M., Chang S.S., Walker C., Van Zeghbroeck B., *Mrs Internet J. Nitride Semicond. Res.* 1, (1996) 39.
- [37] W. M. Yim and R. J. Pa_. Thermal expansion of AlN, sapphire, and silicon. *Journal of Applied Physics*, 45(3) :1456_1457, 1974.
- [38] G. A. Slack and S. F. Bartram. Thermal expansion of some diamondlike crystals. *Journal of Applied Physics*, 46(1) :89_98, 1975.
- [39] Y. Goldberg. *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe.* John Wiley & Sons, 2001.
- [40] I. Yonenaga, A. Nikolaev, Y. Melnik, and V. Dmitriev. High-temperature hardness of bulk single-crystal AlN. *Japanese Journal of Applied Physics*, 40 :L426_ L427, 2001.
- [41] I. Yonenaga. Hardness of bulk single-crystal GaN and AlN. *MRS Internet Journal Nitride Semiconductor Research*, 7 :6, 2002.
- [42] NovaSiC, Savoie Technolac - Arche Bat.4, Allée du Lac d'Aiguebelette, BP 267, 73375 Le Bourget du Lac, France, www.novasic.com.

- [43] H. Mank, B. Amstatt, D. Turover, E. Bellet-Amalric, B. Daudin, V. Ivantsov, V. Dmitriev, and V. Maslennikov. Polishing and characterization of thick AlN layers grown on SiC substrates by stress control Hydride Vapor Phase Epitaxy. *Physica Status Solidi (c)*, 3(6) :1448_1452, 2006.
- [44] R. Thapa, B. Saha, and K.K. Chattopadhyay. Synthesis of cubic aluminum nitride by VLS technique using gold chloride as a catalyst and its optical and γ -ray emission properties. *Journal of alloys and compounds*, 475(1-2) :373_377, 2009.
- [45] F. Enjalbert. Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompe par cathode à micropointes. PhD thesis, Université Joseph Fourier - Grenoble 1, 2004.
- [46] Y.N. Xu and W.Y. Ching. Electronic, optical and structural properties of some wurtzite crystals. *Physical Review B*, 48(7) :4335_4351, 1993.
- [47] Y. Melnik, D. Tsvetkov, A. Pechnikov, I. Nikitina, N. Kuznetsov, and V. Dmitriev. Characterization of AlN/SiC epitaxial wafers fabricated by Hydride Vapor Phase Epitaxy. *Physica Status Solidi (a)*, 188(1) :463_466, 2001.
- [48] L. J. Schowalter, S. B. Schujman, W. Liu, M. Goorsky, M. C. Wood, J. Grandusky, and F. Shahedipour-Sandvik. Development of native, single crystal AlN substrates for device applications. *Physica Status Solidi (a)*, 203(7) :1667_1671, 2006.
- [49] J.P. SACHET, Thèse de Doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris, n°653 (19 Mars 1990).
- [50] R.W. FRANCIS, W.L. WORRELL, *Journal of the Electrochemical Society*, vol. 123, n°3, pp. 430-433, (1976).
- [51] J. BLANC, R. H. BUBE, et L. WEISBERG, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 25, pp. 225-240, (1964).
- [52] J. PASTRNAK et L. ROSKOVCOVA, *Physica Status Solidi*, vol. 26, p. 591, (1968).
- [53] A.J. LELIS, C.J. SCOZZIE, F.B. McLEAN, B.R. GEIL, R.D. VISPUTE, T. VENKATESAN, *Materials Science Forum*, vols. 338-342, pp. 1137-1140, (2000).
- [54] N. FORTIER, R.R. PARSONS, *Journal of Physics C : Solid State Physics*, vol. 20, num. 4, pp. 565-583, (1987).
- [55] W. KOJI, L. SUBHASH, « High thermal conductivity materials », www.mrs.org/publications/bulletin, June 2001.
- [56] J.P. MICHELET, J. GUINET, J.C. HUBERT, *L'industrie céramique*, n° 853, p. 692, (1990).

- [57] J. JARRIGE, J. MEXMAIN, M. OUMALOUL, R. BACHELARD, J.P. DISSON, *Journal de Physique III France*, vol. 3, pp. 703-712, (1993).
- [58] J.U. TREFNY, M. YOUNG, J.L. HASTERT, *Advances in Ceramics*, vol. 26, p. 14, (1989).
- [59] Bernard Gil, *Group III nitride semiconductor compounds*, Ed. Oxford Science Publication, (1998)
- [60] S. Krukowski, A. Witek, J. Adamczyk, J. Jun, M. Bockowski, I. Grzegory, B. Lucznik, G. Nowak, M. Wroblewski, A. Presz, S. Gierlotka, S. Stelmach, B. Palosz, S. Porowski, P. Zinn *J Phys. Chem. Solids*, vol 59, N°3, pp 289-295, 1998.
- [61] Chin V.W.L., Tansley T.L., Osotchan T., *J. Appl. Phys.* 75, (1994) 7365.
- [62] Nakamura S., Senoh M., Iwasa N., Nagahama S., Yamada T., Mukai T., Nakamura *Jpn.J. Appl. Phys.* 34, (1995) L1332.
- [63] Götz W., Romano L/T., Walker J., Johnson N.M., Molanar R.J., *Appl. Phys. Lett.* 72, (1998) 1214.
- [64] Look D.C., Szelove J.R., *Phys. Rev. Lett.* 82, (1999) 1237.
- [65] Leung K., Wright A.F., Stechel E.B., *Appl. Phys. Lett.* 74, (1999) 2495.
- [66] Ng H.M., Doppalapudi D., Moustakas T.D., Weimann N.G., Eastman L.F., *Appl. Phys. Lett.* 73, (1998) 821.
- [67] Z.Benzarti, thèse de doctorat : « Qualification des nitrures de gallium pour les dispositifs optoélectroniques : application aux diodes électroluminescentes bleues », Université EL Manar de Tunis, 2006.
- [68] F.Hadjaj, mémoire de magister : « simulation des caractéristiques électriques des détecteurs d'irradiations en niture de gallium (GaN) », Université de Bechar, 2009.
- [69] F.Guillot, thèse doctorat : « Développement de nanostructures à base de semi-conducteurs III Nitrures pour l'optoélectronique infrarouge », Université Joseph Fourier Grenoble I, 2007
- [70] N.Défrance : « Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière niture pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences », 2007.
- [71] A.Philippe, thèse doctorat : « Caractérisation électrique et optique du niture de gallium hexagonal et cubique en vue de l'obtention d'émetteurs bleus », Institut National des sciences appliquées Lyon, 1999.

Chapitre 2
Etude des composés
Ternaires III-N

2. Les composés ternaires InGaN et AlGaN

2.1 Le nitrure de gallium-indium

2.1.1 Description du nitrure de gallium-indium

Le nitrure de gallium-indium est un alliage entre le nitrure de gallium (GaN) et le nitrure d'indium (InN).

Le nitrure de gallium (GaN) fut synthétisé pour la première fois par Johnson et al. [1] en 1932 ; puis Juza et Hahn [2] déterminèrent la structure cristalline comme étant la wurtzite dans les conditions normales de température et de pression, en 1938. GaN fut beaucoup étudié dans les années 80 et 90 grâce à ses applications pour les diodes électroluminescentes (LED) et les détecteurs dans l'UV [3,4].

Le nitrure d'indium (InN) a eu une histoire plus tumultueuse. Le premier échantillon d'InN fut synthétisé en 1972 en utilisant un procédé de pulvérisation radiofréquence [5]. Cependant, la plupart des couches produites étaient polycristallines et présentaient une grande concentration d'électrons libres ($>10^{19} \text{ cm}^{-3}$) et une contamination significative par l'oxygène.

Le nitrure de gallium-indium (InGaN) fut déposé pour la première fois en 1972 [6] par la technique de plasma à rayons d'électrons sur deux types de substrats, saphir et quartz. Cependant, les couches produites étaient polycristallines et le gap d'énergie de l'InN fut mesuré à 1,95 eV laissant supposer que le matériau produit n'était pas de très bonne qualité. Par la suite, en 2002, Wu et al. [7] présentèrent des films de haute qualité cristalline et un gap pour l'InN à 0,77 eV. Ils déterminèrent alors la courbure de bande du gap de l'InGaN comme étant 1,43 eV. La croissance de l'InGaN étant maîtrisée dans les années 2000, la fabrication de composants à base de cet alliage va devenir un thème de recherche important. Aujourd'hui, les efforts de recherche se focalisent principalement sur la différence de paramètres de maille entre le matériau et le substrat, le dopage de type p, la ségrégation de phases dans les couches et les états de surfaces.

2.1.2 Propriétés du composé ternaire $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [42]

Cette importance justifie la recherche d'une compréhension approfondie de la majeure partie de ses propriétés. Malheureusement, il ya encore beaucoup de désaccords sur les paramètres fondamentaux comme le bowing de l'énergie de gap.

2.1.2.1 Formules de Vegard et Phillips

Certaines propriétés (Y) comme le paramètre de maille, la polarisation et les constantes piézoélectriques peuvent être déduites par interpolation linéaire suivant la loi de Vegard :

$$Y(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}) = (1-x) Y(\text{In}) + x \cdot Y(\text{GaN}) \quad (2.1)$$

Avec une erreur inférieure à 2% pour n'importe quelle valeur de x ($0 \leq x \leq 1$).

2.1.2.2 Variation du gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole x (In)

Pour l'énergie de bande interdite, l'équation (2.1) ne convient pas, il faut utiliser la relation quadratique (2.2) de J.C. Phillips.

$$E_g^{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x \cdot E_g^{\text{InN}} + (1-x) \cdot E_g^{\text{GaN}} - x \cdot (1-x) \cdot b \quad (2.2)$$

Où b est le paramètre de courbure (bowing parameter).

En remplaçant $E_g(\text{InN})$ et $E_g(\text{GaN})$ par leurs valeurs à 300K, et en prenant $b = 1$, nous trouvons les équations qui donnent le gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de x [8].

$$\begin{cases} E_{g1}(x) = x^2 - 2.41x + 3.3 \text{ eV} & \text{(cubique)} & (2.3) \\ E_{g2}(x) = x^2 - 2.43x + 3.43 \text{ eV} & \text{(hexagonal)} & (2.4) \end{cases}$$

L'énergie du gap diminue, et le sommet de la bande de valence au point Γ se décale vers le haut, quand la composition d'indium augmente.

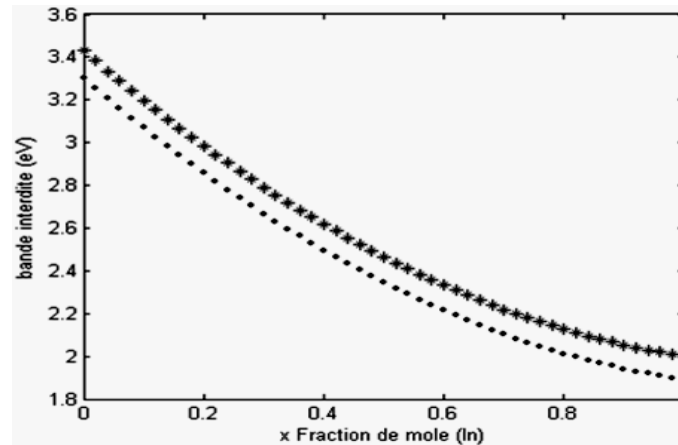


Figure 2.1 : Variation du gap d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole In [8].

2.1.2.3 Bowing

Le comportement exceptionnel du gap de cet alliage reste une issue à controverses. Le paramètre b mesuré, varie de 1 à 5eV [9] ; cette variation serait due partiellement à la qualité des films d'alliages étudiés. Il y'a aussi des difficultés expérimentales rapportées à la méthode utilisée pour mesurer le gap optique. Les incertitudes sont en partie une conséquence du fait que la plupart des études expérimentales ont été portées sur des échantillons où la concentration d'In était assez petite ($x \leq 0.25$) [10].

Les premières études suggèrent un bowing entre 0 et 1.0 eV [11]. D'autres recherches plus récentes prévoient $b = 1\text{eV}$ pour InGaN cubique [12], alors qu'on s'attendait à la même

valeur pour les deux structures. Beaucoup d'études soient compatibles avec un bowing égal à 1eV pour l'alliage InGaN.

2.1.3 Stabilité et solubilité [13]

L'obtention d'un alliage ternaire (InGaN) à partir des deux composés binaires GaN et InN ayant des énergies et des longueurs de liaison différentes, n'est pas chose facile. Pour certaines valeurs de x , des problèmes de miscibilité se posent et dès lors, il y a ségrégation pour minimiser l'énergie totale. A une température de croissance de 800°C, Ho [14] a trouvé théoriquement une miscibilité de 6% de l'indium dans GaN. En diminuant la température, on augmente la miscibilité mais au détriment de la cristallinité [15].

La température critique (température à partir de laquelle tous les composés sont stables) est atteinte pour une composition en In de 0.39, et vaut 1417°C [16] ; alors qu'à partir de 500°C, des gouttelettes métalliques d'indium se forment en surface. Ces études montrent donc qu'à température ambiante (de même qu'aux températures habituelles de croissance), presque tous les composés d' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sont instables, or la croissance d'InGaN pauvre en indium ($x_{\text{In}} < 0,3$) est réalisée facilement de nos jours.

2.1.4 Dopage

Le dopage est une technique qui permet d'augmenter la quantité de trous ou d'électrons d'un matériau en substituant une très faible quantité de ses atomes par des atomes d'une autre nature. Si on ajoute des atomes possédant un ou plusieurs électrons de moins (un ou plusieurs trous de plus), on parle de dopage de type P. Dans ce cas, on favorise la conduction du courant par les trous. Inversement ; si on ajoute des atomes ayant un ou plusieurs électrons de plus, on parle de dopage de type N. Dans ce cas, la conduction électrique se fera principalement par les électrons.

La « mise en contact » d'un matériau de type N avec un matériau de type P va provoquer un déplacement de charge afin de retrouver l'équilibre électrique créant ainsi un champ interne. Ce type de dispositif est appelé une jonction PN et à la base de quasiment tous les composants électroniques (transistors, LEDs, cellule solaire, etc.). Il est donc important d'avoir de bons dopages type N et P afin d'obtenir des composants efficaces.

Lorsque les nitrures sont fabriqués par la méthode de dépôt chimique en phase vapeur (CVD), la technique de dopage la plus utilisée est l'introduction de dopant directement dans la chambre de croissance sous forme de gaz.

L'implantation ionique est également une technique de dopage intéressante parce qu'elle permet un contrôle précis du profil de dopage. Cependant, elle doit être suivie d'un recuit nécessaire à l'activation des dopants et à la réduction du désordre induit par l'implantation [17].

Les nitrures sont intrinsèquement de type N avec l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi, E_{FS} , dans la partie haute du gap d'énergie du GaN ou dans la bande de conduction de l'InN. Ceci conduit à une différence d'efficacité du dopage N relativement facile à obtenir, et du dopage P plus compliqué à atteindre. Nous allons commencer par la description du dopage N dans les nitrures, puis nous verrons le dopage P dans la seconde partie.

2.1.4.1 Dopage de type n

Les nitrures sont intrinsèquement de type N, avec un excès d'électrons. L'augmentation du caractère N des nitrures est donc relativement facile. On utilise le plus couramment le silicium, Si, comme dopant de type N. Le silicium occupe le site d'un cation (Ga ou In) et un donneur simple.

Sa concentration dans les couches de nitrure est typiquement de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , comme le montre la Figure (2.2). La résistivité des couches a été mesurée entre $1-10^{-2} \Omega$ dans le GaN [18]. La Figure (2.3) présente la mobilité des porteurs en fonction de la concentration d'électrons à température ambiante dans le GaN. Cette mobilité diminue avec l'augmentation de la concentration d'électrons et donc du dopage, à cause du phénomène de dispersion des porteurs par les atomes de Si ionisés qui augmente avec la concentration de dopants.

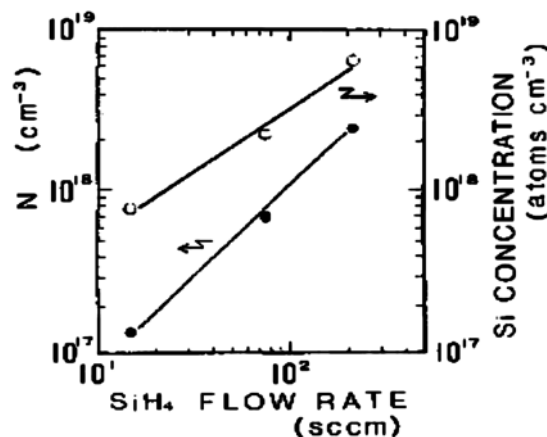


Figure 2.2 : Concentration d'électrons (noir) et concentration d'atomes de silicium (blanc) en fonction du flux de silane, SiH₄ [18].

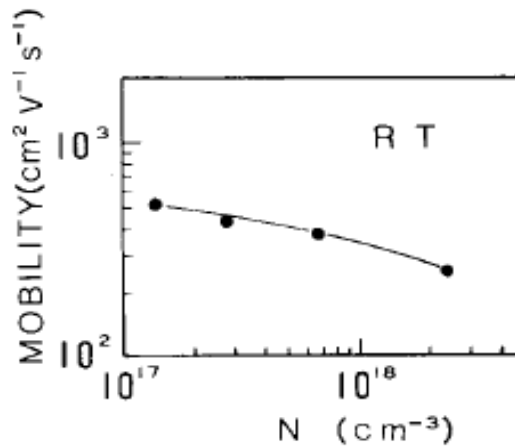


Figure 2.3 : Mobilité des porteurs de charges à température ambiante en fonction de la concentration d'électrons [18].

Pour de forts dopages, on observe un effet de saturation de la concentration d'électrons avec l'augmentation de la concentration de dopants. Cet effet s'explique par l'apparition de lacunes de gallium triplement ionisées, compensant le dopage N [19].

D'autres dopants ont également été étudiés comme l'oxygène, l'hydrogène [20] ou le germanium [21]. Cependant, ils restent moins efficaces que le Si parce qu'ils créent une plus grande densité de défauts qui compense d'autant plus le dopage.

2.1.4.2 Dopage de type P

Puisque les nitrures sont intrinsèquement de type N, il est difficile d'obtenir un dopage P [19]. En effet, il faut dans un premier temps compenser les électrons en excès présents dans le matériau, avant de créer un excès de trous. Le problème majoritairement rencontré est la création de défauts de compensation lors du dopage, c'est-à-dire que pour un dopant de type P introduit dans le réseau, un défaut possédant un caractère N se crée à proximité annulant l'effet du premier. Ce phénomène est dû à l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi proche de la bande de conduction dans GaN et à l'intérieur de la bande de conduction dans InN (figure (2.11) Energie de stabilisation du niveau de Fermi).

Aujourd'hui, le magnésium (Mg) est le dopant le plus fréquemment utilisé pour les nitrures [19]. Le dopage de type P a été démontré pour la première fois en 1989 par Amano et al. [22], en irradiant du GaN dopé avec du Mg avec un faisceau d'électrons à basse énergie (LEEBI) pour activer les dopants de type accepteur. Ensuite, Nakamura et al. [23] montrèrent qu'un recuit thermique à 800°C dans une atmosphère sans hydrogène, d'une couche de GaN dopé Mg, produit également un dopage de type P. Ces traitements post-croissance sont

nécessaires car GaN dopé Mg fabriqué par déposition chimique en phase vapeur par métal-organiques (MOCVD) est semi isolant.

En effet ; dans cette méthode de croissance, l'hydrogène se trouve en grande quantité dans la chambre de dépôt comme gaz porteur ou via la décomposition du précurseur de l'azote, NH₃. Or ; l'hydrogène agit comme un défaut amphotère dans GaN, compensant toujours la conductivité dominante [20]. En revanche ; le GaN dopé Mg fabriqué par épitaxie par jet moléculaire (MBE), en l'absence d'hydrogène, montre une conductivité de type P sans post-traitement [24]. Neugebauer et Van de Walle [25] ont également montré que le magnésium et l'hydrogène peuvent former des complexes stables. Le taux d'activation des accepteurs est en dessous de 25 %. La Figure (2.4) montre la mobilité des trous dans une couche de GaN en fonction de la concentration de trous [26].

On observe que cette mobilité diminue avec la concentration de trous. Ceci peut s'expliquer par l'augmentation de la dispersion des porteurs de charge avec l'augmentation de dopants et de défauts. En plus des impuretés amphotères qui limitent l'efficacité des dopants introduits dans le matériau, des défauts structuraux se créent compensant également le dopage. Notamment, il a été montré que les lacunes d'azote ont un rôle important comme défauts de compensation dans le cadre d'un dopage P [27].

Pour InN, le magnésium est également le dopant accepteur le plus étudié. InN de type P a été rapporté pour la première fois en 2006 par Jones *et al.* [28]. Depuis, plusieurs groupes ont confirmé et caractérisé la conduction des trous de l'InN dopé Mg [29-31]. Il semble exister une fenêtre de concentration de magnésium, entre $\sim 10^{18}$ et 3×10^{19} cm⁻³, dans laquelle le caractère P est présent dans le matériau. Hors de cette fenêtre, l'incorporation de magnésium ne compense que partiellement les électrons intrinsèques de l'InN. La mobilité des trous a été estimée entre 17 et 36 cm²/V.s [30].

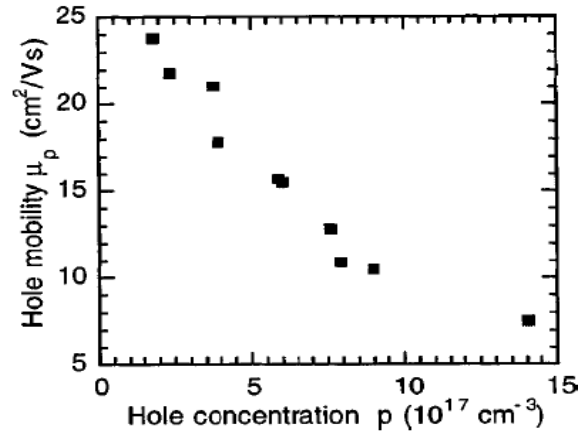


Figure 2.4 : Mobilité des trous en fonction de la concentration de trous dans un film de P-GaN fabriqué par épitaxie par jet moléculaire assistée plasma à 650°C [26].

2.1.5 Propriétés thermiques

Les principales propriétés thermiques sont rassemblées dans le tableau (2.4). Le coefficient d'expansion thermique (CET), α , décrit la dilatation ou la contraction d'un réseau cristallin à une variation de température. Dans le plan cristallin, il est défini par :

$$\alpha_a = \frac{\Delta a}{a \cdot \Delta T} \quad (2.5)$$

$$\alpha_c = \frac{\Delta c}{c \cdot \Delta T} \quad (2.6)$$

Avec :

Δa et Δc : la variation des paramètres de maille suite à une variation de température dans le plan et perpendiculairement au plan [\AA].

ΔT : la variation de température [K]

De plus, le CET dépend également de la stœchiométrie, des défauts étendus, et de la concentration de charges libres dans le matériau. Les mesures effectuées sur la gamme de température 300-900 K indiquent que le coefficient d'expansion thermique moyen du GaN dans le plan est égal à $\alpha_a = 5,59 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, et perpendiculairement à $\alpha_c = 3,17 \times 10^{-6}$ et $7,75 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ entre (300-700 K) et (700-900 K), respectivement [28]. La différence du CET entre le matériau déposé et le substrat peut créer des contraintes lors du refroidissement de la structure à température ambiante après la croissance, entraînant la création de défauts (dislocations) et détériorant ainsi les performances du composant.

	GaN [28]	InN [28]
Expansion thermique	$\Delta a/a = 5,59 \times 10^{-6}$ $\Delta c/c = 3,17 \times 10^{-6}$	$\Delta a/a = 2,85 \times 10^{-6}$ $\Delta c/c = 3,75 \times 10^{-6}$
Conductivité thermique, κ [W.cm ⁻¹ .K ⁻¹] à 300 K	2,3	0,8
Température de Debye [K]	600	660
Température de fusion [K]	>1993 à 2kbar	1373

Tableau 2.1 : Résumé des propriétés thermiques du GaN et de l'InN.

2.1.6 Propriétés de surface

La surface d'un matériau n'a pas les mêmes propriétés que celles du matériau massif. En effet, la dernière couche atomique ne peut pas satisfaire toutes ses liaisons atomiques. Ces liaisons non satisfaites sont dites pendantes et sont donc très réactives. La surface cherche à minimiser son énergie en se reconstruisant, c'est-à-dire par la diffusion d'atomes, par des liaisons entre atomes différentes de celles du matériau massif, en adsorbant des atomes de l'atmosphère ou en créant des défauts. Pour les nitrures, les espèces les plus adsorbées sont l'oxygène et le carbone. Il a été montré que la méthode la plus efficace et faisant le moins de dommage au matériau était une gravure chimique au HCl suivi d'un recuit thermique [33].

A cause de la forte densité de défauts à la surface, le niveau de Fermi tend vers son niveau de stabilisation, E_{FS} (Energie de stabilisation du niveau de Fermi). La Figure (2.5) représente l'évolution des bandes de valence et de conduction dans InGaN, ainsi que l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi, E_{FS} . E_{FS} croise la bande de conduction de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ approximativement à $x \approx 0,4$.

C'est pourquoi une accumulation surfacique d'électrons est attendue pour des fractions d'indium supérieures à 40 %, alors qu'une déplétion surfacique (accumulation de trous à la surface) est attendue pour des fractions d'indium inférieures à 40 %. Dans la réalité, cette limite se situe pour une concentration d'indium plus faible. Linhart et al. [33] montrèrent que la limite entre déplétion et accumulation d'électrons à la surface dans InGaN se situait à 20 % d'indium, comme le montre la Figure (2.6).

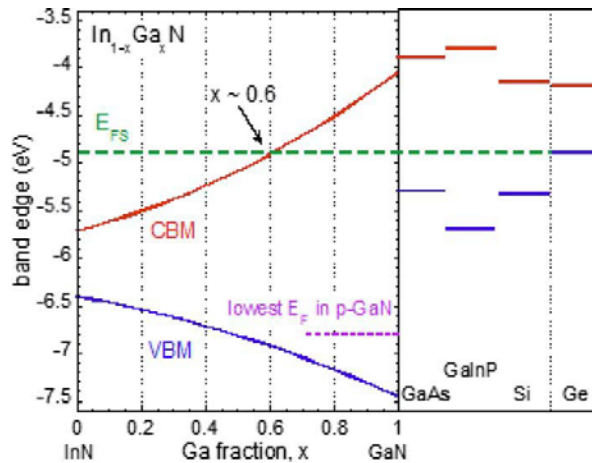


Figure 2.5 : Energie de stabilisation du niveau de Fermi, E_{FS} , dans les alliages InGaN par rapport aux bords de bande de valence et de conduction sans la prise en compte de déformations et d'effets de polarisation [34].

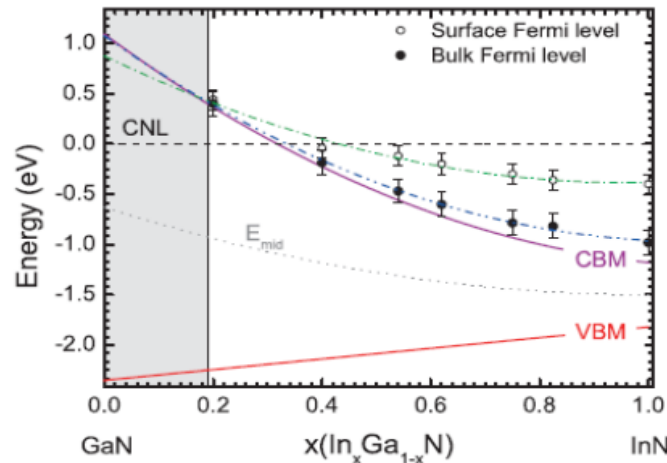


Figure 2.6 : Maximum de la bande de valence (VBM), minimum de la bande de conduction (CDM) et position du milieu du gap (E_{mid}) en fonction de la concentration d'indium dans InGaN. La ligne pointillée noire représente le niveau de neutralité de la charge (CNL). Les positions relatives des niveaux de Fermi à la surface et dans le matériau massif sont également montrées à l'aide des points blancs et noirs, respectivement. La surface grise indique les compositions pour lesquelles InGaN présente une déplétion des électrons à la surface [33].

Pour les alliages InGaN riches en indium (supérieur à 20%), l'accumulation des électrons va courber les bandes de valence et de conduction vers le bas, quelque soit la nature du dopage présent. La figure (2.7) donne un exemple de calcul de la courbure de bande et de la distribution de charge dans InN type N et P. D'après cette figure, la concentration d'électrons à la surface peut dépasser 10^{20}cm^{-3} dans les premiers nanomètres. De plus, la courbure de

bande dans le matériau de type P est tellement importante que l'on voit l'apparition d'une couche d'inversion à la surface et la création d'une jonction P-N, empêchant tout contact électrique avec le matériau massif.

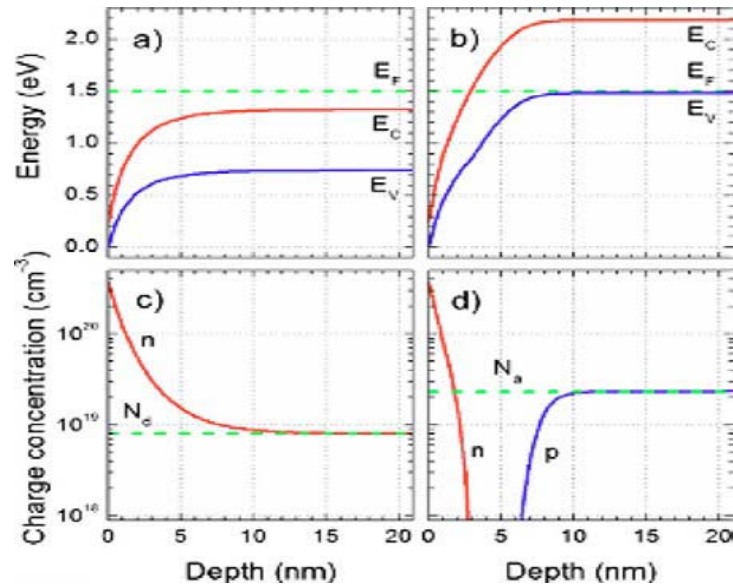


Figure 2.7 : Courbure de bandes (a et b) et distribution de charges (c et d) proche de la surface d'un film d'InN de type N (a et c) et de type P (b et d). Le niveau de dopage dans le matériau massif est appelé N_d et N_a , respectivement [68].

En utilisant une analyse quantitative du spectre de mobilité dans des mesures Hall à champ magnétique variable, la conduction de la couche de surface a été déconvoluée de la conduction massive en supposant un modèle de conduction à deux couches. Les mobilités de la couche de surface et de la couche massive ont été trouvées égales à 500 et 3500 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, respectivement, pour une couche d'InN à température ambiante [35].

Cette accumulation de charge à la surface, sur une très faible épaisseur, peut également être décrite comme un gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG). Du fait de la très faible épaisseur de ce gaz (5 nm d'après la Figure 2.7), un confinement quantique apparaît dans lequel les niveaux d'énergie des bandes sont quantifiés (finis). Cet effet fut observé par Colakerol et al. [36].

Il n'a pas été démontré que cette couche d'inversion dans le P-InGaN riche en indium puisse être enlevée par une passivation des états de surface. Il a alors été proposé de diminuer progressivement la concentration d'indium dans InGaN riche en indium à la surface afin d'atteindre un InGaN riche en gallium, permettant la création d'un contact ohmique. Cependant, ce type de structure doit être conçu avec le plus grand soin afin de ne pas bloquer le flux des porteurs majoritaires [68].

2.2 Le nitrure de gallium-aluminium

2.2.1 Propriétés du ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Le nitrure de gallium-aluminium (AlGaN) a reçu le plus d'attention des alliages de la famille des nitrures III-V, en raison de son potentiel d'applications en hétérostructure AlGaN / GaN. Depuis le premier rapport d'une solution solide GaN-AlN en 1976 [40], de nombreux groupes ont fait la synthèse d'AlGaN. Baranov. [41] a pu obtenir en 1978, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une concentration atteignant 45% d'aluminium. Les mesures par rayons X ont montré que tous les échantillons sont de conductivité de type n, ayant une mobilité décroissante en fonction de la fraction molaire x ; et ils contiennent de petites régions d'AlGaN cubiques [42].

L'étude la plus complète à ce jour sur les propriétés d'AlGaN a été réalisée par Yoshida [43], il a signalé la variation de la concentration des électrons, la mobilité, la résistivité, la constante de réseau et le gap, en fonction de x sur toute la gamme d'alliage (Figure 2.8).

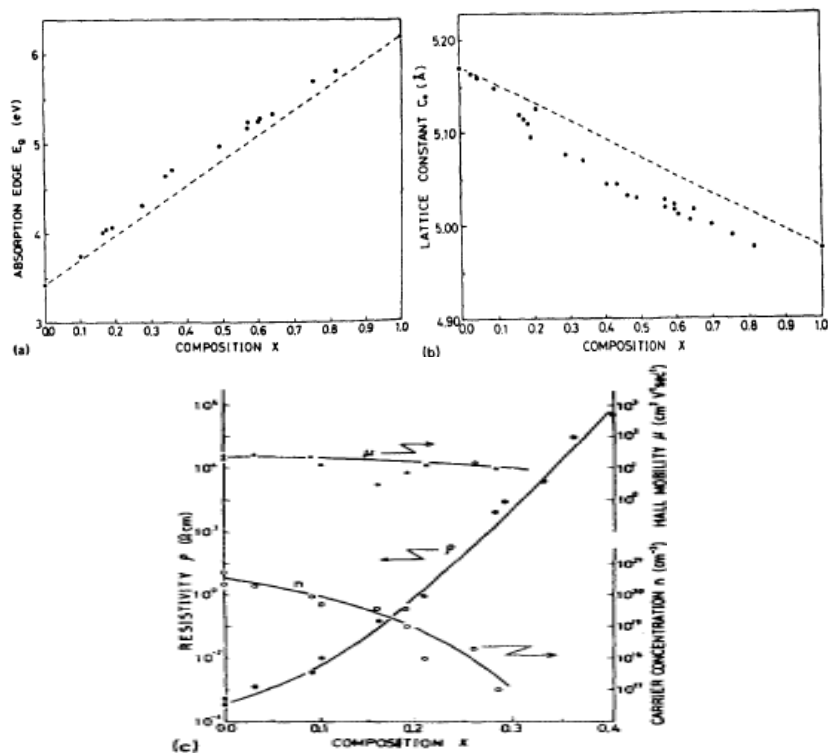


Figure 2.8 : La dépendance, à la température ambiante, par rapport à la teneur en aluminium dans l'alliage AlGaN de : a) l'énergie de gap, b) la constante de réseau, c) la résistivité ρ , la concentration n et la mobilité des électrons μ [42].

Pour une concentration d'Al passant de 0 à $x = 0,40$; la constante de réseau d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ a tendance à être plus petite. La résistivité passe de $10^4 \Omega\text{cm}$ à $10^6 \Omega\text{cm}$, et la concentration de transporteurs diminue, passant de $n = 2 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ à $n = 10^{17}/\text{cm}^3$.

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sert souvent de barrière de confinement dans les structures optoélectroniques à base de nitrures. La connaissance de ses propriétés et la maîtrise de sa croissance sont donc des objectifs impératifs pour développer de nouveaux composants, en particulier dans le domaine de l'UV lointain. En première approximation, les paramètres de maille d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ peuvent se déduire des paramètres de GaN et AlN, par interpolation linéaire (la loi de Végard). Les masses effectives, les coefficients mécaniques et les coefficients de Varshni d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ peuvent souvent être approximatés par interpolation linéaire des coefficients de GaN et AlN selon l'équation (2.7).

$$a_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x.a_{\text{AlN}} + (1-x).a_{\text{GaN}} \quad (2.7)$$

2.2.1.1 Variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole x (Al)

Une des propriétés clés d'un alliage est la dépendance du gap sur la composition. Ce gap augmente avec la fraction molaire Al selon une variation donnée par la relation suivante.

$$E_g^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x.E_g^{\text{AlN}} + (1-x).E_g^{\text{GaN}} - x.(1-x).b \quad (2.8)$$

En remplaçant E_g (AlN) et E_g (GaN) par leurs valeurs à 300K, et en prenant $b = 1$, dans la relation (2.8), nous trouvons les équations suivantes [8] qui donnent le gap du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de x :

$$\begin{cases} E_{g1}(x) = x^2 - 1.64x + 3.3 \text{ eV} & \text{(cubique)} & (2.9) \\ E_{g2}(x) = x^2 + 1.98x + 3.43 \text{ eV} & \text{(hexagonal)} & (2.10) \end{cases}$$

L'énergie du gap augmente, et le sommet de la bande de valence au point Γ , se déplace vers le bas quand le taux d'aluminium augmente.

Dans la figure (2.9), nous représentons la variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction de mole Al.

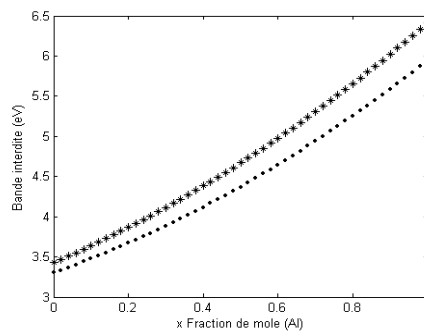


Figure 2.9: Variation du gap dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la mole Al [8].

Pour le gap direct, il ya une variation linéaire par rapport à la composition ; tandis que pour le gap indirect, il ya une variation non linéaire. Les deux courbes se croisent pour une

composition de 57% d'aluminium comme le montre la figure (2.10), représentant la variation des énergies des vallées Γ et X en fonction de x (a), ainsi que la variation de l'énergie de gap en fonction de x avec et sans contraintes (b).

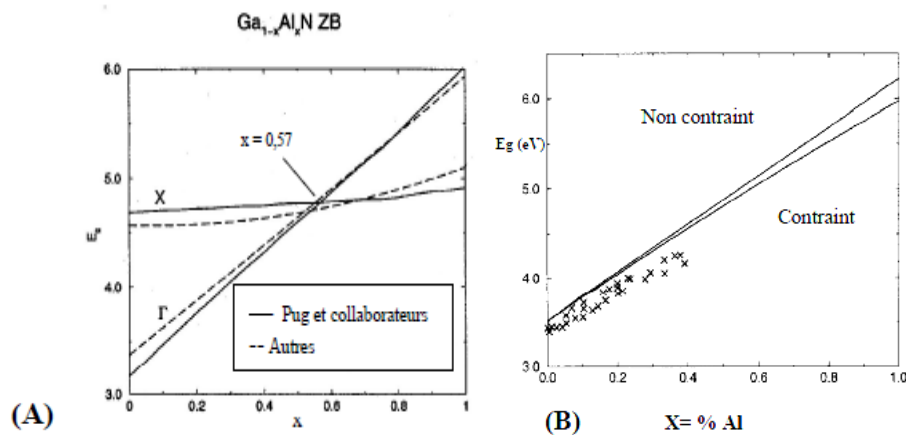


Figure 2.10 : A: Variation du gap en fonction de la composition de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ cubique en fonction de la concentration en aluminium [44], B: même variation calculée pour la phase hexagonale des alliages avec et sans contraintes [45].

2.2.1.2 Bowing

Le bowing est généralement positif pour les alliages III-V, c'est-à-dire, le gap de l'alliage est plus petit que le résultat de l'interpolation linéaire, et peut en principe être fonction de la température. L'origine physique du bowing peut être attribuée à des troubles effets créés par la présence de différents cations-anions. Le bowing a été généralisé pour les termes quadratiques dans la composition de l'alliage. Il exprime les extensions de plusieurs paramètres de bande ; ainsi, dans certains cas il peut être attribué à des mécanismes physiques spécifiques. Mais parfois, il peut simplement correspondre aux paramètres empiriques ou données expérimentales.

Les premières études de la dépendance énergétique sur la composition, ont signalé un bowing petit. Comme pour tout alliage, la mesure du paramètre de courbure du gap est difficile, et donne des valeurs différentes selon les conditions de croissance. Il faut noter que la barre d'incertitude est large, et une des raisons supplémentaires de cette incertitude est l'élargissement inhomogène des transitions optiques, qui suit une loi simple due à l'effet de désordre d'alliage [46,47]. D'après les spectres de PL et les mesures d'absorption, le paramètre de bowing est de 1.0 eV [48], cette valeur continue d'être largement utilisée dans les calculs de la structure de bandes, même si un certain nombre d'études plus récentes mettent en question les conclusions de ces travaux.

2.2.2 Dopage [49]

Du fait de l'approfondissement des niveaux donneurs et accepteurs avec la composition en Al, le dopage du AlGaN est plus difficile que celui du GaN. Il ne pose cependant pas de problème jusqu'à $x_{Al} = 0.42$ pour le dopage n, et jusqu'à $x_{Al} = 0.13$ pour le dopage p.

2.2.2.1 Dopage de type n [49]

Les nitrures d'éléments du groupe III ont un dopage résiduel de type n, avec une concentration en porteurs libres supérieure ou égale à 10^{16} cm^{-3} [50]. Ce dopage résiduel est principalement dû à certaines impuretés (Si et O). Divers éléments peuvent être utilisés pour le dopage de type n mais le plus courant est le silicium. Dans GaN, les atomes de Si se logent principalement sur les sites du Ga, car le Si a un rayon de covalence plus proche de celui de Ga que de celui de N.

Dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ non dopé, l'effet de localisation des porteurs augmente avec la concentration en aluminium ; et au-delà de 50%, l'alliage n'est plus semi-conducteur mais isolant. Lorsqu'on le dope avec du silicium, cet alliage à forte teneur en aluminium ; on constate une forte augmentation de la conductivité à partir d'une concentration de Si dépassant 10^{18} cm^{-3} . On a alors un semi-conducteur dopé n. On sait à l'heure actuelle doper n les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour toutes les teneurs en aluminium, y compris 100% (AlN). Il est toutefois important de noter qu'il existe une limite supérieure dans le dopage de type n par le silicium. Si la concentration atomique de ce dernier dépasse $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, un phénomène d'auto-compensation se produit, et l'AlN devient à nouveau résistif.

2.2.2.2 Dopage de type p [49]

Le dopage de type p des nitrures est particulièrement complexe. Divers accepteurs ont été étudiés (notamment Li, Na, K, Be, Zn et Ca) mais le seul efficace semble être le magnésium (Mg) du fait de sa plus grande solubilité dans GaN. Le problème majeur du Mg est que son énergie d'activation est élevée, et elle augmente encore avec la concentration en aluminium. Ainsi à la température ambiante, seulement quelques pourcents des atomes de Mg sont ionisés. Pour une concentration typique de 10^{19} cm^{-3} , la concentration de trous est de l'ordre de quelques 10^{17} cm^{-3} [51]. Par ailleurs ; les atomes de Mg ont tendance à s'accumuler sur les cœurs des dislocations, ce qui laisse autour de celles-ci des régions appauvries en Mg dont les propriétés électriques sont altérées. La qualité cristalline du matériau dopé est également dégradée, car Mg facilite l'apparition de défauts structuraux (inclusions, domaines d'inversion). L'hydrogène souvent présent pendant la croissance, joue un rôle important lors

du dopage au Mg. Dans le cas de la croissance par dépôt en phase vapeur avec précurseurs organométalliques (MOCVD), les atomes de Mg doivent être activés par irradiation électronique ou par recuit thermique sous N_2 pour dissocier les complexes Mg-H. En outre ; dans le cas de la croissance par épitaxie par jets moléculaires (MBE), la présence d'atomes d'hydrogène catalyse l'incorporation du Mg, sans que l'hydrogène soit lui-même incorporé. Le taux d'incorporation dépend également beaucoup de la polarité de la surface et le cas le plus favorable est la polarité gallium (jusqu'à 30 fois plus d'atomes incorporés par rapport à la polarité azote). Les progrès dans le dopage p, sont toutefois très encourageants.

2.2.3 Contacts ohmiques [49]

La réalisation de contacts ohmiques de bonne qualité sur $Al_xGa_{1-x}N$ à forte teneur en aluminium dopé n et p, est essentielle pour l'injection de courant.

Les contacts ohmiques à base de Au, Ag, Ti/Al, Ti/Al/(Ti, Ni, Mo, Pt)/Au, sur GaN dopé n, admettent une résistivité surfacique de l'ordre de $4 \times 10^{-7} \Omega \cdot cm^2$ à $10^{-8} \Omega \cdot cm^2$ [15].

En ce qui concerne $Al_xGa_{1-x}N$, un problème se pose pour les fortes concentrations en aluminium car le matériau devient isolant. Entre 45% et 50% d'aluminium, la résistivité passe de $374 \Omega \cdot cm$ à plus de $10^5 \Omega \cdot cm$ [53]. Lorsque cet alliage est dopé n, divers empilements de couches métalliques tels que Ti/Al, Ta/Ti/Al, Ti/Ta/Al et Al/(Ti, Ni, Mo, Pt)/Au, permettent d'atteindre typiquement des résistivités surfaciques entre $10^{-5} \Omega \cdot cm^2$ et $10^{-8} \Omega \cdot cm^2$ [9]. Toutefois ; la réalisation de contacts ohmiques sur $Al_xGa_{1-x}N$ dopé p, pose des problèmes propres qui ne sont que partiellement surmontés. Le premier problème que nous avons déjà évoqué, est la difficulté de faire croître des alliages dopés p de bonne qualité ayant des concentrations élevées de trous. Le second problème est l'absence de métaux dont le travail de sortie électronique soit supérieur à celui de $Al_xGa_{1-x}N$ dopé p, et de ses dérivés. Des contacts à base de nickel et d'or, ont été réalisés avec succès.

2.3 Caractère intrinsèque de type n dans les nitrures

2.3.1 Energie de stabilisation du niveau de Fermi

Il a été proposé d'expliquer les propriétés électriques des matériaux par l'existence d'une énergie de stabilisation du niveau de Fermi, E_{FS} [54]. Ce dernier est défini comme étant le niveau d'énergie auquel se stabilise le niveau de Fermi dans un matériau possédant une grande densité de défauts, c'est-à-dire quand les propriétés du matériau sont complètement contrôlées par ces défauts natifs. Le matériau n'est alors plus sensible à des défauts supplémentaires. La position de l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi ne dépend pas

du type ou du niveau de dopage du matériau à l'origine, l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi est donc considérée comme une propriété intrinsèque d'un matériau donné [55].

Walukiewicz [56] a trouvé que l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi se situe approximativement à une énergie constante, environ 4,9 eV sous le niveau du vide.

Le mécanisme expliquant la stabilisation du niveau de Fermi est basé sur le concept des défauts natifs amphotères. Pour un niveau de Fermi $E_F > E_{FS}$, des défauts accepteurs sont formés de manière prédominante résultant en un abaissement du niveau de Fermi vers E_{FS} .

Inversement, pour $E_F < E_{FS}$, des défauts donneurs seront principalement créés dans le matériau remontant le niveau de Fermi vers E_{FS} . Ainsi, la condition $E_F = E_{FS}$ est définie comme la situation où les défauts donneurs et accepteurs sont incorporés à un taux tel qu'ils se compensent parfaitement les uns les autres, laissant le niveau de Fermi inchangé [19]. Des calculs théoriques récents ont montré que le comportement amphotère des défauts natifs est un fait commun à de nombreux semi-conducteurs, incluant les semi-conducteurs II-VI et III-V et le groupe des nitrures-III [56]. La figure (2.11) représente les positions relatives des bandes dans les nitrures-III ainsi que l'énergie de stabilisation du niveau de Fermi.

D'après cette figure, on voit qu' E_{FS} est positionné dans la partie haute du gap du GaN et dans la bande de conduction de l'InN. C'est pourquoi, on prévoit que ces matériaux soient relativement faciles à doper avec des donneurs et beaucoup plus difficiles à doper avec des accepteurs.

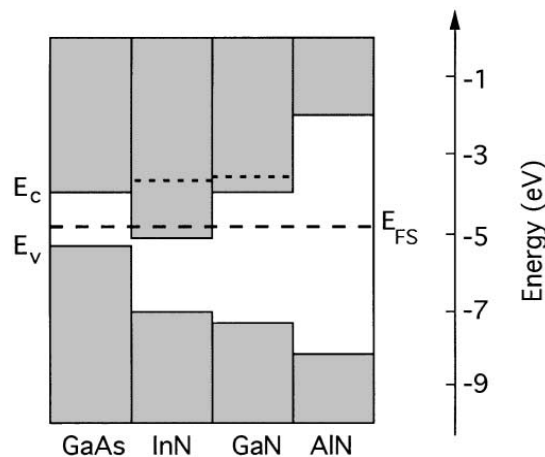


Figure 2.11 : Position relative des bandes pour le groupe des III-N. Les lignes pointillées représentent le niveau de Fermi pour la concentration d'électrons libres maximale atteignable dans GaN et InN [19].

2.3.2 Concentration d'électrons dans les nitrures

Les mesures électriques sur les nitrures (GaN, InN et InGaN) montrent une forte concentration d'électrons, généralement de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , leur donnant un caractère intrinsèquement de type N [57, 58, 67]. Il semble que cette forte densité d'électrons puisse avoir plusieurs origines. Dans un premier temps, les défauts structuraux ont été proposés comme étant à l'origine de la forte concentration d'électrons, avec au premier rang les lacunes d'azote [59, 60, 67]. En effet ; d'après les calculs, ces dernières ont la plus faible énergie de formation dans GaN et InN [61].

Il a été également supposé que des impuretés comme l'oxygène, le carbone, etc. provenant des procédés de croissance participent au caractère de type N [27, 61, 62, 67]. Schaff et al. [58] ont montré que la concentration d'électrons dans InN est dépendante de l'épaisseur de la couche. En effet ; la concentration des électrons suit la densité de défauts dus au désaccord de maille, qui diminue avec l'augmentation de l'épaisseur des couches (figure 2.12). C'est pourquoi les défauts, et pas les contaminants, sont la principale source d'électrons dans InN [67].

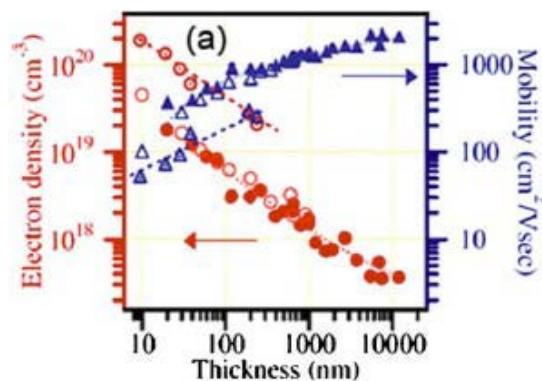


Figure 2.12 : Densité d'électrons et mobilité dans InN en fonction de l'épaisseur de la couche. Les symboles pleins correspondent à des couches d'InN déposées sur une couche de GaN tampon. Les symboles vides identifient les couches déposées sur une couche tampon d'AlN. Les symboles avec un point représentent les couches déposées directement sur le saphir [59].

La figure (2.13) montre l'évolution de la concentration d'électrons en fonction de la température dans différents alliages $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$, x étant la concentration de Ga. On observe que la concentration d'électrons augmente avec la fraction de Ga dans $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ ce qui confirme l'hypothèse de l'augmentation de la densité de charges libres avec l'augmentation de défauts structuraux. Cependant, cette concentration est très peu dépendante de la température entre 77 et 300 K. A noter que la densité d'électrons est maximale pour 50 % de

Ga ou d'indium. Si on continue à augmenter la concentration de Ga dans $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$, la densité d'électrons diminue.

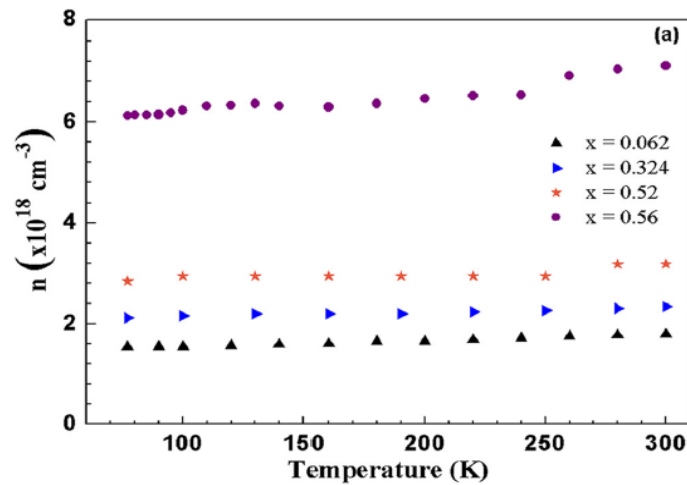


Figure 2.13 : Concentration d'électrons en fonction de la température dans $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}$ avec différentes concentrations d'indium [57].

Cette forte concentration de porteurs libres dans le matériau peut interférer dans la détermination du gap d'énergie. Donmez et al. [57] ont montré que des densités d'électrons libres au dessus de 10^{18} cm^{-3} provoquent une sous-estimation de la dépendance du gap d'énergie avec d'une part, la température et d'autre part, la composition.

2.4 Longueur de diffusion

La longueur de diffusion, L , est la distance moyenne sur laquelle les porteurs peuvent se déplacer par diffusion ; elle est définie par la relation (2.11).

$$L = \sqrt{D\tau} \quad (2.11)$$

Avec :

τ : le temps de vie des porteurs [s].

D : le coefficient de diffusion des porteurs [$\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$], défini par :

$$D = \frac{kT}{q} \mu \quad (2.12)$$

Avec :

μ : la mobilité des porteurs [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$].

La longueur de diffusion est un paramètre à connaître lors de la conception d'un composant électronique, comme une cellule solaire. En effet, si les électrodes collectant le courant produit par la cellule sont éloignées d'une distance supérieure à la longueur de diffusion, alors les charges se recombineront avant d'être collectées. La figure (2.14) présente l'évolution de

la longueur de diffusion des trous dans GaN en fonction de la concentration d'électrons. On observe que la longueur de diffusion des trous chute de manière quasiment exponentielle avec l'augmentation de la concentration des électrons à cause de l'augmentation de la probabilité de recombinaison.

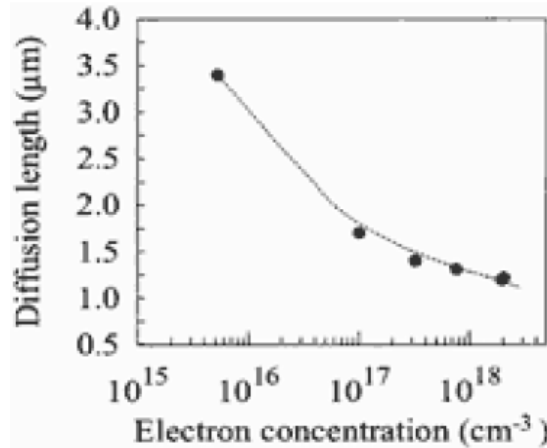


Figure 2.14 : Longueur de diffusion des trous dans GaN en fonction de la concentration d'électrons [63].

2.5 Mécanisme de recombinaison

Dans InN, les électrons et les trous photogénérés se recombinent principalement de trois manières : par l'intermédiaire de défauts de manière non-radiative, de manière radiative par des transitions interbandes, et par le phénomène de recombinaison Auger de manière non-radiative. Le taux de recombinaison total peut alors s'écrire :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau(\text{défaut})} + \frac{1}{\tau(\text{radiatif})} + \frac{1}{\tau(\text{Auger})} = \sigma \bar{v} N_{\text{défaut}} + B_{\text{radiatif}} n + B_{\text{Auger}} n^2 \quad (2.13)$$

Avec :

σ : la section efficace de capture [cm²]

\bar{v} : la vitesse moyenne des porteurs libres [cm.s⁻¹]

$N_{\text{défaut}}$ la densité de défauts [cm⁻³]

n la densité d'électrons libres [cm⁻³]

B_{radiatif} et B_{Auger} des constantes qui dépendent du matériau [cm³.s⁻¹ et cm⁶.s⁻¹, respectivement]

2.5.1 Recombinaisons Shockley-Read-Hall

Le mécanisme de recombinaison Shockley-Read-Hall (SRH) se fait par l'intermédiaire d'un défaut dans le gap (défauts structuraux, impuretés, etc.) qui peut être un centre recombinant pour les porteurs libres. Selon le niveau énergétique introduit par le défaut dans

le gap et la section efficace de capture de ce défaut, un type de porteur peut être plus facilement capturé qu'un autre. A noter que le phénomène inverse existe également où un trou ou un électron peuvent être émis. La figure (2.15) présente ces phénomènes de recombinaison avec les coefficients d'émission et de capture des électrons et des trous. La probabilité d'occupation du défaut dépend du niveau de Fermi, E_F .

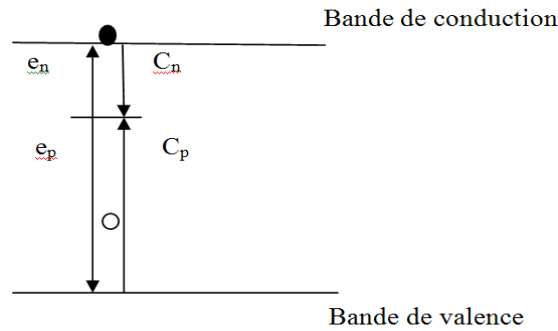


Figure 2.15 : Schéma de la recombinaison Shockley-Read-Hall avec les coefficients d'émission et de capture des électrons et des trous.

Ce type de recombinaison est très probable dans les matériaux possédant une forte densité de défauts, ce qui est le cas des nitrures.

2.5.2 Recombinaisons radiatives

La recombinaison radiative par transitions interbandes ou bande-à-bande, correspond à la transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence avec émission d'un photon, voir figure (2.16). L'énergie du photon émis correspondra à l'énergie du gap d'énergie interdite du matériau. Ce type de recombinaison est fréquent dans les matériaux à gap direct.

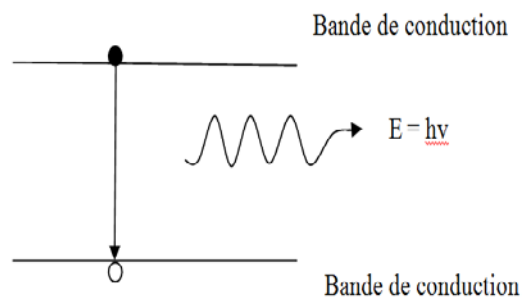


Figure 2.16 : Schéma de la recombinaison radiative.

2.5.3 Recombinaisons Auger

Lors d'une recombinaison Auger, un électron et un trou se recombinent en transférant leur énergie cinétique à une autre charge libre (électron ou trou). La figure (2.17) explique ce mécanisme de recombinaison dans le cas d'un transfert à un électron.

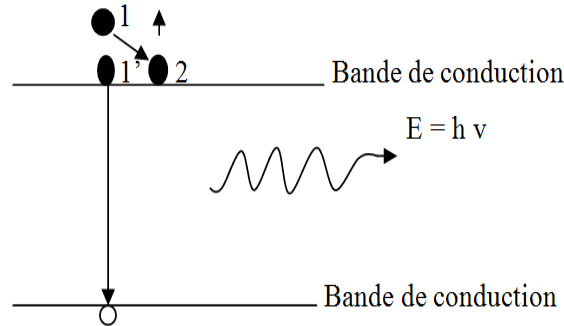


Figure 2.17 : Schéma de la recombinaison Auger.

L'électron 1 transfère son énergie cinétique à l'électron 2 ; ce dernier a donc une énergie plus grande. L'électron 1 se trouve alors en position 1' où il va se recombinaison avec un trou en émettant un phonon d'énergie $h\nu$.

Ce type de recombinaison est peu probable dans les matériaux à grand gap tels que GaN ou InGaN riche en gallium.

2.6 Etude des propriétés optiques d'AlGaN et d'InGaN

En raison de la présence des défauts qui introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite, la mesure du gap n'est pas très précise et donc l'étude des propriétés optiques des alliages est difficile. Par ailleurs, les mesures de photoluminescence sont limitées jusqu'à une composition en Al de 70%.

2.6.1 Vitesse de saturation dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x

Selon l'ajustage fait par Anwar et al. [64] ; la vitesse de saturation est donnée par le tableau 2.2, où les constantes a , b et c dépendent du dopage.

$V_s(x)=a+bx+cx^2$ ($\times 10^7$ cm/s)						
N_d	$Al_xGa_{1-x}N$			$In_xGa_{1-x}N$		
	a	b	c	a	b	c
10^{17} cm^{-3}	1.3425	0.574	-0.3215	1.3286	0.3657	-0.2857
10^{18} cm^{-3}	1.3045	0.646	-0.3545	1.3064	0.3668	-0.2767
10^{19} cm^{-3}	1.290	0.3708	-0.3632	1.2675	0.4309	-0.3081

Tableau 2.2 : Les constantes a, b et c, pour le calcul de la vitesse de saturation en fonction de la fraction molaire Al et In [64].

2.6.1.1 Vitesse de saturation des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$ [8]

Avec l'augmentation de la fraction de mole Al, la vitesse de saturation augmente indépendamment de la température. Elle montre une faible dépendance sur la concentration de dopage.

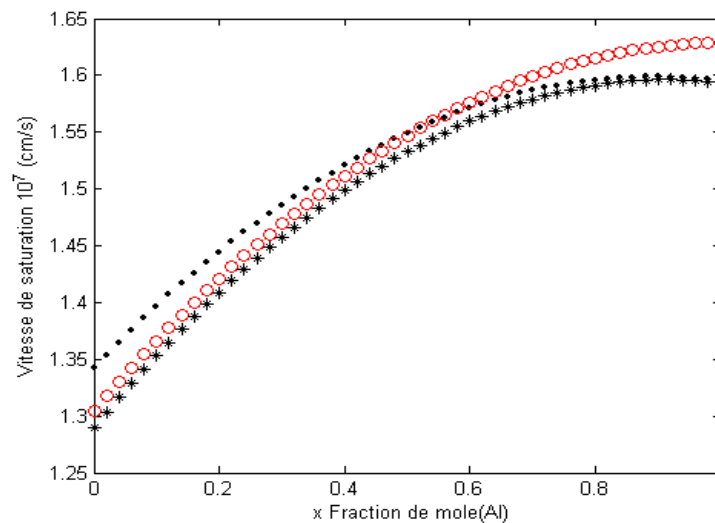


Figure 2.18 : Vitesse de saturation des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole Al [8].

2.6.1.2 Vitesse de saturation des électrons dans In_xGa_{1-x}N

La vitesse de saturation varie peu avec la concentration de dopage dans InGaN.

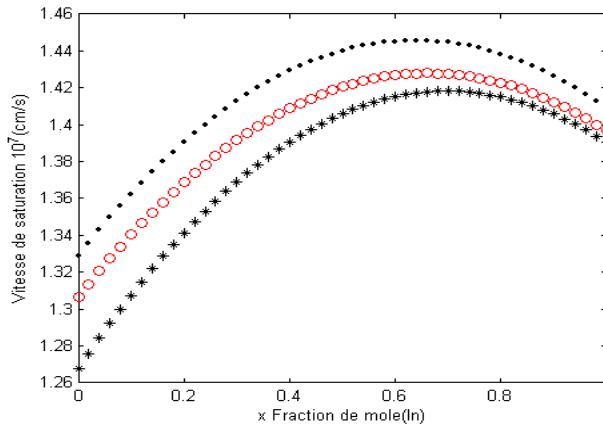


Figure 2.19 : Vitesse de saturation des électrons dans InGaN, en fonction de la fraction de mole In [8].

2.6.2 Mobilité des électrons dans Al_xGa_{1-x}N et In_xGa_{1-x}N, en fonction de x

A faible champ ; selon l’ajustage fait par Anwar et al. [64], la courbe décrivant la mobilité des électrons dans ces alliages, est approchée par l’équation donnée dans le tableau (2.3) où a, b et c sont des paramètres dépendant de la température.

	$\mu(x)=a+bx+cx^2+dx^3 \text{ cm}^2/\text{V.s}$							
	Al _x Ga _{1-x} N				In _x Ga _{1-x} N			
T	a	b	c	d	a	b	c	d
100 K	1787.9	-1925.6	1071.4	-520.8	480.1	595.9	4563.5	1273.2
300 K	1157.9	-1329.6	-283.7	671.3	465.3	755.1	-61.5	676.4
500 K	815.6	-1331.6	427.6	298.4	347.1	244.1	279.4	226.9

Tableau 2.3 : Les constantes a, b et c, pour le calcul de la mobilité en fonction de la fraction molaire Al et In [64].

2.6.2.1 Mobilité des électrons dans Al_x Ga_{1-x} N, en fonction de x [8]

Sous condition faible champ ; en augmentant la fraction de mole Al, la mobilité chute (figure 2.20). Cela est dû en partie à la masse effective qui est plus grande dans la vallée centrale dans AlN, comparée au GaN. De plus ; quand x augmente, la dispersion des phonons

acoustiques augmente pendant que la dispersion des phonons optiques polaires décroît. La dispersion des impuretés ionisées reste le troisième processus compétitif.

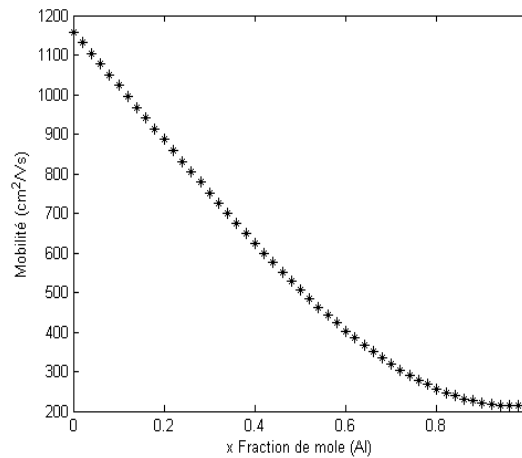


Figure 2.20 : Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole Al [8].

2.6.2.2 Mobilité des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x [8]

Nous représentons la mobilité à faible champ, en fonction de la fraction de mole In dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, à la température ambiante (figure 2.21).

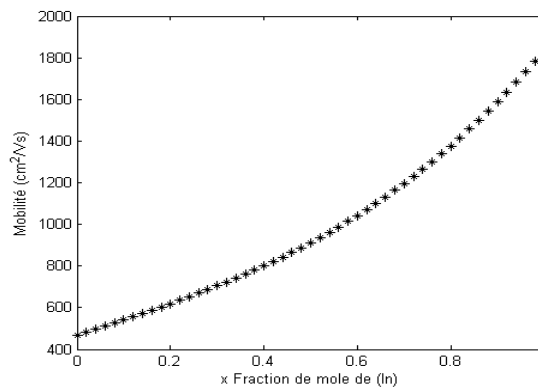


Figure 2.21 : Mobilité des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole In [8].

En augmentant la fraction de mole In, la mobilité croît, due à la diminution de la masse effective dans la vallée centrale. Contrairement à AlGaN, la dispersion des phonons optiques polaires est le mécanisme de dispersion dominant, sans tenir compte du dopage et de la fraction de mole In. La dispersion des phonons acoustiques dépend peu de la concentration de

dopage et de la fraction de mole In. Cependant, la dispersion des impuretés ionisées décroît avec la fraction de mole In et dépend légèrement de la concentration de dopage.

2.7 Elaboration des alliages ternaires [51]

2.7.1 Nitrure de gallium-indium (InGaN)

2.7.1.1 Incorporation d'In dans GaN

Les mesures des oscillations de RHEED en régime riche N sont représentées par la figure (2.22).

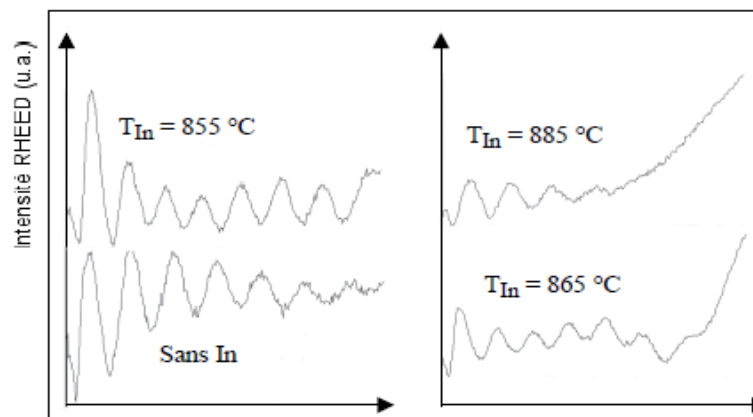


Figure 2.22 : Evaluation des oscillations de RHEED en fonction de la température d'In lors de la croissance d'une couche d'InGaN à 650°C. Le flux de N₂ est fixé à 0.5. La croissance de la couche de GaN a été préalablement ajustée sous condition de déficit de métal avec le gallium à 1020°C [51].

La vitesse de croissance augmente légèrement avec la température d'In pour une température du substrat de 650°C alors qu'elle reste constante pour une température de 700°C. L'incorporation d'In est négligeable à la température de 700°C. Ce comportement est en accord avec les observations sur les alliages InGaN hexagonaux.

2.7.1.2 Croissance de l'InGaN

La solution solide In_xGa_{1-x}N pose plusieurs problèmes. Tout d'abord, elle est l'objet d'une décomposition dès les faibles concentrations en In pour les températures de croissance typiques, ce qui a été vérifié expérimentalement. Cette décomposition de l'alliage, ainsi que de possibles phénomènes d'ordre font de la solution solide (Ga,In)N un système 'flou', dont les propriétés sont fortement dépendantes des conditions et des méthodes de croissance. Les propriétés sont très variables selon la littérature [47].

Le désaccord de maille entre GaN et InN étant important, une croissance pseudomorphique se traduit par une forte élongation selon l'axe c, dont il faut tenir compte dans les mesures de composition usuelles en diffraction de rayons X [42].

2.7.2 Nitrure de gallium-aluminium (AlGaN)

La performance des dispositifs électroniques ou optoélectroniques, est optimisée au moyen d'hétérostructures obtenues à partir des alliages. Les dispositifs à base de nitrures des éléments III, consistent par exemple, en une structure de puits quantiques AlGaN/GaN ou InGaN/GaN.

2.7.2.1 Principe d'élaboration

Le principe d'élaboration des alliages ternaires à partir d'un composé binaire est illustré sur la figure (2.23). Partant de la couche binaire (BC), on se place dans des conditions riches en élément C (N dans le cas des nitrures) et on envoie ensuite l'autre métal A (In ou Al) pour compléter le déficit du métal B (Ga dans le GaN).

En changeant le rapport des deux matériaux concernés, il est possible d'avoir des alliages dans toute la gamme de composition. Par ailleurs ; l'expérience montre que le mécanisme est complexe, et implique la mobilité des espèces en surface, la dépendance du coefficient d'incorporation à la température de substrat, les possibles effets surfactants...Ces facteurs rendent difficile le contrôle de l'élaboration des alliages, à la fois pour une composition désirée et pour une bonne qualité optique.

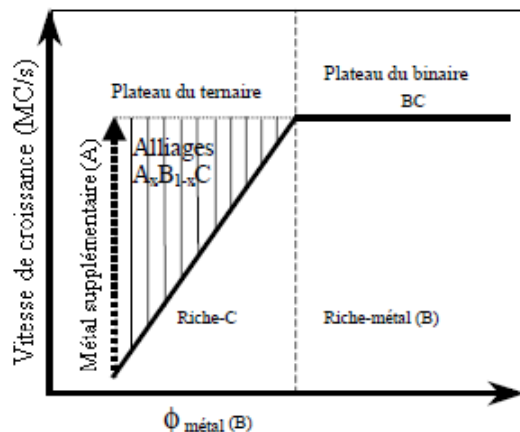


Figure 2.23 : Principe d'élaboration des alliages ternaires [51].

2.7.2.2 Incorporation d'Al dans GaN [51]

Etant donné que β -GaN et β -AlN sont thermiquement stables dans la gamme de température 600 à 750°C, on peut supposer que le coefficient d'incorporation de Ga et d'Al est grand dans des conditions de déficit de métal, à une température donnée. On ajuste le flux de Ga pour déposer GaN dans des conditions riche N, puis on ajoute un flux supplémentaire d'Al pour déposer AlGaN. Les oscillations de RHEED permettent d'estimer la vitesse de croissance de cet alliage et de suivre le comportement de ces espèces quand elles sont sur le front de croissance. L'évolution des oscillations de REED dans le cas de l'alliage AlGaN est représentée sur la figure (2.24).

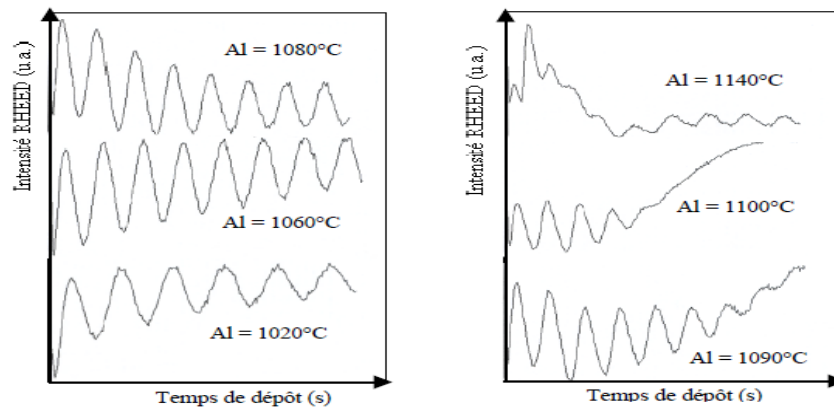


Figure 2.24 : Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule d'Al en présence de Ga sur GaN. Pour l'ajustement des conditions riche N du GaN, la température de la cellule de Ga est fixée à 980°C, le flux de N₂ est de 0.5ccm. La température du substrat est de 700°C [51].

A faible flux d'Al ; pour une température d'aluminium supérieure à 1090°C, la période dans l'ensemble des oscillations RHEED est constante. Ceci permet de déterminer la vitesse de croissance d'AlGaN en prenant l'inverse de la période des oscillations de RHEED. Tandis que pour des températures inférieures ou égales à 1090°C, il y a apparition de trois transitions au début de la variation de l'intensité de RHEED. Dans la gamme de températures (1100-1130°C) de la cellule d'Al, on n'observe que ce transitoire. Pour un flux d'Al plus grand et une température supérieure à 1130°C, on remarque à nouveau les oscillations au-delà du transitoire, avec une période plus grande que ce dernier. Cette différence des oscillations de RHEED pour différentes température d'Al, indique une modification de la cinétique des espèces en surface. Dans la figure (2.24 a), on remarque que le transitoire d'une seule oscillation est présent quand la surface de GaN est exposée à l'Aluminium seul ; tandis que lorsqu'elle est exposée à l'ensemble d'Al et Ga, il ya trois oscillations (Figure 2.24 b).

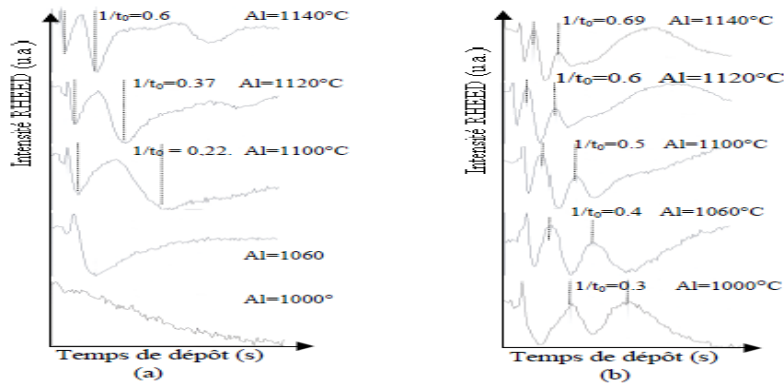


Figure 2.25 : Evolution du transitoire en fonction du flux d'Al quand la surface de GaN est exposée (a) à Al seul, (b) à l'ensemble Al et Ga sur la surface de GaN. Pour ce dernier cas, la température de la cellule de Ga est fixée à 1030°C [51].

La variation de l'inverse du temps du transitoire correspond à la variation de pression de vapeur d'Al qui change quand on varie la température de la cellule. En effet ; quand la quantité d'Al devient importante sur la surface de GaN, Al a tendance à s'accumuler sans s'incorporer.

La vitesse de croissance est déterminée à partir des oscillations de période constante. Pour les faibles flux d'Al, la vitesse de croissance est similaire à celle du binaire même si le flux de Ga est important, car l'incorporation d'Al complète le déficit de Ga et mène vers le binaire. Tandis que lorsque la quantité d'Al est importante sur le front de croissance, l'aluminium ne s'incorpore pas entièrement et il a tendance à s'accumuler en surface. Ceci est dû au fait que la réduction d'Al peut être induite par le Ga.

En conclusion, la variation de la vitesse de croissance observée par les oscillations de RHEED jusqu'au plateau, reflète une variation de la composition de l'alliage. Au delà du plateau, un transitoire dû à la formation d'une couche métallique perturbe l'analyse des oscillations RHEED. A fort flux d'Al en présence de Ga, l'incorporation de Ga est fortement réduite due à sa grande taille ; et l'incorporation d'Al devient préférentielle, due à sa petite taille. Ceci implique que pour les forts flux d'Al, on aura tendance à déposer AlN plutôt que AlGaN.

2.7.2.3 Incorporation de Ga dans AlN [51]

Pour la situation inverse ; quand on incorpore Ga dans AlN, les résultats d'oscillations de RHEED sont reportés sur la figure (2.25)

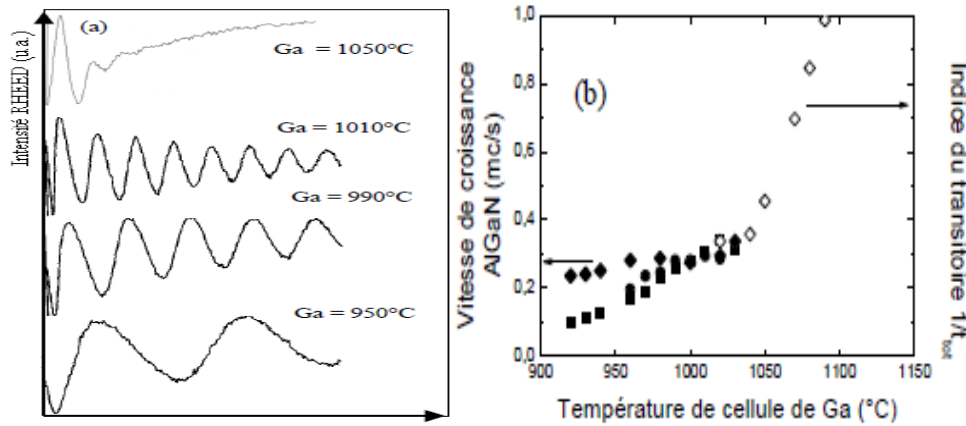


Figure 2.26 : (a) Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule de Ga en présence d'Al. La température du substrat est de 700°C et le flux de N₂ est de 0.5. (b) Vitesse de croissance de l'alliage AlGaN en fonction de la température de Ga en présence d'Al avec les températures suivantes 1020°C (carrés fermés), 1060°C (cercles fermés), 1100°C (losanges fermés) et transitoire avec 1100°C (losanges ouverts) [51].

On remarque une grande similitude avec le cas précédent. La période des oscillations reste constante pour une température de Ga donnée, et elle augmente quand T_{Ga} augmente. Ce comportement est observé jusqu'à une température de Ga équivalente au plateau de la stœchiométrie. Donc ; la croissance de l'alliage en présence d'Al se fait dans le mode couche par couche, et l'incorporation de Ga n'est pas limitée par la présence d'Al. Lorsque T_{Ga} est petite et T_{Al} est élevée, la vitesse de croissance atteint le plateau de la stœchiométrie, car l'incorporation de Ga complète le déficit de métal jusqu'à la vitesse de saturation (losanges fermés et carrés fermés sur la figure 2.25 b). Pour un fort flux de Ga et une température $T_{\text{Ga}} \geq 1040$ °C, les oscillations disparaissent et seul le transitoire est observé.

En conclusion, les remarques sur l'ajout de Ga dans AlN sont similaires à celles observées dans le cas de l'ajout de l'Al dans GaN. L'augmentation de la vitesse de croissance jusqu'au plateau doit correspondre à une variation de la composition de l'alliage, alors que le transitoire observé à fort flux de Ga reflète une accumulation de métal en surface.

2.7.2.4 Croissance des ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ [49]

2.7.2.4.1 Difficultés spécifiques

La croissance d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est relativement complexe car la mobilité des atomes d'Al en surface est plus faible que celle des atomes de Ga ; et Al tend à réagir préférentiellement avec l'azote. De plus, les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. Premièrement ; l'alliage peut subir un réarrangement atomique pendant la croissance, générant spontanément une succession de super réseaux AlN/GaN de périodicité variable selon les rapports des flux des différentes espèces [65]. Deuxièmement, Al a tendance à s'accumuler autour des dislocations, ce qui crée des régions appauvries en Al à quelques nanomètres des cœurs des dislocations [66]. Les zones riches en Al ont des teneurs jusqu'à 70% supérieures aux zones appauvries.

Conclusion :

Ce chapitre a eu pour but une présentation des composés ternaires, à savoir le nitrure de gallium-indium et le nitrure de gallium-aluminium. Nous avons commencé par la présentation de leurs propriétés, leurs dopages ainsi les différents mécanismes de recombinaisons et enfin les techniques d'élaboration.

Le chapitre qui suit traitera l'étude des hétérojonctions et les transistors à effet de champ.

Références :

- [1] Johnson, W.C., Parson, J.B. and Crew, M.C.; «Nitrogen Compounds of Gallium-III»; Journal of Physical Chemistry. 1932, Vol. 36, p. 2651.
- [2] Juza, R. and Hahn, H. Über die Kristallstrukturen von Cu₃N, GaN und InN Metallamide and Metallnitride. Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie. 1938, Vol. 239, 282.
- [3] Akasaki, I., et al. Conductivity control of GaN and fabrication of UV/blue GaN light emitting devices. Physica B: Condensed Matter. 1993, Vol. 185, 428.
- [4] Zembutsu, S. and Kobayashi, M. The growth of c-axis-oriented GaN films by D.C.-biased reactive sputtering. Thin Solid Films. 1985, Vol. 129, 289.
- [5] Hovel, H.J. and Cuomo, J.J. Electrical and Optical Properties of rf-Sputtered GaN and InN. Applied Physics Letters. 1972, Vol. 20, 718. Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives. Journal of Applied Physics. 2009, Vol. 106, 011101.
- [6] Osamura, K., et al. Fundamental absorption edge in GaN, InN and their alloys. Solid State Communications. 11, 1972, 617.
- [7] Wu, J. et al. Small band gap bowing in In_{1-x}Ga_xN alloys. Applied Physics Letters. 2002, Vol. 80, 4741.
- [8] Hamdoune AEK, Elaboration du nitrure de gallium ; Etude de ses propriétés et Applications". Obtenu à l'université de Tlemcen, 21 Juin 2006.
- [9] H. K. Kim, T. Y. Seong, I. Adesida, C. W. Tang, K. M. Lau, Low-resistance Pt/Pd/Au ohmic contacts to p-type AlGaIn, Appl. Phys. Lett. 84, 1710 (2004).
- [10] M. Ferhat, J. Furthmuller and F. Bechstedt, «Gap bowing and Stokes shift in In_xGa_{1-x}N alloys : First-principles studies», A.P.L. Vol.80, n°8 (February 2002), p. 1394-1396.
- [11] M. Ferhat and F. Bechstedt «First- principles calculations of gap bowing in In_xGa_{1-x}N and In_xAl_{1-x}N alloys : Relation to structural and thermodynamic properties», Physical review B, vol. 65, 075213 (February 2002), p. 1-6.
- [12] A. F. Wright and J. S. Nelson, Appl. Phys. Lett. 66, 3051, 1995.
- [13] Languy Fabian, Caractérisation de nanocolonnes d'In(1-x)Ga(x)N en vue d'étudier l'origine de la haute conductivité de l'InN, 2007.
- [14] I-h. Ho et G.B. Stringfellow, Appl.Phys.Lett. 69, 2701 (1996)
- [15] T. Matsuoka, Appl. Phys. Lett. 71, 105 (1997)
- [16] T. Saito et Y. Arakawa, Phys. Rev. B 60, 1701 (1999)

- [17] Katsikini, M., et al. Raman study of Mg, Si, O, and N implanted GaN. *Journal of Applied Physics*. 2003, Vol. 94, 4389.
- [18] Koide, N. et al. Doping of GaN with Si and properties of blue m/i/n/n+ GaN LED with Si-doped n+layer by MOVPE. *Journal of Crystal Growth*. 1991, Vol. 115, 639.
- [19] walukiewicz, W. Intrinsic limitations to the doping of wide-gap semiconductors. *Physica B*. 2011, Vols. 302-303, 123-134.
- [20] Janotti, A. and Van de Walle, C.G. *Applied Physics Letters*. 2008, Vol. 92, 032104.
- [21] Hageman, P.R., et al. N-type doping of wurtzite GaN with germanium grown with plasmaassistedmolecular beam epitaxy. *Journal of Crystal Growth*. 2004, Vol. 267, 123.
- [22] Amano, H., et al. *Journal of Applied Physics*. 1989, Vol. 28, L2112.
- [23] Nakamura, S. and al., et. *Journal of Applied Physics*. 1992, Vol. 31, 1258.
- [24] Götz, W., et al. Local vibrational modes of the Mg–H acceptor complex in GaN. *Applied Physical Letters*. 1996, Vol. 69, 3725.
- [25] Neugebauer, J. and Van de Walle, C.G. *Physical Reveiw Letters*. 1995, Vol. 75, 4452.
- [26] Haus, E., et al. Mg doping of GaN layers grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Applied Physics Letters*. 2000, Vol. 76, 718.
- [27] Gorczyca, I., Svane, A. and Christensen, N.E. Theory of point defects in GaN, AlN, and BN: Relaxation and pressure effects. *Physical Review B*. 1999, Vol. 60, 8147.
- [28] Jones, R.E. and al., et. *Physical Review Letters*. 2006, Vol. 96, 125505.
- [29] Anderson, P.A. and al., et. *Applied Physical Letters*. 2006, Vol. 89, 184104.
- [30] Wang, X. and al., et. *Applied Physics Letters*. 2008, Vol. 92, 132108.
- [31] Ager, J.W. and al., et. *Physica Status Solidi B*. 2008, Vol. 245, 873.
- [32] Morkoç, H. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Weinheim : WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008. Vol. 1. 978-3-527-40837-5.
- [33] Linhart, W.M., et al. Surface electronic properties of In-rich InGaN alloys grown by MOCVD. *Physica Status Solidi C*. 2011.
- [34] Wu, J., et al. Superior radiation resistance of In_{1-x}Ga_xN alloys: Full-solar-spectrum photovoltaic material system. *Journal of Applied Physics*. 2003, Vol. 94, 6477.
- [35] Fehlberg, T.B. and al., et. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2006, Vols. Part 2, 45, L1090.
- [36] Colakerol, L. and al., et. *Physical Review Letters*. 2006, Vol. 97, 237601.
- [37] King, P.D.C. and al., et. *Physical Review B*. 2008, Vol. 77, 125305.
- [38] Van de Walle, C.G. and Segev, D. *Journal of Applied Physics*. 2007, Vol. 101, 081704.
- [39] Wu, C.L., et al. *Physical Review Letters*. 2008, Vol. 101, 106803.

- [40] M D. Lyutaya and T.S. Barntnitskaya, *Inorg. Mater.* 9, 1052 (1973).
- [41] B. Burgov, L.Daweritz, V. B. Gutan, G. Jungk, H.Neuman and H.Raidt, *Phys. Status Solidi AZ* 49, 629 (1978).
- [42] S. Strite and H. Morkoç, GaN, AlN, and InN: A Review, Materials Research Laboratory and Coordinated Science Laboratory, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, 1992.
- [43] S. Yoshida, S. Misawa and S. Gonda, *J. Appl. Phys.* 53, 6844 (1982).
- [44] Martinez Guerrero, Esteban Elaboration en épitaxie par jets moléculaires des nitrures d'éléments III en phase cubique, Institut nationale des sciences appliquées Lyon, 2002.
- [45] Stéphanie Anceau, Etude des propriétés physiques des puits quantiques d'alliages quaternaires (Al,Ga,In)N pour la conception d'émetteurs ultraviolets, thèse de doctorat de l'université Montpellier, 2004.
- [46] Steude G., Meyer B.K., Glödner A., Hoffmann A., (1999) Gbertram F., Christen J., Amano H., Akasaki I., *Appl. Phys. Lett.* 74, (1999) 2456.
- [47] M. Leroux, Matériaux pour l'Optoélectronique, Traité EGEM série Optoélectronique, tome 7, édité par G.Roosen, (Hermes Science Publications, Paris,2003).
- [48] I. Vurgaftman L. R. Ram-Mohan and J. R. Meyer, Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, *journal of applied physics* volume 89, number 11, 2001.
- [49] Fabrice Enjalbert, Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrures et application au laser UV pompé par cathode à micropointes, thèse pour obtenir le grade de Docteur de l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1, 2004.
- [50] K. H. Ploog, O. Brandt, Doping of group III nitrides, *J. Vac. Sci. Technol. A* 16, 1609 (1998).
- [51] J. K. Sheu, G. C. Chi, The doping process and dopant characteristics of GaN, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, R657 (2002).
- [52] Q. Z. Liu, S. S. Lau, A review of the metal-GaN contact technology, *Solid-State Electron.* 42, 677 (1998).
- [53] H.X. Jiang, J.Y. Lin, AlGaIn and InAlGaIn alloys – Epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications, *Opto-electron. Rev.* 10, 271(2002).
- [54] Walukiewicz, W. 123, s.l. : *Physica B*, 2001, Vols. 302-303.
- [55] Walukiewicz, W. 1257, s.l. : *J. Vac. Sci. Technol. B*, 1988, Vol. 6.
- [56] Chadi, D.J. 1321, s.l. : *Mater. Sci. Forum*, 1997, Vols. 258-263.

- [57] Donmez, O., et al. High carrier concentration induced effects on the bowing parameter and the temperature dependence of the band gap of $GaxIn_{1-x}N$. *Journal of Applied Physics*. 2011, Vol. 110, 103506.
- [58] Schaff, W.J., et al. 868, s.l. : *Physica Status Solidi B*, 2008, Vol. 245.
- [59] Duan, X.M. and Stampfl, C. 115207, s.l. : *Physical Review B*, 2008, Vol. 77.
- [60] Yildiz, A., et al. Structural, electrical and optical characterization of InGaN layers grown by MOVPE. *Chinese Physics B*. 2009, Vol. 18, 4007.
- [61] Neugebauer, J. and Van de Walle, C.G. Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN. *Physical Review B*. 1994, Vol. 50, 8067.
- [62] Stampfl, C., et al. Native defects and impurities in InN: First principles studies using the local density approximation and self-interaction and relaxation-corrected pseudopotentials. *Physical Review B*. 2000, Vol. 61, 7846.
- [63] Chernyak, L., et al. Electron beam induced current measurements of minority carrier diffusion lengths in gallium nitride. *Applied Physics Letters*. 1996, Vol. 69, 2531.
- [64] A. F. M. Anwar, Senior Member, IEEE, Shangli Wu, and Richard T. Webster, Member, IEEE, Temperature Dependent Transport Properties in GaN, $Al_xGa_{1-x}N$, and $In_xGa_{1-x}N$ Semiconductors, *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 48, No. 3, March 2001
- [65] E. Iliopoulos, K. F. Ludwig Jr., T. D. Moustakas, S. N. G. Chu, Chemical ordering in AlGaN alloys grown by molecular beam epitaxy, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 463 (2001).
- [66] L. Chang, S. K. Lai, F. R. Chen, J. J. Kai, Observations of Al segregation around dislocations in AlGaN, *Appl. Phys. Lett.*, 79, 928 (2001).
- [67] Wu, J. When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives. *Journal of Applied Physics*. 2009, Vol. 106, 011101.

Chapitre 3

Transistor HEMT

3.1 Introduction

3.2 Etude d'une hétérojonction

3.2.1 Définition de l'hétérojonction

L'hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semi-conducteurs de gaps différents sont associés. Si les deux semi-conducteurs sont de même type, on dira que l'hétérojonction est isotype ; et s'ils sont différents, on dira qu'elle est anisotype. La réalisation d'une hétérojonction s'effectue par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (la taille des atomes doit être notamment assez proche) de manière à minimiser la densité de dislocations parce que l'épitaxie se réalise à haute température.

L'intérêt d'une telle structure réside dans la création d'un décalage entre les bandes d'énergie permises des deux semi-conducteurs. Les énergies de bande interdite des deux matériaux n'étant pas égales, il y a création de discontinuités en bandes de conduction ΔE_C et de valence ΔE_V à l'interface.

En fonction de la position des bandes interdites, l'hétérojonction peut être de trois types différents :

- type I : la bande interdite E_g^B est entièrement dans E_g^A .
- type II : Une des discontinuités est plus grande que $E_g^A - E_g^B$ mais inférieure à E_g^A .
- type III : une des discontinuités est supérieure à E_g^A .

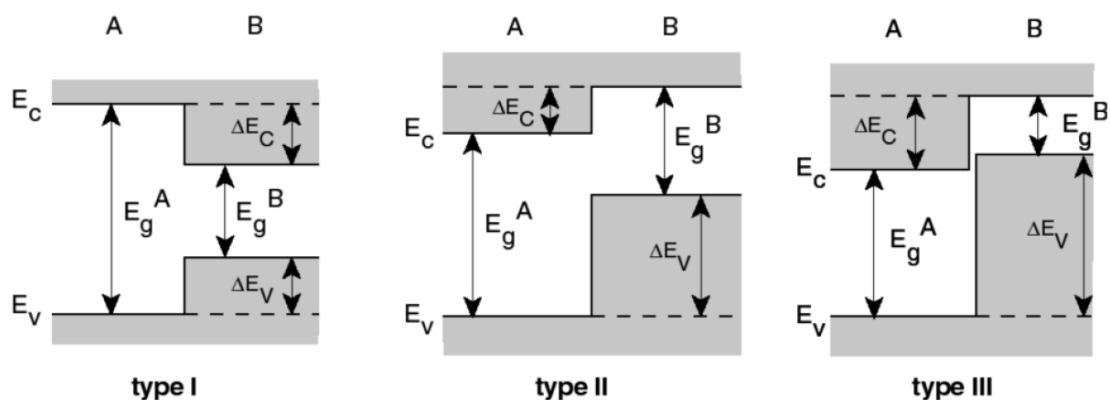


Figure 3.1 : Les trois types d'hétérojonctions entre deux semiconducteurs A et B ayant des énergies de bande interdite $E_g(A)$ et $E_g(B)$ [1].

E_C et E_V désignent la bande de conduction et la bande de valence.

ΔE_C et ΔE_V sont les discontinuités de bande de conduction et de valence.

3.2.2 Diagramme de bandes d'une hétérojonction

Le mécanisme de l'hétérojonction est schématisé ci-dessous. La première figure (3.2.a) représente l'état des matériaux homogènes référencés par rapport au niveau du vide. Figure (3.2.b) schématise le comportement des bandes de conduction et de valence des matériaux, lorsque les deux couches sont associées. Les grandeurs E_G sont les valeurs des bandes interdites, χ est l'affinité électronique, $q\chi$ le travail de sortie d'un électron (constante du matériau), V_B la différence de potentiel entre les couches et $q\phi$ le travail existant entre le niveau de Fermi (E_F) et le niveau de référence (variable avec le dopage).

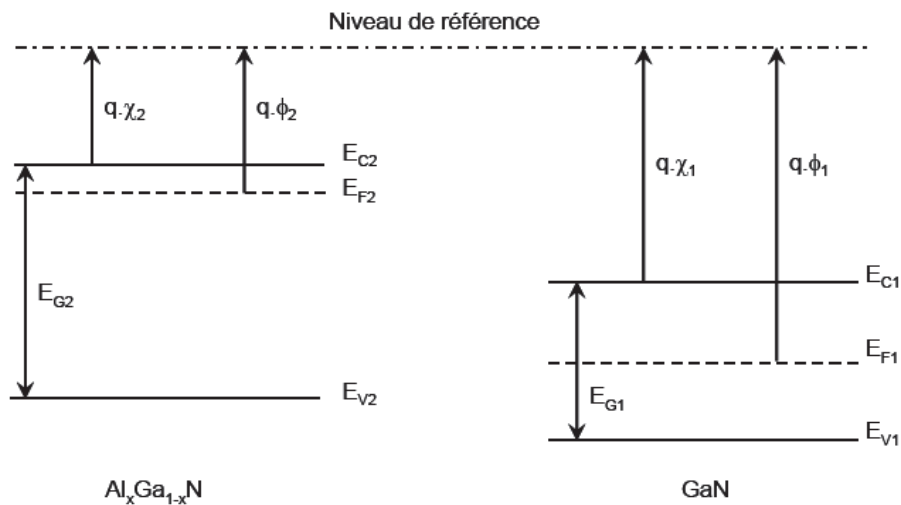


Figure 3.2.a : Schéma des bandes d'énergie des deux matériaux séparés.

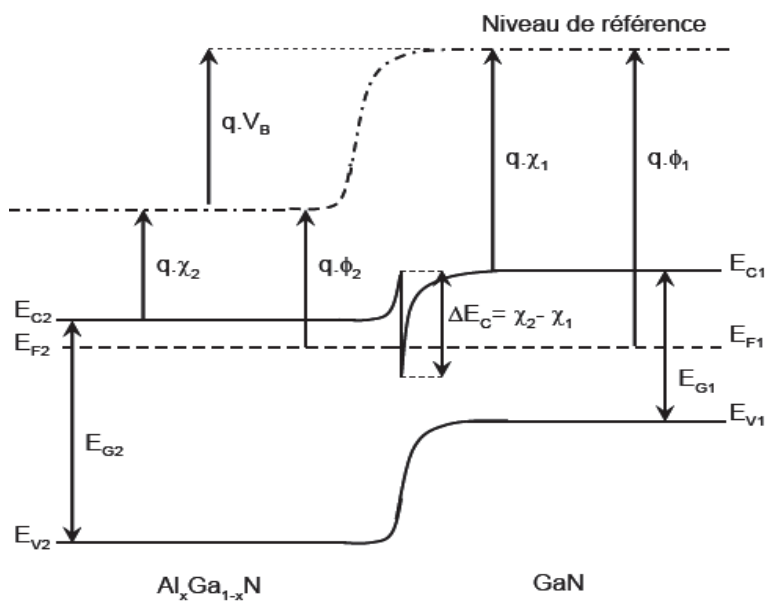


Figure 3.2.b : Schéma des bandes d'énergie d'une hétérojonction isolée à l'équilibre thermique.

3.2.3 Gaz électronique à deux dimensions

Ce gaz électronique à deux dimensions est aussi appelé gaz d'électrons, canal d'électrons ou gaz 2DEG (pour Two-Dimensional Electron Gas). Celui-ci se forme à l'interface AlGa_N/Ga_N ou InGa_N/Ga_N grâce à l'effet cumulé de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique qui règnent dans les semi-conducteurs.

3.2.3.1 Polarisation piézoélectrique et spontanée

La piézoélectricité est un phénomène qui a été découvert en 1880 par les frères Curie. Elle peut être traduite par l'apparition d'une charge électrique dipolaire produite par un matériau, lorsqu'il est soumis à une contrainte mécanique qui le déforme. L'inverse est vrai pour certains cristaux, ça veut dire qu'ils peuvent être déformés lorsqu'ils seront soumis à une polarisation. Cet effet n'est que le résultat des contraintes cristallines, plus précisément l'apparition des dipôles électriques internes créés par le désaccord de maille entre les charges positives et les charges négatives, sous un effet de contrainte externe.

Certains cristaux piézoélectriques présentent un moment dipolaire permanent, soit une polarisation électrique spontanée, en l'absence de toute contrainte extérieure. Ces cristaux sont appelés : pyroélectriques, car leur polarisation spontanée est proportionnelle à la température. Le champ piézoélectrique total est donc la somme de la polarisation spontanée et du champ piézoélectrique engendré par une contrainte mécanique [2].

✓ Polarisation spontanée

Sans être soumis à aucune contrainte externe, une couche de nitrure de gallium peut cependant présenter une polarisation macroscopique non nulle. Ce champ électrique existe parce que le cristal présente une asymétrie entre les barycentres des charges d'électrons avec celles des trous. On dit que le cristal manque de symétrie d'inversion. On note aussi qu'un lien entre les deux atomes qui n'est pas purement covalent est un facteur qui peut causer la création de ce champ électrique. En d'autres termes, le matériau Ga_N se définit comme étant un matériau naturellement polarisé grâce aux charges présentes sur chacune de ses faces, qui sont identiques mais de signes opposés comme illustré dans la figure (3.3) [3].

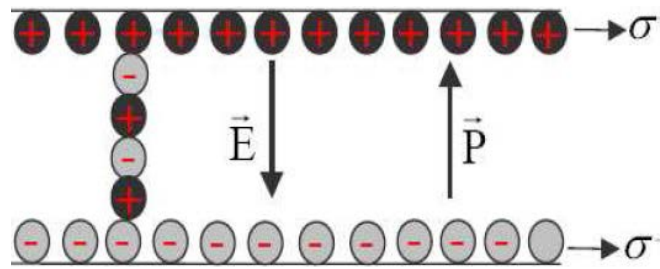


Figure 3.3 : Champ électrique généré par une polarisation spontanée dans un matériau GaN.

✓ Polarisation piézoélectrique

L'origine de la polarisation piézoélectrique est la structure cristalline du nitrure de gallium. Les deux structures du GaN, hexagonale et cubique, sont non Centro-symétriques. Ce désaccord de maille entre la couche d'AlGaIn ou InGaIn et la couche de GaN du transistor, induit une sorte de contrainte mécanique, formant une charge de polarisation d'interface, et créant ainsi ce qu'on appelle le champ piézoélectrique. C'est la polarité du cristal qui définit le signe de cette charge. Pour une polarité Nitrure le champ sera pointé du substrat vers la surface, et l'inverse sera pour une polarité Gallium.

Grâce à ce champ piézoélectrique, les dispositifs AlGaIn/GaN sont conçus pour utilisation en hautes puissances [4].

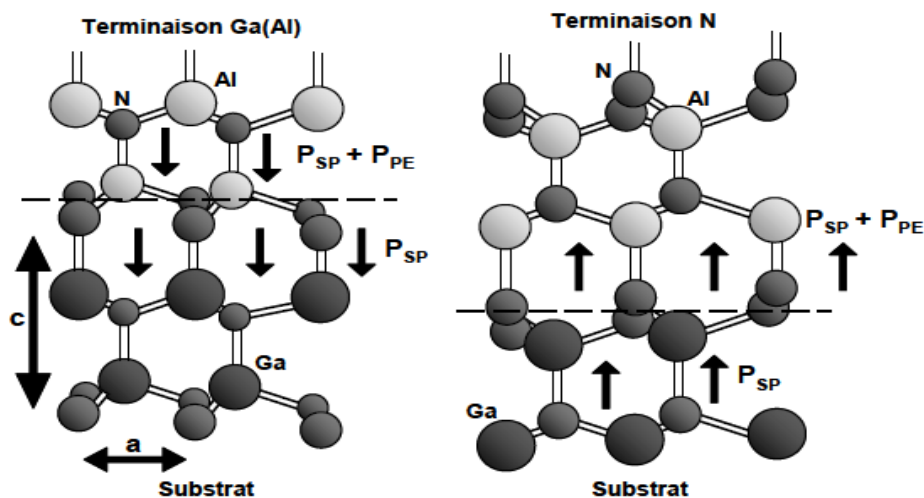


Figure 3.4 : Couches d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes.

✓ Polarisation résultante

Les polarisations spontanée et piézoélectrique, pour les matériaux GaN et AlN sont environ dix fois plus importantes que dans les matériaux III-V conventionnels GaAs, InP. La contribution de la polarisation spontanée est comparable à celle de la polarisation piézoélectrique dans les nitrures et ne doit donc pas être négligée [5]. La polarisation totale

dans la couche de nitrure en phase hexagonale sera alors la résultante de la somme des deux types de polarisations : piézoélectrique et spontanée, elle s'écrit donc :

$$\vec{P} = \vec{P}_{sp} + \vec{P}_{pz} \tag{3.1}$$

3.2.4 Effet des champs sur la concentration du gaz bidimensionnel d'électrons

La polarisation spontanée peut générer des champs électriques de 3MV/cm dans les matériaux de type III-V et la contrainte de la couche supérieure des hétérostructures AlGa_xN/GaN ou InGa_xN/GaN peut générer un champ piézoélectrique additionnel d'environ 2MV/cm. Ces très fortes polarisations engendrent des champs électriques permettant la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons avec des densités de porteurs très élevées.

L'hétérostructure AlGa_xN/GaN face Ga est représentée sur la figure (3.5). Nous avons supposé GaN totalement relaxé et AlGa_xN contraint en tension. Les charges fixes positives et négatives de l'AlGa_xN sont représentées ainsi que pour le GaN même si pour ce dernier elles sont en densité moins importantes que dans AlGa_xN car elles ne sont pas contraintes (pas de composante piézoélectrique).

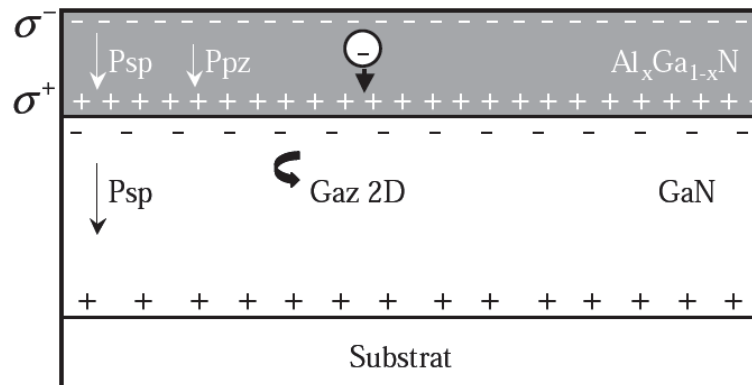


Figure 3.5 : Structure AlGa_xN/GaN face Ga où AlGa_xN est contraint en tension.

La densité de charges aux interfaces s'écrit comme la différence entre la somme des champs de polarisation dans la couche d'AlGa_xN et celle du GaN où x est le taux d'aluminium :

$$|\sigma| = \left| p_{SP_{AlGaN}}(x) + P_{Pz_{AlGaN}}(x) - P_{SP_{GaN}} \right| \tag{3.2}$$

La Figure (3.6) représente l'évolution théorique en C/m² de la densité de charges σ (C/m²) développées à l'interface ainsi que des polarisations spontanée P_{sp} et piézoélectrique P_{pz} de l'AlGa_xN en fonction du taux d'aluminium x. On peut constater que la densité de charges σ augmente fortement lorsque le pourcentage d'aluminium est plus important.

Lorsque le pourcentage d'aluminium est plus fort, les polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGa_xN sont donc plus importantes.

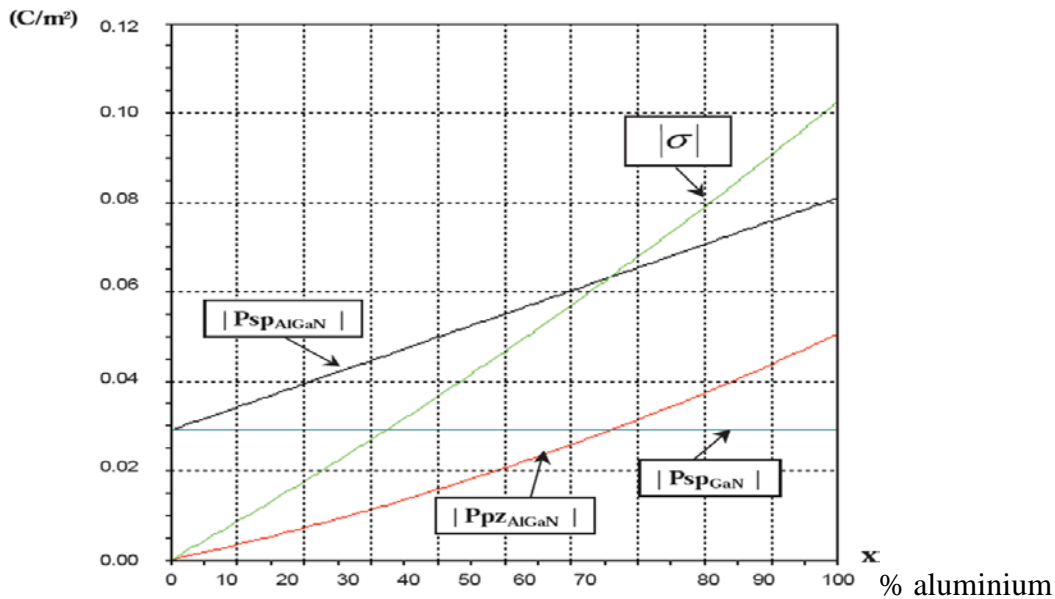


Figure 3.6 : Évolutions des polarisations spontanée P_{sp} et piézoélectrique P_{pz} et de la densité de charges σ en fonction du taux d'aluminium x pour une couche GaN/AlGaN face Ga.

Ces résultats restent toutefois théoriques car au-delà de $x=50\%$ la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche d'AlGaN apparaît.

3.3 Transistor à effet de champ

Le transistor à effet de champ a été inventé à la fin des années 1920 par J. E. Lilienfeld, mais n'a pu être réalisé avant la fin des années 1950. Son principe repose sur l'utilisation d'un champ électrique pour contrôler la conductivité d'un canal dans un matériau semi conducteur. Contrairement au transistor bipolaire, le transistor à effet de champ présente une structure horizontale, ce qui signifie que les contacts ohmiques se trouvent sur le même plan.

Un TEC peut reposer sur deux principes différents. Il peut être constitué d'un simple canal dopé négativement N dont la largeur dépend de la zone désertée sous la grille (transistors type MESFET). Dans le cas des transistors HEMTs, le canal de conduction est créé grâce à la formation d'un gaz d'électrons à 2 dimensions (2DEG) à l'aide d'une hétérojonction. Dans chacun des cas le flux d'électrons est contrôlé par la section du canal et la densité de porteurs.

Les transistors à effet de champ sont réalisés sur différents semiconducteurs mais les technologies sont différentes selon la nature du matériau et donnent lieu à différentes structures. Le transport des électrons se fait horizontalement (ou latéralement) dans les structures à effet de champ, alors qu'il se fait verticalement dans les structures bipolaires.

Les performances fréquentielles des transistors sont caractérisées par la fréquence de transition f_t , qui correspond à un gain en courant (sortie en court-circuit) unitaire et la fréquence maximum d'oscillation f_{max} , qui correspond à la fréquence pour laquelle le gain en puissance disponible (MAG) est égal à l'unité.

Donc pour une utilisation en hautes fréquences, il est préférable que le type de porteur soit celui qui présente les meilleures propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion), les électrons ayant des propriétés plus intéressantes que les trous. Les FET sont essentiellement élaborés sur des matériaux de type N. Les divers types de transistors à effet de champ diffèrent par la nature du contact de grille élaboré :

- ✓ JFET "Junction Field Effect Transistor" : grille à jonction PN.
- ✓ MESFET "Metal Semiconductor Field Effect Transistor" : grille métallique à barrière Schottky.
- ✓ MOSFET "Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor" : grille métallique isolée de la couche active par un oxyde isolant.
- ✓ HEMT "High Electron Mobility Transistor".

3.3.1 Transistors JFET et MESFET

3.3.1.1 Structure générale

Le transistor MESFET GaAs est le plus ancien des transistors à effet de champ hyperfréquence et sa technologie est maintenant bien établie. La structure du MESFET sous sa forme la plus classique est schématisée dans la figure (3.7). Cette structure est la plus simple parmi les différentes structures des transistors FET [6,7], elle est tout à fait comparable à celle du transistor JFET mais la jonction PN est remplacée par une barrière Schottky (métal-semi-conducteur). Il est construit sur un substrat en GaAs non dopé qui doit être le plus isolant possible. Celui-ci sert uniquement de support mécanique et possède une épaisseur de l'ordre de 100 μm . Sur ce substrat, on dépose une couche active dopée « Nd », d'une épaisseur « a » de l'ordre de 0,1 à 0,3 μm . Elle est déposée soit par épitaxie, soit par implantation ionique et constitue le canal conducteur du transistor. Elle doit comporter le moins possible d'impuretés et des défauts cristallins qui perturbent la circulation des électrons.

De part et d'autre du canal, deux zones fortement dopées « N+ » sont ajoutées par implantation ionique ou par diffusion. Elles permettent le contact avec les électrodes métalliques de drain et de source. La résistance de la zone de contact doit être la plus faible

possible afin de ne pas dégrader les performances du transistor. L'électrode de la grille doit former avec le semi-conducteur du canal, un contact redresseur de type Schottky (le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semi-conducteur). Les électrodes métalliques de grille, de drain et de source sont déposées directement sur la structure. La largeur « Z » des électrodes est de quelques micromètres (de 20 à 300 μm) et la longueur de la grille « L » est de quelques dixièmes de micromètres (de 0,2 à 1 μm).

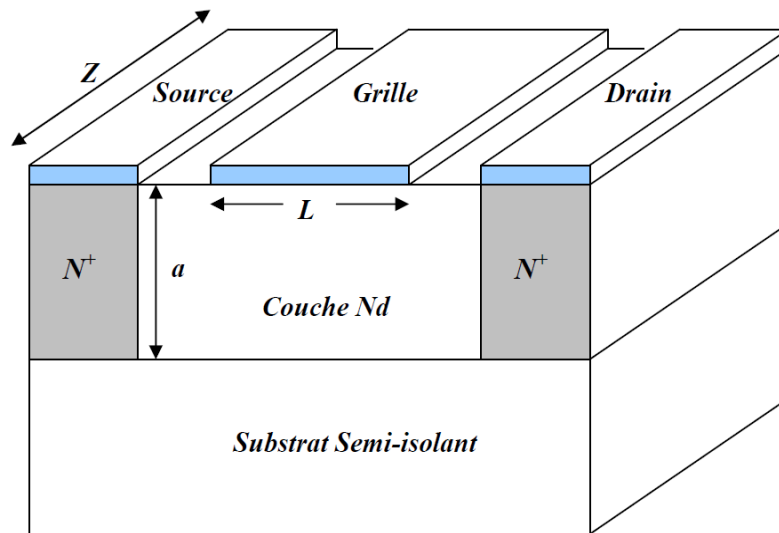


Figure 3.7 : Coupe schématique du transistor MESFET GaAs.

3.3.1.2 Principe de fonctionnement

Dans un transistor à effet de champ à jonction « JFET », l'électrode de commande est constituée d'une jonction PN latérale. Le principe de fonctionnement de ce composant repose essentiellement sur cette jonction, les électrons libres du semi-conducteur de type « N » au voisinage de la jonction migrent vers le type « P » laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'équilibre thermodynamique la zone de charge d'espace « ZCE » positive et un champ électrique « E_i » s'établit.

Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky « MESFET », le processus mis en jeu est le même que précédemment mais au lieu de la jonction PN, y a une jonction métal / semi-conducteur qui forme une diode de type Schottky.

Sans polarisation, il peut y avoir donc la zone de charge d'espace (c'est une zone de désertion) sur une certaine profondeur « h » dans un canal formé de semi-conducteur de type « N » dit canal conducteur (figure (3.8)). La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

Si on applique une tension extérieure négative V_{gs} sur l'électrode de grille, celle-ci engendre une augmentation du champ E_i . La zone de charge d'espace s'étend dans le canal conducteur,

une diminution de la valeur de la commande V_{GS} entraîne une augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction. Cette variation engendre une diminution de la section du canal. Pour une tension $V_{GS0} = V_P$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal ; la résistance entre drain et source devient très élevée.

Si on applique une tension de drain positive $V_{DS} > 0$ et une tension de grille négative ou nulle $V_{GS} \leq 0$, on a un canal conducteur. Un courant I_{DS} circule entre le drain et la source.

Si V_{DS} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain (figure (3.9)).

Si la tension drain-source V_{DS} atteint la tension de saturation V_{DSat} , le régime de saturation apparaît. L'augmentation de la tension (V_{DS}) au-delà de V_{DSat} n'affecte pas l'évolution du courant de drain qui garde une valeur « I_{DSat} » relativement constante (figure (3.10)).

Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant drain-source I_{DS} dans les FETs est celui de la formation d'une zone de pincement dans le canal près du drain. Dans cette zone, la densité de porteurs est très faible. L'augmentation de la tension drain-source V_{DS} au-delà de V_{DSat} fait déplacer le point de pincement dans le canal vers la source. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ électrique favorable qui les diffuse vers l'électrode de drain.

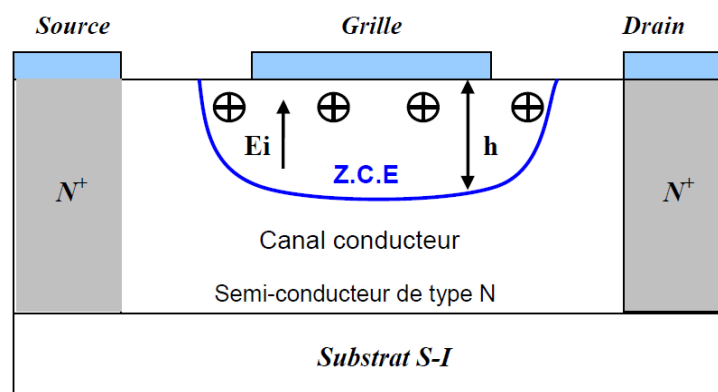


Figure 3.8 : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé.

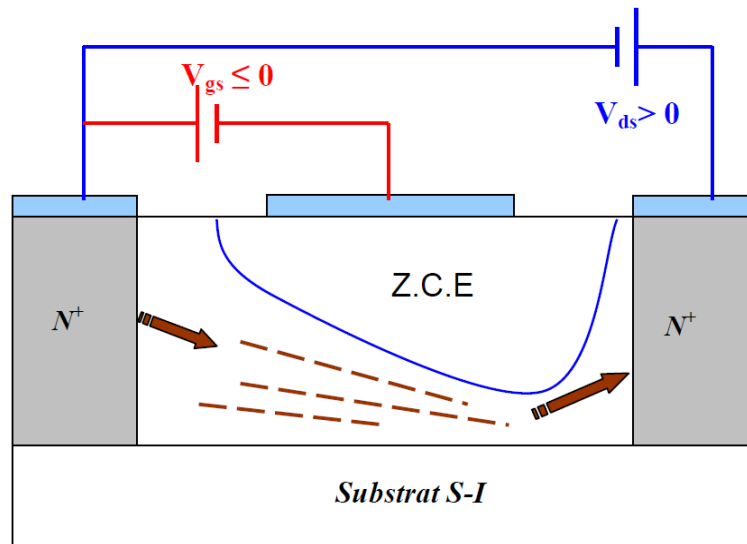


Figure 3.9 : Zone de charge d'espace « Z.C.E » dans un MESFET polarisé.

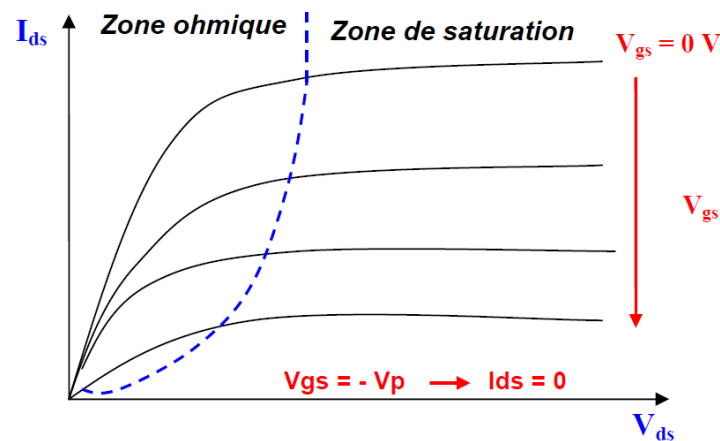


Figure 3.10 : Réseau typique des caractéristiques courant-tensions d'un transistor FET.

Dans les MESFETs, les électrons assurant la conduction ont une mobilité limitée par des interactions avec les atomes donneurs. Pour dépasser ce problème, il fut créé des transistors à hétérojonction qu'on appelle HEMT.

3.3.2 Transistor MOSFET

3.3.2.1 Structure générale

Le MOSFET est un composant dont la structure est proche du MESFET. La différence est que le MOSFET (figure (3.11)) se caractérise par le dépôt d'une couche d'oxyde isolante entre la grille et le substrat constituant une capacité MOS (Métal Oxyde Semi-conducteur) [8,9]. Cette structure est basée sur la commande par une polarisation sur une électrode isolée de porteurs libres dans une zone peu dopée. La modulation du nombre de porteurs permet d'établir un canal de conduction entre deux zones conductrices semi-conductrices très dopées.

Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain. L'électrode de commande de la capacité MOS constitue la grille du transistor.

3.3.2.2 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de ce FET à grille isolée consiste à moduler par la tension de grille, la conductivité du canal drain source résultant de la couche d'inversion créée à la surface du semi-conducteur. En effet, quand la capacité MOS est en régime d'inversion, un canal N à la surface du semi-conducteur relie la source et le drain.

Il en résulte qu'une polarisation drain-source V_{DS} donne naissance à un courant de drain important. Pour une tension V_{DS} donnée, le courant est important quand le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension de polarisation de la grille V_{GS} . Si la capacité MOS est en régime de forte inversion en l'absence de polarisation, le transistor est normalement conducteur. Le courant de drain peut alors être diminué par une tension de grille de polarité convenable. On dit que le transistor fonctionne en régime d'appauvrissement. Si au contraire la couche d'inversion n'existe pas en l'absence de polarisation, très peu de courant circule entre la source et le drain (conduction sous le seuil).

La grille doit être polarisée par une tension supérieure à la tension de seuil $V_{GS} > V_{th}$ (où V_{th} est la tension à partir de laquelle apparaît le régime d'inversion : apparition du canal) pour que le courant drain circule, on dit alors que le transistor fonctionne en régime d'enrichissement.

Comme dans le cas du JFET et MESFET, deux régimes peuvent être distingués. Pour des tensions V_{DS} faibles, la variation de la conductance du canal est négligeable. C'est le régime linéaire. Le courant varie proportionnellement à la tension V_{DS} . Quand la tension V_{DS} augmente, la conductance du canal diminue suite à la diminution de la variation de la densité des porteurs dans la couche d'inversion. Pour une certaine valeur de $V_{DS} \approx V_{Dsat}$ (tension de saturation), la capacité MOS n'est plus en régime d'inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. Quand la tension drain continue à augmenter (au-delà de V_{Dsat}), le point de pincement se déplace vers la source.

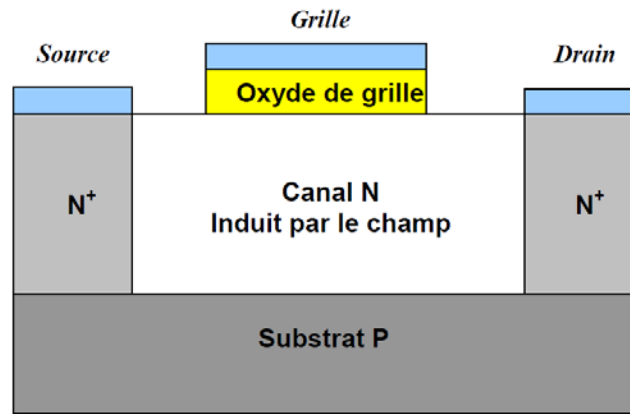


Figure 3.11 : Coupe schématique d'un transistor MOSFET à canal N.

3.3.3 Transistor HEMT

Le premier transistor HEMT est apparu en 1980 (Fujitsu, Thomson) [10]. Ce composant possède plusieurs dénominations dans la terminologie anglo-saxonne : TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor) mais également HFET (Heterojunction field Effect Transistor). Ce dernier terme est toutefois plutôt réservé à un autre composant à hétérostructure dans lequel le transport s'effectue dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT.

Le HEMT apparaît comme une évolution majeure du MESFET (Metal Semi-conducteur Field Effect Transistor) qui constitue la structure de base des transistors à effet de champ (élaborés à partir des semi-conducteurs III-V de type GaAs ou InP [11] ou plus récemment GaN. Toutefois cette structure exige, pour la réduction des dimensions nécessaire à la montée en fréquence de « surdoper » le canal conducteur ce qui est notamment incompatible avec de bonnes propriétés de transport en raison de l'influence néfaste des interactions coulombiennes sur les propriétés de transport.

La structure HEMT permet de contourner le problème en séparant les porteurs mobiles des charges fixes dont ils sont issus. Le transport électronique s'effectue au voisinage d'une interface entre un premier matériau fortement dopé ayant la plus petite affinité électronique et le plus grand gap et un second matériau non intentionnellement dopé (n.i.d) ayant la plus grande affinité électronique et le plus petit gap. Cette interface, qui constitue le canal du transistor, est une « hétérojonction ». Par la suite ; lorsque la discontinuité de bande de conduction entre les deux matériaux est suffisante, la présence de cette hétérojonction permet de confiner une importante densité de porteurs dans le matériau intrinsèque où la mobilité et la vitesse électronique sont plus élevées. De plus ; la densité de ces porteurs est aisément

contrôlable par un potentiel de commande approprié sur la couche dopée par l'intermédiaire d'une grille Schottky ce qui est à l'origine de l'effet de transistor recherché.

3.3.3.1 Fonctionnement du transistor HEMT

Le principe de fonctionnement du HEMT est identique à celui d'un transistor à effet de champ à grille Schottky de type MESFET [11]. La variation de la conductance, donc celle du courant entre la source et le drain, peut être obtenue soit par celle de la section du canal dans le cas du MESFET soit par celle de la densité de porteurs libres dans le canal dans le cas du HEMT.

La structure d'un HEMT est présentée sur la figure (3.12); elle est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap dopé et un matériau à petit gap non dopé dans lequel va se trouver le canal. Une couche supplémentaire superficielle (appelée Cap layer et qui n'existe pas sous la grille) est formée par un matériau de faible bande interdite pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement dopée afin de diminuer la valeur des résistances des contacts et donc celle des résistances d'accès. En dessous, une seconde couche supplémentaire à grand gap non dopée supporte le contact Schottky de grille. Elle est initialement épaisse et creusée par la suite pour améliorer le facteur de forme (rapport de la longueur de grille sur l'épaisseur totale de la couche à grand gap) et ainsi mieux contrôler la densité des porteurs du canal par le potentiel de grille. Cette technique permet aussi de réaliser une structure plus épaisse dans les zones d'accès qui seront ainsi moins résistives. En outre, le « recess » de la grille a pour but de réduire le phénomène de conduction parallèle connu sous le nom de MESFET parasite [12]. En effet ; lorsque la couche dopée sous le contact Schottky n'est pas totalement dépeuplée de porteurs, il s'y crée un canal parallèle à celui de la couche non dopée à petit gap qui n'est autre que celui d'un transistor MESFET. Dans ce cas, le courant contrôlé par l'électrode de grille est plus ou moins partiellement associé à des porteurs à faible mobilité ce qui dégrade les performances. Notons que cet effet parasite, qui détériore la transconductance g_m du transistor, apparaît lorsque le creusement de grille est insuffisant vis-à-vis de l'épaisseur et du dopage de la couche dopée à grand gap ou que la grille n'est pas suffisamment polarisée en inverse. Cette couche de matériau à grand gap dopée a pour rôle de fournir les électrons libres à la structure : c'est la couche donneuse. Son dopage, pouvant être volumique, est plus généralement réalisé par un plan de dopage silicium. Elle est séparée des électrons libres du canal par un espaceur (spacer en anglais) qui est une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (n.i.d), permettant d'éloigner les

atomes donneurs d'électrons des électrons du canal. Les interactions à distance entre électrons et impuretés ionisées sont ainsi réduites ce qui améliore les propriétés de transport. Plus cette couche sera épaisse meilleure mobilité des électrons sera dans le canal. A l'inverse, le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal sera favorisé par un espaceur fin ; d'où la nécessité d'un compromis.

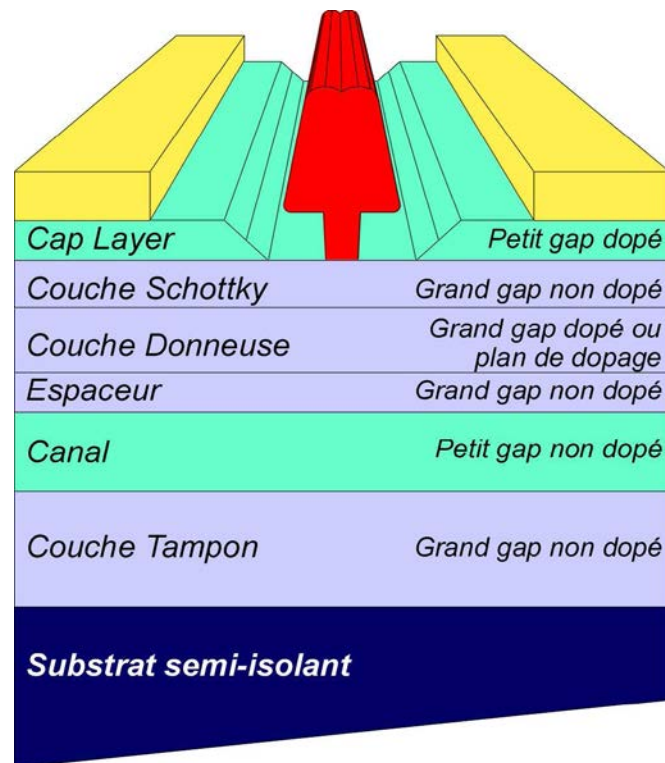


Figure 3.12 : Exemple de structure d'un transistor HEMT amélioré.

Le canal est donc situé dans la couche de matériau à petit gap non intentionnellement dopée. Cette couche, importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons qui constitue le canal, détermine les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons qui le composent. Elle est séparée du substrat par une couche tampon non intentionnellement dopée, communément appelée « buffer », qui permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet également, en « effaçant » les imperfections du substrat, d'avoir un matériau de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance de couches supérieures

3.3.3.2 Hétérojonction et gaz bidimensionnel d'électrons

Dans le cas du HEMT, la juxtaposition d'un matériau à grand gap et un matériau à petit gap implique l'existence d'une hétérojonction. Anderson a proposé le modèle de l'hétérojonction qui est le plus utilisé et qui est devenu une référence dans son domaine [13]. Dans ce modèle, lors de la jonction de deux semi-conducteurs à bandes interdites différentes, les niveaux de fermi s'alignent. La conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'interface entraîne des courbures des bandes de conduction et de valence, ainsi que des discontinuités à l'interface pour ces deux bandes. Cette hétérojonction, illustrée par la figure (3.13), entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où transfèrent et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse dès lors qu'il existe une discontinuité de bande de conduction ΔE_c d'au moins 0.1 à 0.2 eV entre les deux matériaux [14].

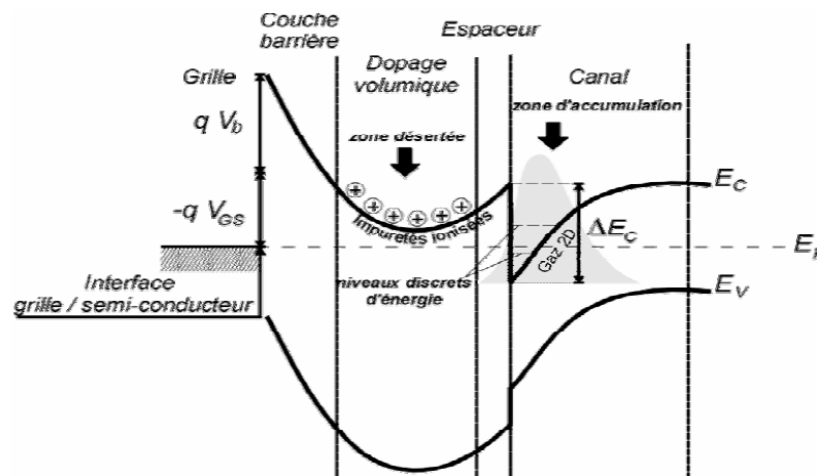


Figure 3.13 : structure de bandes d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille entre un matériau à grand gap et un matériau à petit gap aboutissant à la formation d'un gaz 2D à l'interface [13].

Le transfert de charges génère dans la couche donneuse une zone désertée. Le profil électrique de la distribution des charges et discontinuités des bandes au niveau de l'hétérojonction déterminent la courbure des bandes de part et d'autre de cette hétérojonction et met en évidence la formation d'un puits de potentiel de forme triangulaire dans lequel s'accumulent des électrons à forte mobilité.

Nous appelons alors gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG dans la terminologie anglaise : Two Dimensional Electron Gaz), l'accumulation des électrons dans ce puits. Finalement l'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et les électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions avec les impuretés ionisées et

peuvent alors atteindre des mobilités importantes, équivalentes à celle du matériau intrinsèque. De plus, toute action sur la tension grille V_{GS} a pour effet de modifier la probabilité d'occupation des niveaux du puits quantique donc la valeur de n_s : plus V_{GS} décroît, plus n_s diminue. Il existe en particulier une valeur V_T de V_{GS} qui annule n_s . Notons enfin que dans le cas de la figure (3.12), le canal du HEMT est situé entre deux matériaux de grand gap ; nous avons alors une double hétérojonction qui permet un meilleur confinement d'électrons dans le canal.

La structure de bandes n'est plus alors constituée d'une hétérojonction, augmentant ainsi le nombre d'électrons susceptibles de participer à la conduction et améliorant leur confinement dans le canal.

3.3.3.3 Structure physique d'un HEMT

La figure (3.14) donne la structure complète d'un transistor HEMT, et nous allons discuter par la suite chaque élément de base de cette structure.

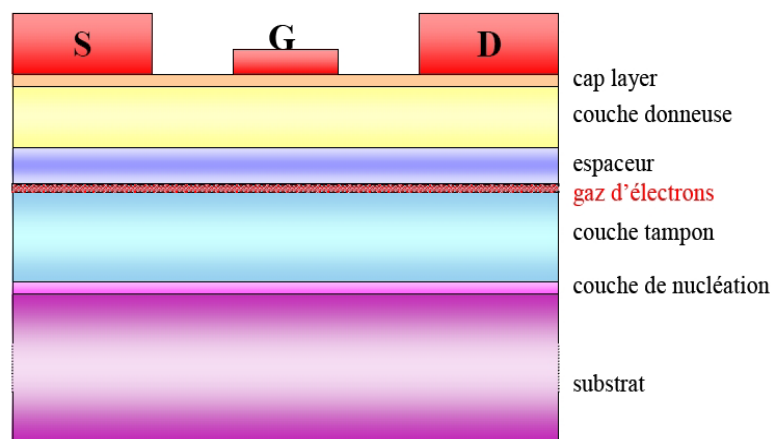


Figure 3.14 : Structure d'un transistor HEMT.

- ✓ Le substrat : On utilise des substrats de matériaux autres que GaN, les matériaux souvent utilisés sont le silicium, le saphir et le carbure de silicium.
- ✓ La couche de nucléation : Elle sert à minimiser le désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat, et pour s'assurer d'avoir une bonne qualité cristallographique.
- ✓ La couche tampon : c'est dans la partie supérieure de cette couche que le gaz bidimensionnel est formé, elle est également appelée Buffer.
- ✓ L'espaceur : son rôle est de minimiser les interactions électrons-donneurs, entre le gaz bidimensionnel et la couche donneuse. Elle est soumise à un compromis par rapport à son épaisseur, plus elle est fine plus la concentration des charges dans le canal augmente, présentant ainsi une forte densité de courant, réduisant aussi la résistance de source. Plus

elle est épaisse, plus la densité des porteurs de charge diminue, augmentant ainsi la mobilité des électrons.

- ✓ La couche donneuse : c'est dans cette couche que la zone de charge d'espace se forme, c'est une couche dopée qui fournit des électrons libres à la structure, son dopage est généralement volumique en utilisant le silicium.
- ✓ La couche Cap : appelée aussi Cap layer, c'est une fine couche sur laquelle sont réalisés les contacts ohmiques ; la finesse de son épaisseur permet de réduire les résistances d'accès.

3.3.3.4 Paramètres physiques du HEMT

3.3.3.4.1 Mobilité et vitesse des porteurs

La mobilité est par définition une grandeur positive (notée μ ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)). Elle mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin. Elle est d'autant plus grande que le cristal est pur et que la masse effective des porteurs est faible [15].

L'élévation de température, crée des perturbations dans le cristal et affecte la mobilité [16].

$$\mu = \frac{q_x \tau}{m^*} \quad (3.3)$$

$$\tau = \tau_c / 2 \quad (3.4)$$

Avec

τ : le temps de relaxation

τ_c : le temps de collision

Dans le domaine des faibles champs électriques, les porteurs libres sont en équilibre thermodynamique avec le réseau, et leur vitesse moyenne est proportionnelle au champ électrique. En d'autres termes, la mobilité des porteurs est indépendante du champ électrique et la vitesse de dérive ou d'entraînement des électrons et des trous (notée v ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$)) s'écrit :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \times \vec{E} \quad (3.5)$$

$$\vec{v}_p = +\mu_p \times \vec{E} \quad (3.6)$$

Lorsque le champ électrique devient important, les interactions des porteurs avec les vibrations du réseau entraînent une diminution de la mobilité des porteurs, la vitesse sature et tend vers la vitesse thermique $\vec{v}_T = \sqrt{3 \times k_B T / m^*}$. La loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre et en fonction de la nature de la

structure de bandes du semiconducteur, elle se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs :

$$\vec{v} = \mu(E) \times \vec{E} \quad (3.7)$$

La densité de courant est définie comme la quantité de charge qui traverse l'unité de surface pendant l'unité de temps [15].

$$\vec{j} = -q \times n \times \vec{v} = -\sigma \times \vec{E} \quad (3.8)$$

On définit $\sigma = q \times n \times \mu$ la conductivité du semi-conducteur.

Le courant à l'abscisse x dans un barreau de semi-conducteur de section $S(x)$ est donné par :

$$I = q \times n(x) \times v(x) \times S(x) \quad (3.9)$$

On constate que la modulation du courant peut se faire de trois façons différentes :

- la variation de la section du barreau $S(x)$
- la variation de la densité de porteurs $n(x)$
- la variation de la vitesse des porteurs $v(x)$

Dans les semi-conducteurs type n , la mobilité μ est contrôlée par l'interaction des électrons avec les impuretés et les phonons (dispersion par le réseau) exprimée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{imp}} + \frac{1}{\mu_{rés}} \quad (3.10)$$

$$\mu_{imp} \propto T^{3/2} \text{ et } \mu_{rés} \propto T^{-\theta} \quad 1,5 \leq \theta \leq 2,5$$

La probabilité d'interaction avec les impuretés diminue quand la température augmente suivant la loi de puissance en température $T^{-3/2}$. À températures élevées, les électrons ont une faible probabilité d'être capturés à nouveau par les ions positifs attractifs.

La probabilité d'interaction avec les phonons croît avec la température suivant l'équation (3.10), car les phonons sont plus excités à haute température [17].

3.3.3.4.2 Niveaux énergétiques dans le puits quantique

Les porteurs libres dans le canal se comportent comme un gaz d'électrons bidimensionnel dont le mouvement est libre dans le plan (y, z) de la structure, et quantifié dans la direction (x) perpendiculaire. Il en résulte que le calcul classique de la distribution de ces porteurs libres en termes de structure de bandes et densités d'états tridimensionnelles est en défaut.

Une étude détaillée du comportement de ces porteurs passe par un traitement quantique du problème. La résolution de l'équation de Schrödinger [18] de ces électrons bidimensionnels dans l'approximation du potentiel triangulaire, montre que les états électroniques sont distribués dans des sous-bandes d'énergie données par [15,19] :

$$E_i = \left[\frac{\hbar^2}{2 \times m_n^*} \right]^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi \times q \times E_{\text{eff}} \times \left[i + \frac{3}{4} \right] \right]^{2/3} \quad (3.11)$$

Avec $i = 0, 1, 2, \dots$;

E_{eff} est le champ électrique effectif présent dans la zone de charge d'espace, sa valeur moyenne est donnée par l'équation suivante :

$$E_{\text{eff}} = \frac{q \times (N_{\text{dep}} + n_s/2)}{\varepsilon} \quad (3.12)$$

N_{dep} : la charge de déplétion.

ε : permittivité diélectrique (ou constante diélectrique).

3.3.3.4.3 Densité surfacique du gaz 2D

Le premier modèle du transistor HEMT a été proposé par Delagebeaudeuf et Linh [20], dont ils ont supposé une relation linéaire entre la densité surfacique n_s et la tension de grille V_g . Par la suite, Drummond et al. [21] et Lee et al. [22] ont fait une extension de cette relation linéaire par la prise en compte de la variation du niveau de Fermi avec n_s . Malheureusement, ce modèle linéaire a échoué dans la prédiction du courant sous seuil dans les transistors HEMTs. Byun et al. [23] ont proposé un modèle unifié de contrôle de charge qui modélise correctement les deux régimes : linéaire et celui sous seuil. D'autres travaux ont réussi à trouver des modèles qui unifient le régime linéaire et de saturation [24 - 26].

La quantité de charges transférée à travers l'interface est calculée à partir de l'équation de continuité du vecteur de déplacement à l'interface. On peut exprimer la relation entre la concentration d'électrons par unité de surface (n_s) et la tension de grille par [20,21] :

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times d} \times (V_g - V_{th}) \quad (3.13)$$

$$V_{th} = V_{bi} + \frac{E_F - \Delta E_c}{q} - \frac{q \times N_d}{2 \times \varepsilon} \times (d_d)^2 \quad (3.14)$$

ε : constante diélectrique relative du matériau de barrière.

V_{th} : la tension de seuil, c'est la tension qui annule la charge surfacique liée au 2DEG.

V_{bi} : la hauteur de barrière de Schottky.

d_d : représente la largeur de désertion.

On peut calculer la tension de désertion par l'équation :

$$V_d = \frac{q \times N_d}{2 \times \varepsilon} \times (d_d)^2 \quad (3.15)$$

N_d : le dopage par unité de surface dans la barrière.

La population électronique de chaque sous-bande est donnée par :

$$n_i = \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} k_B \times T \times \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B \times T}\right) \right] \quad (3.16)$$

La densité superficielle totale d'électrons dans le puits quantique s'écrit :

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \times \hbar^2} \times k_B \times T \times \sum_i \ln \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_i}{k_B \times T}\right) \right] \quad (3.17)$$

La densité surfacique de charges accumulées dans le puits de potentiel s'écrit donc [19] :

$$n_s = D_{\text{état}} \times \frac{k_B \times T}{q} \times \ln \left\{ \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_0}{k_B \times T}\right) \right] \times \left[1 + \exp\left(\frac{E_F - E_1}{k_B \times T}\right) \right] \right\} \quad (3.18)$$

$D_{\text{état}}$: la densité d'états dans l'espace des énergies.

3.3.3.4.3 Champ de claquage

On définit un paramètre important dans le fonctionnement des HEMTs, à savoir le champ de claquage (Breakdown voltage) ou champ critique (noté E_B). Ce paramètre est la valeur du champ ou de la tension maximum que peut supporter le transistor.

Les matériaux à grand gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du silicium ou de l'arséniure de gallium. La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante [27] :

$$E_B \propto E_g^{3/2} \quad (3.19)$$

Ceci signifie que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé. Néanmoins, le champ de claquage diminue lorsque la température augmente [28]. Le fait d'avoir un gap important et donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors à grand gap de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui est excellent pour les applications en puissance.

Dans les transistors à effet de champ destinés à l'amplification de puissance, une des limitations de fonctionnement est due aux phénomènes de claquage. La compréhension physique de ces derniers est capitale pour améliorer les structures envisagées pour l'amplification de puissance. C'est pour ces raisons qu'il est nécessaire de mettre en évidence la nature physique de ces effets. On distingue deux types de claquage : Le premier concerne le claquage de la grille, le second le claquage du canal. Ils sont principalement dus aux effets tunnel et/ou d'ionisation par impact.

3.3.3.5 Claquage de la grille

La grille est une source majeure de limitations dans les transistors à effet de champ destinés à l'amplification de puissance. Dans cette partie, nous allons décrire brièvement les principaux phénomènes physiques mis en jeu ainsi que les phénomènes entraînant les limitations des composants.

3.3.3.5.1 Physique de la jonction sous la grille

A l'interface entre la grille (métal) et le semi-conducteur dans un transistor à effet de champ, se crée une jonction Schottky [29], c'est-à-dire une barrière de potentiel Φ_b (figure 3.15). Cette barrière de potentiel résulte de la différence entre le travail de sortie du métal ($e\Phi_m$) et le travail de sortie du semi-conducteur ($e\Phi_{sc}$), lorsqu'il est faiblement dopé n. Cependant, le travail de sortie du semi-conducteur étant plus faible que celui du métal, la migration des électrons est favorisée du semi-conducteur vers le métal, créant ainsi une zone désertée du côté du semi-conducteur. Cette zone désertée se traduit par une courbure de la bande de conduction jusqu'à l'alignement des deux niveaux de Fermi des deux matériaux. Cela provoque l'accumulation d'électrons à l'interface du côté du métal. Les deux zones de charges d'espace créées sont à l'origine d'une tension de diffusion V_d et donc d'un champ électrique qui équilibre le phénomène de diffusion pour donner lieu à l'état d'équilibre. Lors de la polarisation du transistor, la tension grille-source appliquée au composant peut prendre des valeurs qui peuvent être très négatives comme positives.

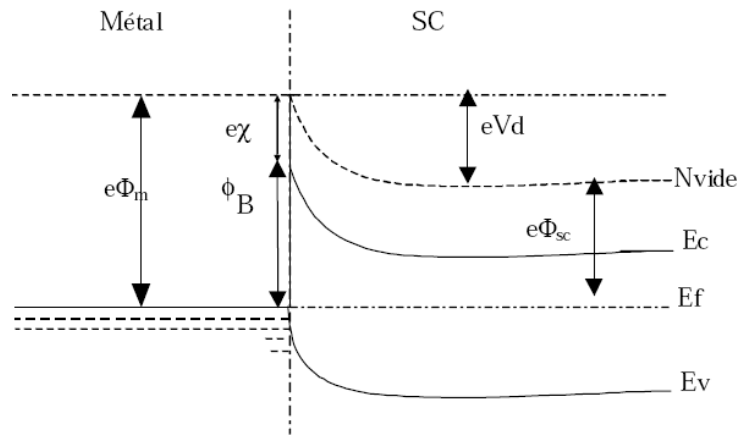


Figure 3.15 : Structure de bande d'un contact Schottky sur un matériau de type n.

3.3.3.5.2 Claquage de la grille en polarisation directe

Un électron du métal peut, si son énergie thermique est suffisante, franchir la barrière Φ_B du contact (Figure (3.16)). Lorsque la jonction métal / semi-conducteur est polarisée en direct, la tension V_d devient plus faible, ce qui facilite le passage d'un courant par effet thermoïonique. La forte augmentation de ce courant peut entraîner la destruction de la grille. Des valeurs de l'ordre de quelques milliampères à quelques dizaines de milliampères par millimètre de développement total de grille sont typiquement tolérées.

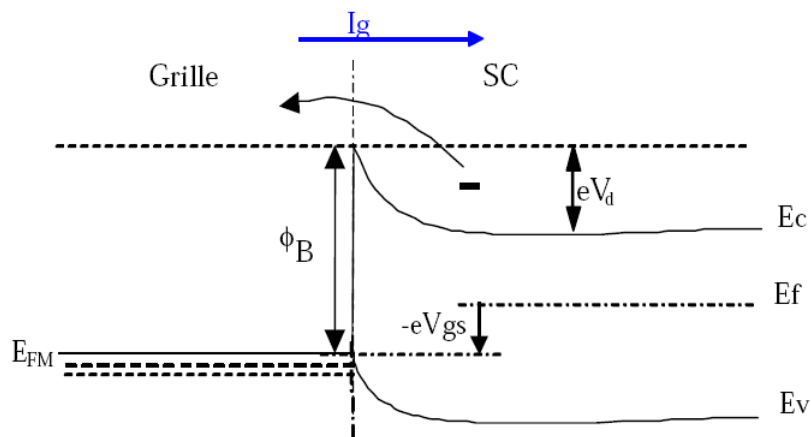


Figure 3.16 : Jonction métal/semi-conducteur polarisée en direct.

3.3.3.5.3 Claquage de la grille en polarisation inverse

En polarisant la jonction métal semi-conducteur en inverse, la bande de conduction se courbe de plus en plus (Figure (3.17)). Lorsque cette courbure devient très grande, une quantité non négligeable d'électrons peut traverser la barrière Φ_B par effet tunnel vers la zone où les niveaux d'énergie sont plus faibles. Le composant peut être détruit dès que le courant grille devient trop élevé.

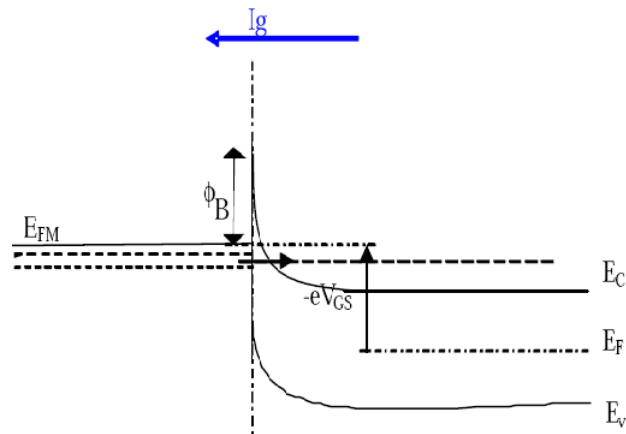


Figure 3.17 : Jonction métal/semi-conducteur polarisée en inverse, passage par effet tunnel.

De plus, sous l'effet de la température ou de pièges, le nombre d'électrons (côté métal) ayant une énergie plus grande, augmente. Ces électrons verront donc une barrière plus fine et moins haute qui entraînera une augmentation du transfert par effet tunnel. On parle alors d'effet tunnel assisté thermiquement ou assisté par pièges.

3.3.3.5.4 Claquage de la grille par avalanche au pincement

L'application d'une forte polarisation inverse sur la grille Schottky quand le transistor est pincé, entraîne l'augmentation du champ électrique dans la zone désertée, permettant aux quelques porteurs présents dans cette zone d'acquérir une énergie suffisante pour initier l'ionisation par impact. Cela entraîne une augmentation rapide du courant de grille jusqu'à sa destruction.

3.3.3.6 Claquage du canal

3.3.3.6.1 Principe de l'effet d'ionisation par impact

Le claquage du canal est principalement dû à l'effet d'ionisation par impact. Il résulte de la collision des porteurs de haute énergie avec les électrons du réseau cristallin. Les électrons incidents transfèrent une partie de leur énergie aux particules percutées. Lorsque cette énergie est suffisante, on aura une succession de création de paires électrons-trous : Ce phénomène est l'ionisation par impact.

La figure (3.18) représente la transition d'un électron de la bande de valence vers la bande de conduction en créant une paire électron-trou sous l'effet du mécanisme d'ionisation par impact.

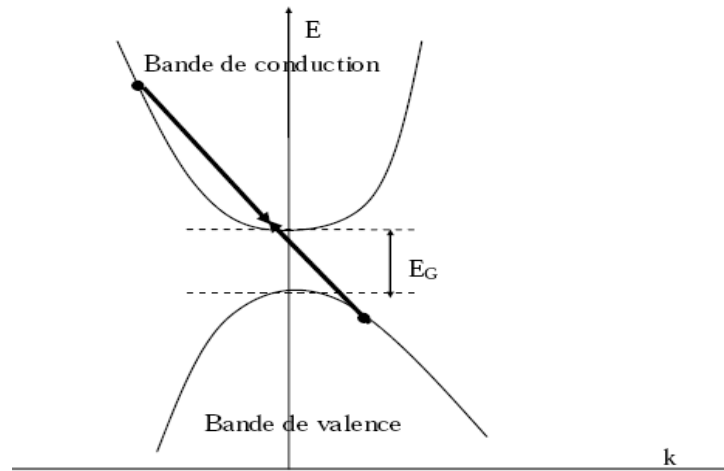


Figure 3.18 : Transition d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction par ionisation par impact.

Ce mécanisme se produit à condition que les porteurs possèdent une énergie minimale que l'on appelle énergie seuil w_i . Cette dernière est fortement dépendante de la largeur de la bande interdite principale du matériau considéré et du niveau de dopage du semi-conducteur [30]. Les électrons et les trous qui se déplacent à une certaine vitesse génèrent d'autres porteurs dont on détermine le taux de génération G par la formule suivante:

$$G = \alpha_n n |\vec{V}_n| + \alpha_p p |\vec{V}_p| \quad (3.20)$$

Avec n et p les concentrations d'électrons et de trous et $|\vec{V}_n|$ et $|\vec{V}_p|$ leurs vitesses respectives. Les coefficients d'ionisation, α_n pour les électrons et α_p pour les trous sont définis comme étant le nombre de paires électron-trou créées par porteur et par unité de longueur dans la direction du champ électrique appliqué. Cependant ; dès que le nombre des porteurs générés dépasse un certain seuil, ce phénomène devient destructif.

3.3.3.6.2 Claquage du canal dans un HEMT

Dans les transistors à effet de champ, le mécanisme d'ionisation se produit dans le canal entre la grille et le drain, là où existent les plus forts champs électriques (figure (3.19)).

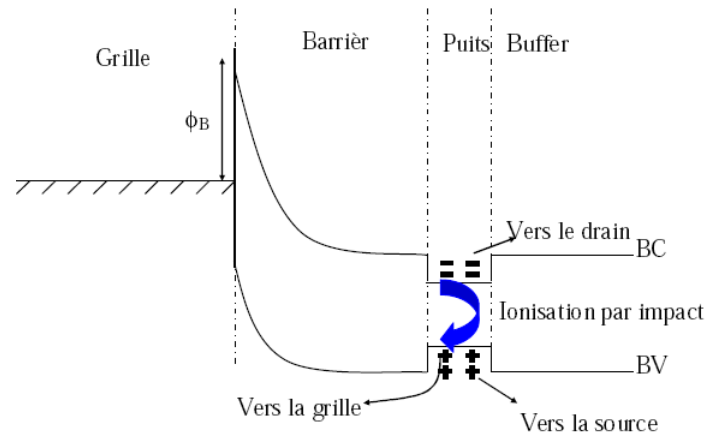


Figure 3.19 : Franchissement de la barrière due à l'hétérojonction par les trous et origine du courant de grille.

En polarisant le transistor entre ses électrodes de drain et de source, le champ électrique peut devenir suffisamment intense pour provoquer l'ionisation par impact. Les électrons ainsi créés participent au courant de drain tandis que les trous générés vont soit franchir la barrière due à l'hétérojonction supérieure et remonter vers la grille, soit être collectés par la source.

L'augmentation du courant de grille en régime d'ionisation par impact fait apparaître des courbes en forme de cloche sur les caractéristiques I_G en fonction de V_{GS} représentées sur la Figure (3.20). Les puissances émises pour pouvoir visualiser ce phénomène sont telles que le transistor claque habituellement par effet thermique avant que l'on puisse visualiser l'ionisation par impact.

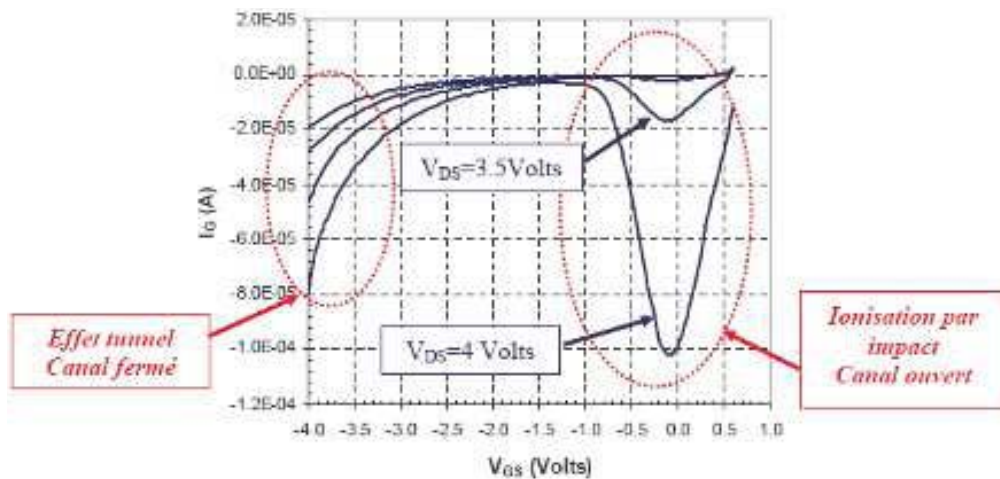


Figure 3.20 : Réseau de caractéristiques $I_G = f(V_{GS})$ pour un composant PHEMT AsGa, de développement $4 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$, V_{DS} allant de (+ 2.5 V) à (- 4 V), par pas de 0.5.

3.3.3.7 Caractéristiques électriques [31-35]

3.3.3.7.1 Modèle petit-signal d'un HEMT

Le modèle le plus souvent utilisé est un modèle électrique en éléments localisés pour son adaptation à la CAO. La Figure (3.21) montre l'origine physique de ce modèle équivalent en éléments localisés d'un transistor HEMT. La Figure (3.22) représente ce modèle tel qu'il peut être utilisé en simulation dans un logiciel de CAO.

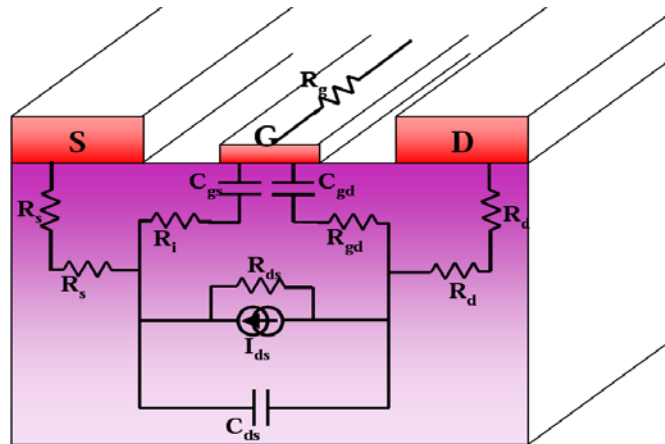


Figure 3.21 : Origine physique des éléments du modèle électrique petit signal d'un FET.

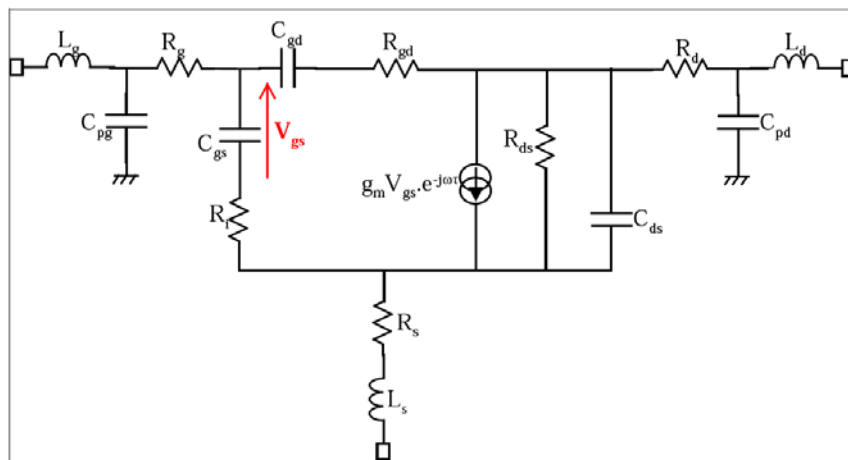


Figure 3.22 : Modèle électrique petit signal d'un FET.

✓ **Éléments intrinsèques**

Ce sont les éléments décrivant l'aspect actif intrinsèque du transistor.

- Le générateur de courant $I_{ds} = g_m V_{gs} e^{-j\omega t}$ représente l'effet fondamental du transistor. Il constitue en effet une source de courant contrôlée en tension modélisant le phénomène de gain au sein du composant. Le retard t imposé à la source traduit le temps de transit des

électrons dans le canal. La transconductance g_m , caractéristique fondamentale d'un transistor, représente la variation du courant dans le canal modulé par la tension de grille.

•

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{ds}=cte} \quad (3.21)$$

- La conductance de sortie $g_d=1/R_{ds}$, représente la variation du courant dans le canal modulé par la tension de drain. Cette valeur traduit la résistance du canal.

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{ds}}{\partial V_{ds}} \right|_{V_{gs}=cte} \quad (3.22)$$

Les capacités grille-source C_{gs} et grille-drain C_{gd} représentent les variations de la charge accumulée dans la zone dépeuplée, située sous la grille. C_{gs} détermine cette variation modulée par la tension grille-source pour une tension grille-drain constante et C_{gd} , le contraire :

$$C_{gs} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gs}} \right|_{V_{gd}=cte} \quad (3.23)$$

$$C_{gd} = \left. \frac{\partial Q_g}{\partial V_{gd}} \right|_{V_{gs}=cte} \quad (3.24)$$

- La capacité drain-source C_{ds} décrit le couplage capacitif entre les contacts de drain et de source.
- Les résistances R_i et R_{gd} décrivent le caractère distribué du canal. La résistance R_i est la résistance d'entrée, permettant de modéliser l'impédance d'entrée du transistor. La résistance R_{gd} quant à elle permet de modéliser la rétroaction du composant ; elle est parfois négligée.

✓ **Éléments extrinsèques**

Ce sont les éléments parasites qui dépendent principalement des accès à la partie intrinsèque et sont donc liés à la géométrie du transistor.

- Les résistances de source R_s et de drain R_d traduisent l'effet résistif des contacts ohmiques, et des zones du substrat situées entre les électrodes externes de source ou de drain et la zone active du canal.
- La résistance de grille R_g représente les pertes dues à l'effet distribué le long de l'électrode de grille du signal de commande.
- Les capacités C_{pg} et C_{pd} sont les capacités induites par les accès de grille et de drain vis-à-vis du substrat.

3.3.3.7.2 Caractéristiques électriques et figures de mérite

3.3.3.7.2.1 Caractéristiques statiques I_{ds} (V_{ds})

La figure (3.23) représente les caractéristiques statiques classiques d'un HEMT. Il s'agit ici de définir le courant drain-source en fonction de la tension de commande grille-source et de la tension de sortie drain-source.

Sur ces courbes, trois régimes de fonctionnement sont observés :

- Le régime ohmique (a) : le courant I_{ds} croît de façon linéaire en fonction des tensions V_{ds} et V_{gs} . Cette zone est délimitée par les valeurs V_{knee} et I_{ds} max.
- Le régime de saturation (b) : le courant I_{ds} est quasi-constant vis-à-vis de la tension drain-source mais croît avec la tension grille-source.
- L'avalanche (c) : le courant I_{ds} " s'emballe " jusqu'à destruction du composant.

Nous apportons ici quelques détails sur ces trois zones de fonctionnement du transistor :

(a) Pour de faibles valeurs de la tension drain-source ; plus cette tension augmente et plus la mobilité des électrons dans le canal augmente, induisant un accroissement du courant I_{ds} . Plus la vitesse de saturation des électrons est faible et plus la limite supérieure V_{knee} de cette zone sera petite.

(b) Au delà d'une tension $V_{ds}=V_{knee}$ (appelée tension de coude), les électrons du canal atteignent leur vitesse de saturation. En conséquence, le courant I_{ds} atteint un certain niveau de saturation pour une tension de commande donnée.

(c) Lorsque le champ dans le canal atteint la valeur du champ critique de claquage, un phénomène d'avalanche se produit. En effet ; lorsque le champ atteint cette valeur, correspondant à une tension drain-source V_{bd} (appelée tension de breakdown), de plus en plus

d'électrons et de trous sont libérés jusqu'à une augmentation brutale et irréversible du courant I_{ds} . Le composant est finalement détruit.

On observe que le courant I_{ds} croît quand la tension de commande V_{gs} augmente. Lorsque l'on applique une tension de grille de plus en plus négative, le niveau de Fermi baisse par rapport aux énergies mises en jeu dans le canal, entraînant une diminution de la densité d'électrons dans le canal et donc une diminution du courant I_{ds} . Lorsque la tension de commande atteint la valeur de pincement V_p , le niveau de Fermi se trouve en dehors du canal et le courant est donc nul.

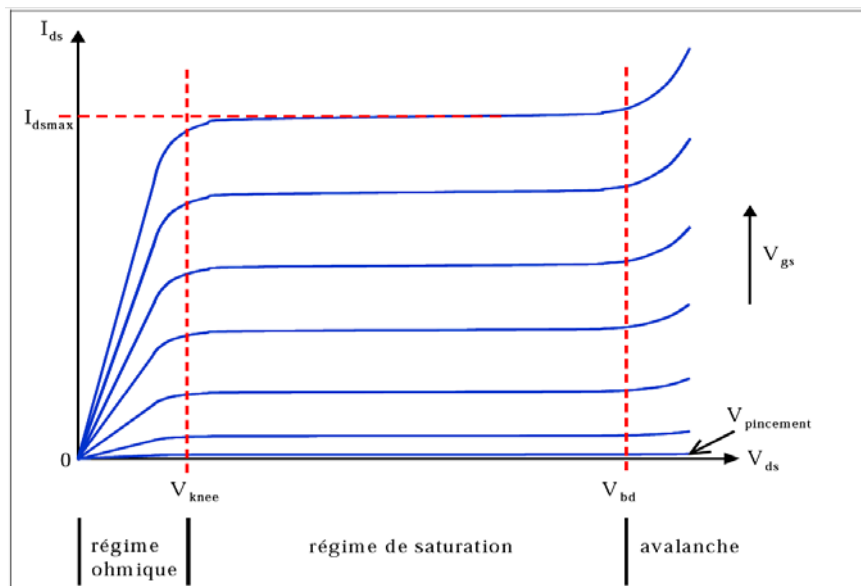


Figure 3.23 : Caractéristique I(V) classique d'un HEMT.

✓ Figures de mérite pour un fonctionnement en hautes-fréquences

On détermine principalement trois figures de mérite pour un fonctionnement du composant en hautes-fréquences :

- La fréquence de coupure du gain en courant f_t : c'est la fréquence à laquelle le gain en courant du transistor en court-circuit est égal à l'unité. On la définit comme :

$$f_t = \frac{g_m}{2\pi \cdot (C_{gs} + C_{gd})} \quad (3.25)$$

- La fréquence maximale d'oscillation f_{max} : c'est la fréquence à laquelle le gain transductique du transistor adapté est égal à l'unité. Si l'on fait l'hypothèse que $(R_i C_{gd} \omega)^2 \ll 1$, on obtient alors la définition de f_{max} suivante :

$$f_{\max} = \frac{g_m}{4.\pi.C_{gs}} \left(\frac{1}{R_i.g_d} \right)^{1/2} = \frac{f_t}{(4.R_i.g_d)^{1/2}} \quad (3.26)$$

- Le facteur de bruit est un autre critère à prendre en compte. On le définit comme :

$$NF = 2.\pi.f.C_{gs} \left(\frac{R_g + R_i}{g_m} \right)^{1/2} \quad (3.27)$$

✓ Figures de mérite pour un fonctionnement en puissance

On détermine principalement trois critères descriptifs d'un transistor pour un fonctionnement en puissance.

- La densité de puissance de sortie ; cette valeur représente la puissance de sortie par unité de longueur de grille du transistor. Elle s'exprime en général en W/mm et permet ainsi une comparaison aisée entre transistors de développements différents.

La puissance de sortie maximale théorique en classe A est estimée en fonction des paramètres relevés sur les caractéristiques I_{ds} (V_{ds}) :

$$P_{s_{\max}} = \frac{1}{8} I_{ds_{\max}} (V_{bd} - V_{Knee}) \quad (3.28)$$

- Le gain en puissance ; c'est le gain opéré par le composant lorsqu'il est attaqué par une puissance P_e . Il dépend de la fréquence, de la classe de fonctionnement et du niveau de la puissance d'entrée :

$$G_{P_{dB}} = P_{s_{dBm}} - P_{e_{dBm}} \quad (3.29)$$

- Le rendement en puissance ajoutée (appelé également P.A.E. : Power Added Efficiency) ; ce paramètre exprime le pourcentage de puissance de polarisation DC apportée au composant converti en puissance RF. Ce critère s'exprime comme suit :

$$\eta = \frac{P_s - P_e}{P_{Dc}} \quad (3.30)$$

Ce rendement atteint un maximum théorique de 50% pour un fonctionnement en classe A et 78,5% pour un fonctionnement en classe B.

3.3.3.8 Avantages et inconvénients des transistors HEMT

Le transistor à effet de champ de type HEMT présente de nombreux avantages, et il est considéré comme un composant à faible bruit et à faible consommation d'énergie. Depuis son apparition, il est devenu un élément important pour les dispositifs électroniques à grande vitesse et les dispositifs optoélectroniques (modulateurs, détecteurs, lasers). Son comportement électronique est une source de courant contrôlée en tension.

3.3.3.8.1 Avantages

- ✓ Fonctionnement à des fréquences très hautes grâce à la haute mobilité des électrons.
- ✓ Courants de sortie importants ainsi que des transconductances et des résistances de sorties élevées.
- ✓ La barrière de Schottky est plus grande que dans le cas du MESFET.
- ✓ Des performances excellentes en bruit.
- ✓ Excellente conductivité thermique.
- ✓ Des performances en puissance adaptées surtout à des applications faibles tensions d'alimentation mais forts courants, telles que les communications mobiles.

3.3.3.8.2 Inconvénients

- ✓ Technologie très coûteuse puisque les couches à réaliser sont de très faibles épaisseurs et les performances du transistor exigent une qualité critique de l'hétéro-interface où se localise le gaz bidimensionnel,
- ✓ La concentration des porteurs dans le canal dépend fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap, ce qui rend difficile la maîtrise de la tension de commande.

3.3.3.9 Diode Schottky

La diode Schottky [36,37] est un élément de base très utilisé pour la plupart des composants à l'état solide en hyperfréquences dans la mesure où :

- ✓ Elle peut être utilisée seule pour ses caractéristiques non-linéaires en détecteur, mélangeur ou multiplieur, selon les dimensions de la zone active, et les fréquences de coupure supérieures au Téraherz.

- ✓ Le contact Schottky est l'élément de commande en tension des transistors à effet de champ à grille métal-semiconducteur (MESFET, HEMT ...).
- ✓ L'hétérojonction métal-semiconducteur est aussi à la base du fonctionnement de nombreux dispositifs.

3.3.3.9.1 Structure métal-semi-conducteur

La structure métal-semi-conducteur est le dispositif unipolaire le plus simple à base d'un grand nombre de structures plus complexes. Les structures métal-semi-conducteur sont particulièrement bien adaptées à la technologie des composants hyperfréquences. Elles sont souvent réalisées en ouvrant une fenêtre et en déposant sous vide un film métallique qui entre en contact intime avec le semi-conducteur. Pour étudier la jonction métal-semi-conducteur, il faut connaître deux paramètres essentiels :

- ✓ le travail de sortie du métal: $e\Phi_m$
- ✓ l'affinité électronique du semi-conducteur: $e\chi_s$

3.3.3.9.1.1 Travail de sortie du métal

Le travail de sortie du métal $e\Phi_m$ est défini comme l'énergie minimale qu'il faut fournir à un électron situé au niveau de Fermi pour l'arracher du métal et l'amener au niveau du vide N_V . Le travail de sortie d'un métal est donc :

$$e\Phi_m = N_V - E_F \quad (3.31)$$

On note que $e\Phi_m$ est une constante physique du métal considéré.

Le travail de sortie des métaux peut varier de 2 eV à 6 eV. Toutefois, les métaux les plus utilisables dans la fabrication des composants électroniques ont une gamme beaucoup plus restreinte qui s'étend de 4,3 eV à 5,7 eV. Dans le tableau suivant nous donnons quelques valeurs du travail de sortie de certains métaux.

Métal	Cr	Fe	Ni	Al	Ag	Au	Cu	Pt
$E\phi_m(\text{eV})$	4.6	4.4	4.4	4.3	4.3	4.8	4.4	5.3

Tableau 3.1 : Travail de sortie de certains métaux.

3.3.3.9.1.2 Affinité électronique du semi-conducteur

Dans les semi-conducteurs et les isolants, le travail de sortie est défini de la même manière. Cependant pour les semi-conducteurs, la position du niveau de Fermi dépend du dopage. Sauf pour les semi-conducteurs dégénérés, il n'y a pas d'électrons au niveau de Fermi. On définit l'affinité électronique comme l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé dans le bas de la bande de conduction pour l'amener au niveau du vide.

Donc :

$$e\Phi_S = N_V - E_F \quad (3.32)$$

$$e\chi_S = N_V - E_C \quad (3.33)$$

Cette grandeur physique est une constante du semi-conducteur.

3.3.3.9.2 Contact métal-semiconducteur

Pour comprendre le diagramme d'énergie des jonctions métal-semiconducteur, il faut tout d'abord tracer le diagramme des deux matériaux avant et après le contact, les figures (3.24), (3.25) et (3.26) représentent ces deux cas successivement.

✓ Avant le contact

Le niveau de Fermi du métal étant situé dans la bande de conduction. Pour le semi-conducteur par exemple uniformément dopé de type N, nous supposons la structure idéale sans perturbations au niveau des liaisons chimiques du contact métal-semiconducteur.

✓ Après le contact

Lorsque le contact est réalisé, le principe qui régit l'établissement physique est l'alignement des niveaux de Fermi du métal ϕ_m et du semi-conducteur ϕ_S , puisque la structure est à l'équilibre thermodynamique.

Loin du contact et du côté semi-conducteur ; les niveaux des bandes de valence, de conduction et du vide conservent leurs positions respectives par rapport au niveau de Fermi. Le métal restant une équipotentielle, donc le niveau énergétique du vide est toujours constant.

Deux situations peuvent alors se rencontrer en fonction de la différence des travaux de sortie : soit le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semi-conducteur, soit l'inverse.

✓ Cas où $\phi_m > \phi_s$

On voit dans ce cas, que le niveau de Fermi du métal s'éloigne de la bande de conduction et se rapproche de la bande de valence. Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal et désertent le semi-conducteur, du fait de la très forte concentration électronique dans le métal et une zone vide de porteurs côté semi-conducteur. Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, et le phénomène s'arrêtera en équilibre. Un effet redresseur, ou diode Schottky peut être attendu.

✓ Cas où $\phi_m < \phi_s$

Dans ce cas, le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction. Il y a donc une accumulation d'électrons à l'interface et le semi-conducteur se comporte alors comme un matériau très dopé.

L'absence de barrière de potentiel et la zone de charge d'espace ainsi qu'une accumulation d'électrons à l'interface créent une diminution de résistance du contact métal-semi-conducteur.

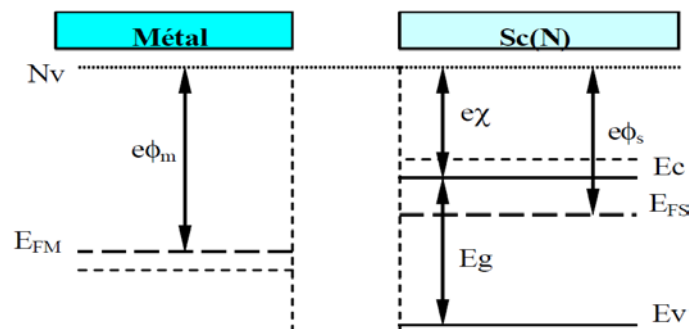


Figure 3.24 : Diagramme énergétique avant le contact.

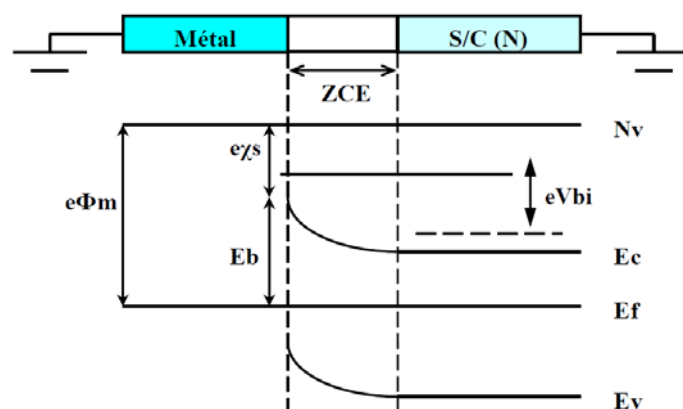


Figure 3.25 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\Phi_m > \Phi_s$.

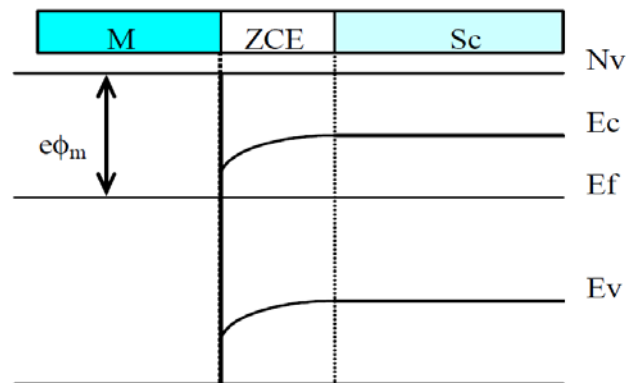


Figure 3.26 : Diagramme énergétique d'un contact métal-semiconducteur à l'équilibre thermodynamique lorsque : $\Phi_m < \Phi_s$.

3.3.3.9.3 Etude du contact Schottky

Le contact Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure métal semiconducteur de type N. Lorsque $\Phi_m > \Phi_s$ (figure 3.25). L'énergie de la hauteur de barrière Schottky E_b représente dans le diagramme énergétique la différence d'énergie qui existe à l'équilibre thermodynamique entre le niveau maximal de conduction du semiconducteur et le niveau de Fermi du métal, donc :

$$e\Phi_m = E_b + e\chi_s \quad (3.34)$$

Où :

$e\chi_s$ est l'affinité électronique du semi-conducteur.

✓ Zone de charge d'espace et barrière de potentiel

Les électrons libres du semi-conducteur au voisinage de la jonction métal-semiconducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du côté semi-conducteur une zone de charge d'espace ZCE positive, et un champ électrique E s'établit (Figure (3.27)). A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E .

La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de « eV_{bi} » tel que représenté sur la figure (3.25), « V_{bi} » correspond à la barrière de potentiel que doivent

surmonter les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal.

Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

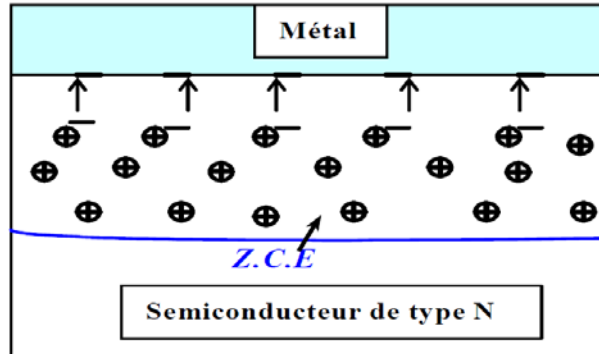


Figure 3.27 : Zone de charge d'espace (ZCE).

✓ Champ et potentiel électrique

Pour déterminer l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le semi-conducteur, il faut donc chercher une solution bidimensionnelle de l'équation de Poisson.

$$\Delta\psi(x, y) = -\frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \Rightarrow \nabla E(x, y) = \frac{\rho(x, y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \quad (3.35)$$

Où $\rho(x, y)$ est la densité de charge dans le semi-conducteur ; ϵ_{sc} est la constante diélectrique du semi-conducteur ; ϵ_0 est la permittivité du vide.

✓ Charge totale de la zone de charge d'espace

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q = eN_d W \quad (3.36)$$

Où W : est la largeur de la zone de charge d'espace.

✓ Capacité de la zone de charge d'espace

Si la structure est polarisée par une tension électrique, les variations du potentiel dans la zone de charge d'espace entraînent une modulation de la largeur de cette zone et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La relation de la capacité équivalente par unité de surface est donnée par :

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{dV_{\text{métal/sc}}} \quad (3.37)$$

✓ Polarisation de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure « $V_e = V_{\text{Métal}} - V_{S/C}$ » sur l'électrode métallique de la diode (figure 3.28), la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.

- En polarisation directe c'est-à-dire une tension « V_e » positive, la bande de conduction du semi-conducteur s'élève et les électrons diffusent du semi-conducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semi-conducteur.
- En polarisation inverse c'est-à-dire une tension « V_e » négative, il y a extension de la zone de charge d'espace, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

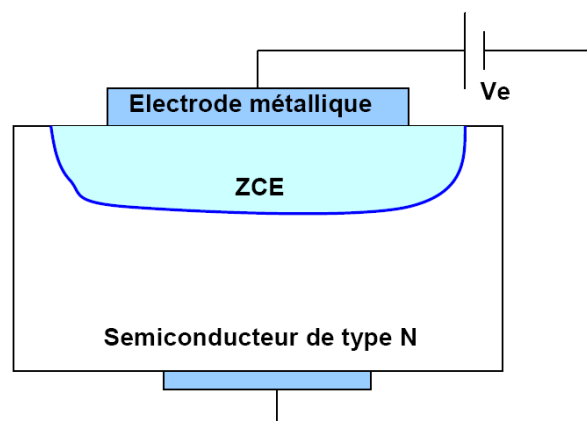


Figure 3.28 : Polarisation de la diode Schottky.

3.3.3.10 Contact Ohmique

Tout échantillon ou structure semi-conductrice est inévitablement relié à des lignes métalliques de transport du courant. Il est indispensable que les contacts entre les lignes de transport et le semi-conducteur laissent passer le courant dans les deux sens et présentent des résistances les plus faibles possible, c'est le cas d'un contact ohmique.

Ce type de contact sur un semi-conducteur par exemple de type N, est théoriquement réalisable avec un métal de travail de sortie inférieur à celui du semi-conducteur.

✓ Résistance du contact

La résistance d'un contact ohmique est définie par :

$$R = \frac{R_c}{S} \quad (3.38)$$

R_c : résistance spécifique du contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$).

S : surface du contact.

3.3.3.11 Substrats d'épitaxie

Idéalement, le substrat est composé du même matériau que le transistor afin d'éviter toute dégradation des performances du transistor. Parmi ces dégradations, les dommages que causent les discontinuités cristallographiques entre le matériau et la couche basse qui constitue son substrat.

Le seul problème est que la plupart des substrats utilisés, pour l'épitaxie du nitrure de gallium sont en désaccord de maille avec ce dernier.

La plupart des transistors réalisés de nos jours sont déposés sur des substrats silicium, SiC ou bien saphir. Ces trois matériaux offrent des avantages grâce à leur faible coût de fabrication, et aussi à leur grande stabilité thermique. Cependant leur principal inconvénient est les défauts cristallins engendrés par les différences de paramètres de maille avec le GaN.

D'autres alternatives sont proposées afin de réduire la complexité de ce problème, en utilisant le substrat SOI « Silicon On Insulator » par exemple, mais les trois principaux substrats généralement utilisés sont cités ci-dessous [39].

3.3.3.11.1 Substrat silicium Si

On utilise les substrats de silicium depuis des années dans la conception des dispositifs RF. Leur faible coût de fabrication leur donne l'avantage d'être disponibles en grandes dimensions à un coût abordable.

Cependant leur conductivité thermique est inférieure à celle du GaN, et leur important désaccord de maille entraîne une concentration de défauts cristallins qui engendrent des stress au niveau de la surface.

3.3.3.11.2 Carbure de silicium SiC

Ce substrat représente un parfait accord de maille avec GaN, ainsi qu'une bonne conductivité thermique $4,9\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ en le comparant au silicium, ce qui lui donne la possibilité de bien dissiper la chaleur. Cependant son coût demeure très élevé et le dépôt du nitrure de gallium sur ce substrat est très délicat.

3.3.3.11.3 Saphir Al_2O_3

Tout comme le silicium, ce substrat est disponible à grande dimension et à faible coût, mais son désaccord de maille avec GaN engendre une baisse dans la fréquence de transition, et sa faible conductivité thermique limite son utilisation dans les hautes fréquences.

3.3.3.12 Quelques effets limitatifs dans les transistors HEMTs GaN

3.3.3.12.1 Les effets thermiques [40, 41]

L'état thermique d'un composant résulte de la température ambiante et de l'auto-échauffement du transistor. Cet auto-échauffement se traduit par une puissance dissipée dépendant de la classe de fonctionnement du transistor et des performances RF de celui-ci vis-à-vis du signal injecté. L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la mobilité des porteurs. Il en résulte une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance de sortie. En clair, une forte élévation de température altère de façon importante les performances des transistors.

Les nitrures étant généralement dédiés à des applications de fortes puissances, il est nécessaire de gérer la thermique. L'utilisation du substrat SiC permet une meilleure dissipation de la chaleur due à une conductivité thermique importante en comparaison par exemple au saphir. Le report flip-chip peut s'avérer être une solution même si cette méthode représente un coût supplémentaire lors de la fabrication du composant.

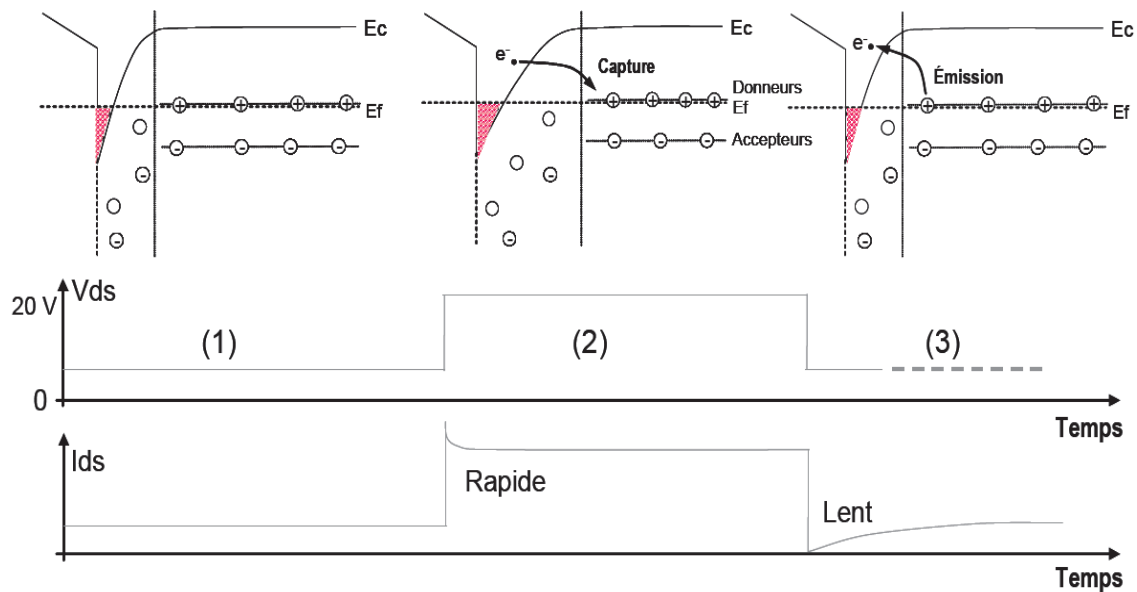
3.3.3.12.2 Différents phénomènes de pièges

✓ Notion de pièges

L'existence d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin et sur la surface, entraîne des phénomènes de pièges [42 - 44]. Le nitrure de gallium reste encore mal contrôlé du point de vue de ces défauts. Ces phénomènes de pièges provoquent une altération des performances des transistors micro-ondes.

Les impuretés génèrent des états énergétiques qui peuvent être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau semi-conducteur. Ces porteurs sont alors retenus pendant un temps t dans ces niveaux d'énergie et ne peuvent pas participer à la conduction d'où le nom de pièges. Les constantes de temps (capture et émission) correspondent à des phénomènes basses fréquences. Pour le cas des transistors HEMTs, c'est la densité de porteurs qui est affectée par les pièges alors que pour les MESFETs c'est une modulation du canal. Si l'on considère ce phénomène du point de vue des bandes d'énergie, on obtient alors la description présente sur la Figure (3.30) dans le cas où l'on considère que la densité de pièges donneurs est supérieure à celle de pièges accepteurs.

Afin d'illustrer les effets de pièges, la tension V_{DS} est pulsée positivement (figure 3.30(2)) puis retourne à son état initial (figure 3.30 (3)). L'application de cette tension engendre un champ électrique ; et ainsi les pièges situés dans le buffer peuvent capturer des charges qui ne participent plus directement au courant I_{DS} (phase 2 sur la figure 3.30). Quand le champ électrique n'est plus appliqué, les pièges réémettent leurs charges (phase 3 sur la figure 3.30). La constante de temps de capture des pièges a une durée de l'ordre de la nanoseconde alors que celle d'émission des pièges a une durée environ mille fois supérieure à la capture soit de l'ordre de la micro voir milliseconde. La dissymétrie temporelle entre ces deux phénomènes implique les défaillances électriques observables en mesure.



Hypothèse: $N_d > N_a$. Le niveau de fermi est ancré sur le niveau des donneurs pour respecter la condition de bandes plates

Figure 3.29 : Influence d'un changement de la polarisation de drain sur les bandes d'énergies en présence de pièges de buffer. Observation des phénomènes de capture et d'émission.

Une des principales raisons est l'effet de piégeage des porteurs au cours du fonctionnement du composant qui engendre des anomalies dans les caractéristiques de sortie. En général, le mécanisme de piégeage consiste en la capture d'électrons par des défauts présents dans la structure et qui correspondent à un niveau énergétique dans la bande interdite. Les électrons capturés réduisent la densité de porteurs dans le canal 2D qui maintient la neutralité de la charge globale dans la structure. La conséquence directe de cet effet se manifeste par la réduction du courant de drain I_d et par la variation de la tension de coude. La capture ou l'émission de ces pièges dépend généralement du temps qui caractérise la durée du mécanisme. La variation brusque d'une tension appliquée sur le composant peut alors engendrer l'activation d'un piège. L'effet drain-lag est observé dans le cas où l'effondrement du courant drain est observé lors d'une variation brusque de la tension appliquée sur le drain. L'autre effet, appelé gate-lag, se manifeste lorsque la réduction du courant est liée à une variation brusque de la tension appliquée sur la grille.

✓ Phénomène de gate-lag

Le phénomène de gate-lag est principalement attribué aux pièges de surface [45] mais son explication n'est pas clairement établie [46, 47]. La figure (3.31) montre l'explication probable du mécanisme de gate-lag dans les transistors HEMTs GaN.

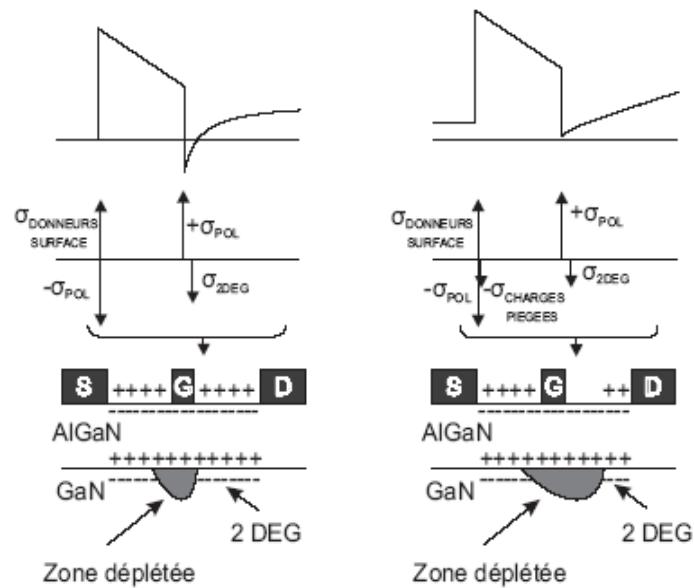


Figure 3.30 : Explication probable du mécanisme de gate-lag dans les transistors HEMTS GaN.

A gauche, le composant est pincé et ne présente pas de piège chargé en surface. Si les donneurs profonds de surface peuvent piéger des électrons fuyant de la grille, ils ne se déchargent alors que très lentement et induisent, lorsque le composant est mis en conduction (à droite), une diminution de la densité du gaz d'électrons par compensation des charges.

L'ajout d'un traitement de surface (passivation) permettant de réduire ou d'annihiler totalement ce phénomène laisse suggérer qu'il provient bien de la surface.

L'explication donnée par Vetury suppose que sous polarisation inverse de la grille, les pièges (donneurs) peuvent capturer un électron du canal et donc d'en diminuer la concentration. En régime de fonctionnement RF, la constante d'émission étant trop lente, la capture de cet électron va engendrer une diminution du courant, le courant étant proportionnel à la densité des porteurs.

Afin de mettre en évidence ce phénomène, on compare les caractéristiques $I(V)$ du composant mesurées en impulsions pour deux points de polarisation de repos à deux tensions grille-source différentes qui ne présentent pas de puissance dissipée [48].

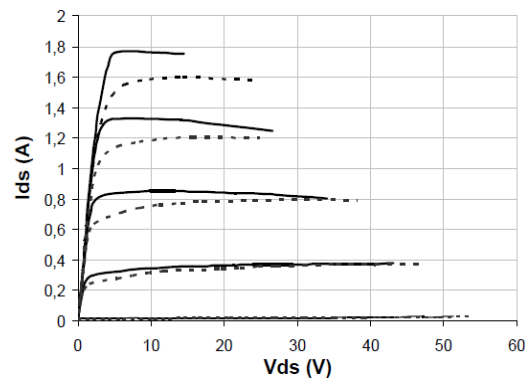


Figure 3.31 : Exemple de comparaison des caractéristiques I(V) obtenues sur un transistor GaN pour des polarisations (V_{gs} , V_{ds}) de (0V ; 0V) lignes continues et (-4V ; 0V) lignes en pointillés.

La figure (3.32) montre l'évolution du courant de sortie d'un composant de 8 doigts de 250 μ m en fonction de la tension de drain pour deux conditions de polarisation. La première (ligne continue) est obtenue pour un point de repos V_{gs} et V_{ds} égale à 0V. La seconde quant à elle est obtenue pour un point de repos égal à -4V, 0V (V_{gs} , V_{ds}). Elle permet de mettre en évidence la chute du courant lorsque celui-ci est polarisé pour une tension de grille de -4V et une tension de drain de 0V.

Nous avons vu précédemment que l'ajout d'une passivation pouvait diminuer, voire annihiler totalement ce phénomène. A. Chini [49] et Y. Ando [50] ont démontré que la plaque de champ, en plus d'améliorer la tension de claquage, permet d'améliorer les effets du gate-lag. En effet, elle a pour intérêt de diminuer le champ électrique en sortie de grille et donc la possibilité pour les électrons d'être injectés dans les pièges donneurs.

Lu [51] ; pour expliquer l'effet bénéfique de la passivation sur le courant de drain, avance l'hypothèse que l'ajout d'une passivation SiN à pour conséquence d'augmenter la quantité de charges positives à l'interface SiN/AlGaIn. Ces charges, en quantité suffisamment importantes, vont permettre de neutraliser la charge de polarisation négative de l'AlGaIn.

Elles vont donc diminuer la zone déplétée créée à la surface et augmenter la concentration des porteurs dans le canal.

Cependant, l'apport de la passivation a des effets néfastes sur la tension de claquage [52]. La diminution de la zone déplétée va entraîner la diminution de la longueur effective de la grille, et donc la proportion de courant collecté par celle-ci sera plus importante. Le modèle de Wemple [53] explique cet effet.

✓ Phénomène de drain-lag

C.P Lee [54] a démontré que le phénomène de drain-lag pouvait être attribué aux pièges du buffer, se situant à un niveau d'énergie profond [55, 56]. Cet effet est en rapport avec le champ électrique généré par la tension drain [57, 58]. La chute du courant est due à l'injection d'électrons lors de l'application d'une impulsion de drain [59].

Lorsque la tension V_{ds} augmente brutalement, une partie des électrons du canal vont être attirés vers le substrat sous l'effet de la composante verticale du champ électrique. Ces électrons seront capturés par les pièges, ce qui va provoquer une diminution du courant. Lorsque l'on diminue la tension V_{ds} brutalement, c'est l'effet inverse qui se produit. Les pièges, qui ne sont plus soumis à un champ électrique, vont réémettre les électrons dans le canal et ainsi participer au courant d'où l'augmentation de celui-ci. Le phénomène d'émission est bien plus lent que celui de la capture.

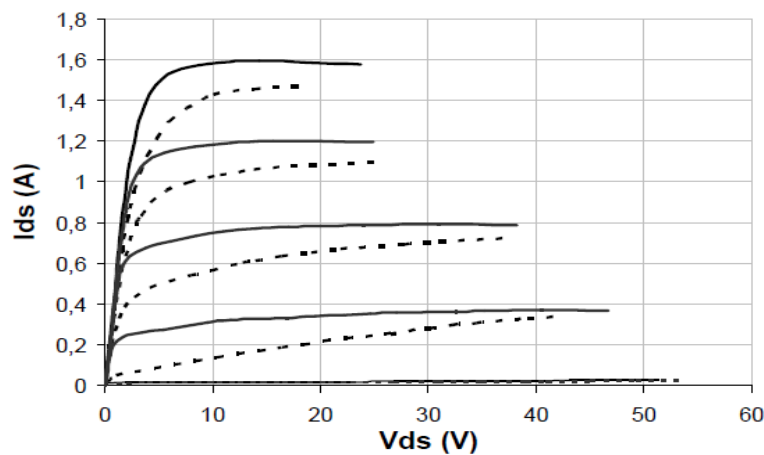


Figure 3.32 : Exemple de comparaison des caractéristiques I(V) obtenues sur un transistor GaN pour des polarisations (V_{gs} , V_{ds}) de (-5V ; 0V) lignes continues et (-5V ; 40V) lignes en pointillés.

La figure (3.33) montre l'évolution du courant de sortie en fonction de la tension de drain pour le composant décrit précédemment, mais cette fois ci afin de mettre en évidence le phénomène de drain-lag. La première condition de polarisation (ligne continue) est la même que celle obtenue pour mettre en évidence le gate-lag c'est-à-dire un point de repos égal à -5V, 0V (V_{gs} , V_{ds}). La seconde quant à elle, est obtenue pour un point de repos égal à -5V, 40V (V_{gs} , V_{ds}). Elle permet de mettre en évidence la chute du courant lorsque celui-ci est polarisé pour une tension de grille de -5V et une tension de drain de 40V.

Malgré leurs effets néfastes sur le courant, il a été démontré qu'il était quasiment impossible de pincer le composant sans ces niveaux profonds dans le buffer. Pour améliorer l'évolution du courant, il est donc plus judicieux d'éloigner ou de masquer ces pièges du canal que d'essayer de les enlever. Des études vont dans ce sens, avec par exemple l'ajout d'une couche P+ de GaN ou d'InGaN sous le canal [60, 61]. Cependant, l'activation de la couche P+ semble difficile en utilisant une épitaxie de type MOCVD et risque d'introduire des pièges supplémentaires.

3.3.3.12.4 Pièges dans la couche tampon de GaN

Le piégeage des électrons dans la couche tampon de GaN a été considéré comme l'une des principales causes des effets parasites dans les caractéristiques de sortie des composants [62 - 66]. En effet, sous de fortes tensions de polarisation du drain, les électrons chauds du canal sont injectés et capturés par les pièges dans la couche GaN. Cet effet provoque une désertion du canal et réduit le courant de sortie I_{dS} .

Klein et al. [62] ont effectué une étude comparative entre les défauts dans les structures HEMTs AlGaIn/GaN et les MESFETs à base de GaN. Ces travaux ont montré que le piégeage de porteurs dans les deux types de structures pourrait être dû aux dopants (carbone) qui se comportent comme des niveaux accepteurs. Ces dopants sont généralement utilisés pour la compensation de la couche tampon afin d'obtenir une couche de GaN semi-isolante. Pour quantifier l'effet des pièges de la couche tampon sur la réduction du courant I_{dS} , plusieurs travaux ont opté pour les mesures du taux du drain-lag. Binari et al. [65] ont montré, en utilisant des couches de GaN avec des résistivités différentes, que le taux du drain lag varie en fonction de la qualité de la couche tampon. Les structures avec des couches de GaN optimisées (moins résistives) n'ont montré aucun lag sur le courant de drain. L'optimisation de la couche de GaN a permis de réduire la densité de défauts et de diminuer le courant de fuite dans la structure. Pour éviter le passage des porteurs injectés du canal vers la couche de GaN, Palacios et al. [67] ont eu l'idée d'insérer une couche d'InGaIn dans le buffer de GaN à proximité du gaz 2D. L'association de ce matériau d'une plus faible bande interdite avec le GaN forme une barrière arrière pour les électrons dans le canal.

La localisation des pièges à la surface du composant ou dans la couche tampon n'élimine pas l'hypothèse que certains porteurs peuvent aussi être piégés dans la couche barrière. Khan et al. [68] ont suggéré que sous un champ électrique moyennement fort ($V_{DS} < 20$ V), appliqué entre la grille et le drain, les électrons du canal peuvent être injectés dans la couche barrière d'AlGaIn. Piégés dans cette couche, les porteurs désertent davantage le canal et conduisent à

une réduction du courant I_{ds} . D'autres travaux ont étudié l'effet du champ électrique sur le mécanisme de piégeage / dépiégeage des porteurs dans la couche barrière. Ils ont montré l'existence de certains mécanismes de conduction assistés par les défauts dans la couche barrière lorsque les électrons sont injectés par la grille sous une polarisation négative. Ces mécanismes, tels que l'effet Poole-Frenkel ou la conduction par saut de porteurs (hopping) via les défauts, peuvent être à l'origine des anomalies liées au courant de fuite de la grille [69-71].

Conclusion :

Au cours de ce chapitre nous avons commencé par l'étude de l'hétérojonction et on a conclu que cette dernière est la base des transistors conçu pour les applications haute fréquence. Nous menons aussi une étude théorique détaillée sur les transistors à effet de champ tel que la structure, leurs principes de fonctionnement et les caractéristiques.

Le chapitre qui suit porte les résultats de notre propre structure simulée tel que la structure et les caractéristiques électrique.

Références

- [1] F. Frédéric «Spectroscopie infrarouge des fils et boîtes quantiques d'AnAs/InAlAs/Inp (001)» Thèse de doctorat, Université de Paris-Sud, Octobre 2002.
- [2] F. Bernardini, V. Fiorentini. 1997. « Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides », *Physical Review B*, Vol. 56, No. 56, pp. 10024-10027.
- [3] Hind, Bousbia. 2006. « Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsif ». Thèse de doctorat en génie électrique, Université de Limoges, 190 p.
- [4] J.J. Harris, K.J. Lee, J.B. Webb, H. Tang, I. Harisson, AL. 2000. « The implications of spontaneous polarization effects for carrier transport measurements in GaN », *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 15, pp. 413-417.
- [5] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt « Spontaneous Polarization and Piezoelectric Constants of III-V Nitrides » *Phys Rev.B*, vol. 56, no. 16, pp. 10024-10027, 1997
- [6] H. Mathieu « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », 4eme Edition, Masson, Paris 1998.
- [7] C. Azizi «Le transistor hyperfréquence à effet de champ à l'arséniure de gallium: modèle mathématique pour la conception assisté par ordinateur des circuits non linéaire ».thèse doctorat d'état, Univ Paul Sabatier, Toulouse, France 1981.
- [8] T. Gasseling « Caractérisation non linéaire avancée de transistors de puissance pour la validation de leur modèle CAO » Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France 2003.
- [9] A. Siligaris « Modélisation grande signal de MOSFET en hyperfréquences : application à l'étude non linéaire des filtres SOI » Thèse de Doctorat, Université de Lille, France 2004.
- [10] Bon, M., Scavennec, A., Transistors et circuits intégrés à hétérostructures III-V *Techniques de l'ingénieur, traité Electronique*, E 2 450, 1999.
- [11] Clei, A., Post, G., Les transistors à effet de champ à hétérojonction sur In L'echo des recherches N° 166, 4^e trimestre 1996.
- [12] Lee, K., Shur, M., Drummond, T.J., Morkoc, H., Parasitic MESFET in AlGaAs/GaAs Modulation doped FET's and MODFE characterization *IEEE transactions on electron devices*, Vol. ED-31, N°1, pp 29-35, January 1984

- [13] Castagné, R.,T.P, Gloanec, M., Rumelhard, Ch., Circuits intégrés en Arséniure de Gallium, physique, technologie et règles de conception. Collection technique et scientifique des télécommunications, MASSON 1989.
- [14] Mathieu, H. Cours de physique des semi-conducteur et des composants électriques, édition DUNOD, paris 2001.
- [15] H. Mathieu,“Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques” ISBN 2 10 048633 0, 5ème édition. Dunod, 2004.
- [16] D.A. Neamen, “Semiconductor Physics and Devices - Basic Principles” Published by McGraw-Hill, ISBN 0-07-232107-5, New York, 2003.
- [17] E. A. Gutierrez-D, M. J. Deen, C. L. Claeys, “Low temperature electronics Physics, Devices, Circuits, and applications” Academic Press.USA, ISBN: 0-12-310675-3, 20
- [18] Y. Chen, “Investigation of generation – recombination noise and related processes in aluminium gallium arsenide TEGFET and Hall structures with quantum wells” Thèse, Génie électrique, université international de Florida, USA. 1998.01.
- [19] Sheng S. Li, “Semiconductor Physical Electronics” University of Florida, USA, ISBN 10: 0-387-28893-7, 2006.
- [20] D. Delagebeaudeuf, N. T. Linh, “Metal-(n) AlGaAs-GaAs two-dimensional gas FET” IEEE Trans. on Elect. Dev., vol. 29(6), pp.955-960, 1982.
- [21] T.J. Drummond, H. Morkoc, K. Lee, M. Shur, “Model for modulation doped field effect transistor” IEEE Electron Device Letters, vol. 3(11), pp. 338-341, November 1982.
- [22] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, Hadis-Morkoc, “Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors” IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 30 (3), pp. 207-212, March 1983.
- [23] Y. H. Byun, K. Lee, M. Shur, “Unified charge control model and subthreshold current in heterostructure field-effet transistors” IEEE Electron Devices Letters, vol. 11 (1), pp. 50-53, 1990.
- [24] H. Rohdin, P. Roblin,“A MODFET dc model with improved pinchoff and saturation characteristics” IEEE Transactions on Electron Devices, vol.33 (5), pp.664-672, May 1986.
- [25] H. Ahn, M. El Nokali, “An analytical model for high electron mobility transistors” IEEE Translations on Electron Devices, vol. 41, pp. 874- 878, 1994.

- [26] L. Guan, A. Christou, G. Halkias, D. F. Barbe, "Modeling of current-voltage characteristics for strained and lattice matched HEMT's on InP substrate using a variational charge control model" IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 42(4), pp. 612-617, April 1995.
- [27] C. Charbonniaud, "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde" Thèse de doctorat, EDS, Université de Limoges, France, octobre 2005.
- [28] Y. Haddab, "Etude des niveaux profonds dans des transistors à Gaz bidimensionnel d'électrons sur substrats de GaAs et InP" Thèse, physique, N°: 1387, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1995.
- [29] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices " JOHN WILEY & SONS, ISBN: 0-471-09837-X, 1981.
- [30] B. Lambert "Etude de l'influence du mécanisme de l'ionisation par impact sur les performances et la fiabilité des transistors à effet de champ sur substrat III-V Thèse de doctorat de l'université de Bordeaux, FRANCE, 2001
- [31] F. ALI ; A. GUPTA "HEMTs & HBTs : device, fabrication and circuits" Ed. Artech House, ISBN 0-89006-401-6, pages 11 à 76.
- [32] M. CAMPOVECCHIO "Méthode de conception d'amplificateurs de puissance microondes large bande à transistors à effet de champ. Application aux amplificateurs distribués en technologie M.M.I.C." thèse de doctorat soutenue le 29 Janvier 1993, Université de Limoges
- [33] E. BYK "Méthodes d'analyses couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance" thèse de doctorat soutenue le 12 Décembre 2002, Université de Limoges
- [34] Karen E. MOORE "RF power transistors from wide bandgap materials" "The RF and Microwave Handbook", Editor Mike GOLIO, Ed. CRC Press, ISBN 0-8493- 8592-X, pages 7-155 à 7-169
- [35] P. CHAVARKAR ; U. MISHRA "High electron mobility transistors (HEMTs)" "The RF and Microwave Handbook", Editor Mike GOLIO, Ed. CRC Press, ISBN 0-8493- 8592-X, pages 7-126 à 7-155
- [36] H. Mathieu « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », 4eme Edition, Masson, Paris 1998.
- [37] S. Khemissi « modélisation et simulation des transistors MESFEDT GaAs », Mémoire de magister, Université Mentouri de Constantine 2003.

- [38] D.W. Disanto. 2005. « Aluminium Gallium Nitride/ Gallium Nitride high electron mobility transistor fabrication and characterization », Thèse de doctorat en génie électrique, 223 p.
- [39] M. Ruff, H. Mitlehner, R. Helbig. 1994. « SiC Devices: Physics and Numerical Simulation », IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 41, No. 6, pp. 1040-1054.
- [40] M. WERQUIN « Études théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences ». Thèse de doctorat soutenue le 14 décembre 2005, Université de Lille
- [41] G. MENEGHESSO, et al. « Surface-Related Drain Current Dispersion Effects in AlGaIn-GaN HEMTs » IEEE Transaction on Electron Devices, vol. 51, no. 10, pp. 1554-1561, Octobre 2004.
- [42] G. MENEGHESSO, et al. « Surface-Related Drain Current Dispersion Effects in AlGaIn-GaN HEMTs » IEEE Transaction on Electron Devices, vol. 51, no. 10, pp. 1554-1561, Octobre 2004.
- [43] S.C. BINARI, P.B. KLEIN, T.E. KAZIOR « Trapping effects in GaN and SiC microwave FETs » Invited Paper, Proceedings of the IEEE, vol. 90, no. 6, June 2002.
- [44] I. DAUMILLER, D. THERON, C. GAQUIERE, A. VESCAN et al. « Current instabilities in GaN-based devices » IEEE Electron Device Lett., vol. 22, pp. 62-64, Février 2001.
- [45] K. Horio and Y. Fuseya "Two-dimensional simulations of drain current transients in GaAs MESFET's with semiinsulating substrates compensated by deep levels" IEEE Transactions on Electron Devices, Dec. 2007, Vol. 91, No. 26.
- [46] G. Simin, A. Koudymov, A. Tarakji, X. Hu, J. Yang, M. A. Khan, M. Shur, and R. Gaska "Induced strain mechanism and current collapse in AlGaIn/GaN heterostructure field-effect transistor" Appl. Phys. Lett., Oct. 2001, Vol. 79 pp 2651-2653.
- [47] R. Vetury, N. Q. Zhang, S. Kellerand, and U. K. Mishra "The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs" IEEE Trans. on Electron Devices, Mar. 2001, Vol 48 pp 560-566
- [48] C. Charbonniaud, S. De Meyer, R. QUERE, and J.P. TEYSSIER "Electrothermal and trapping effects characterization" GAAS 2003, 6-7 Oct. 2003
- [49] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, L. Shen, S. Heikman, A. Chakraborty, S. Keller, and U. K. Mishra "Power and Linearity Characteristics of Field-Plated Recessed-Gate AlGaInGaN HEMTs" IEEE Electron Device Lett., May 2004, Vol. 25, No. 5 pp 229
- [50] Y. Ando, Y. Okamoto, H. Hiyamoto, T. Nakayama, T. Inoue, and M. Kuzuhara "10-W/mm AlGaIn/GaN HFET With a Field Modulating Plate" IEEE Electron Device Lett., 2003, Vol 24 pp 289

- [51] W. Lu, V. Kumar, R. Schwindt, E. Piner, and I. Adesida "A comparative study of surface passivation on AlGaNGaN HEMTs" *Solid-State Electronics*, 2002, Vol 46 pp 1441-1444
- [52] A. Chini "Fabrication, Characterization and Reliability of AlGaIn/GaN HEMTs for power microwave applications" Ph.D. dissertation, University of Padova, Italy, 2003
- [53] S.H. Wemple, W.C. Niehaus, H.M. Cox, J.V. DiLorenzo, W.O. Schlosser, "Control of gate-Drain avalanche in GaAs MESFET's" *IEEE Transactions on Electron Devices*, Jun. 1980, Vol 27, No 6 pp 1013-1018
- [54] C. P. Lee, S. J. Lee, and B. M. Welch "Carrier Injection and Backgating Effect in GaAs MESFETs" *IEEE Electron Device Letters*, 1982, Vol EDL 3, No 4 pp 97-98
- [55] S. T. Bradley, A. P. Young, L. J. Brillson, M. J. Murphy, and W. J. Schaff "Role of barrier and buffer layer defect states in AlGaIn/GaN HEMT structures" *Journal of Electronic Material*, Mars 2001, Vol 30, No 3 pp 123-128
- [56] P. B. Klein, S. C. Binari, J. J. A. Freitas, and A. E. Wickenden "Photoionization spectroscopy of traps in GaN metal-semiconductor field-effect transistors" *Journal of Applied Physics*, Sep. 2000, Vol. 88, No. 5 pp 2843-2852
- [57] S.C. BINARI, P.B. KLEIN, AND T.E. KAZIOR "Trapping Effects in GaN and SiC Microwave FETs" Invited Paper, *Proceedings of The IEEE*, June 2002, Vol 90, No 6
- [58] S. DE MEYER, C. CHARBONNIAUD, R. QUERE AND AL. "Mechanism of power density degradation due to trapping effects in AlGaIn/GaN HEMTs" *IEEE MTTs Digest*, 2003, pp 455-458
- [59] L. Zhang, L. F. Lester, A. G. Baca, R. J. Shul, P. C. Chang, C. G. Willison, U. K. Mishra, S. P. Denbaars, and J. C. Zolper, "Epitaxially-Grown GaN Junction Field Effect Transistors" *IEEE Trans. on Electron Devices*, 2000, Vol. 47, No. 3 pp 507-511
- [60] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. DenBaars, and U. K. Mishra "AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors with InGaIn back-Barriers" *IEEE Electron Device Letters*, Jan 2006, Vol. 27, No. 1, pp 13-15
- [61] J. Xie, J. Leach, X. Ni, M. Wu, R. Shimada, Ozgur, and H. Morkoç "Electron Mobility in GaN Channel Heterostructure field Effect Transistor Structures with different Barriers". *Applied. Physics Letters*, Dec. 2007, Vol. 91, No. 26
- [62] P. B. Klein and S. C. Binari, "Photoionization spectroscopy of deep defects responsible for current collapse in nitride-based field effect transistors," *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 15, no. 44, p. R1641, 2003.
- [63] M. Faqir, G. Verzellesi, A. Chini, F. Fantini, F. Danesin, G. Meneghesso, E. Zanoni, and C. Dua, "Mechanisms of RF Current Collapse in AlGaIn/GaN High Electron Mobility

- Transistors,” *Device and Materials Reliability, IEEE Transactions on*, vol. 8, pp. 240 – 247, June 2008.
- [64] P. B. Klein, S. C. Binari, K. Ikossi, A. E. Wickenden, D. D. Koleske, and R. L. Henry, “Current collapse and the role of carbon in AlGaN/GaN high electron mobility transistors grown by metalorganic vapor-phase epitaxy,” *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 21, pp. 3527– 3529, 2001.
- [65] S. Binari, K. Ikossi, J. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. Dietrich, D. Koleske, A. Wickenden, and R. Henry, “Trapping effects and microwave power performance in AlGaN/GaN HEMTs,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 48, pp. 465 –471, Mar 2001.
- [66] A. Koudymov, M. Shur, G. Simin, K. Chu, P. Chao, C. Lee, J. Jimenez, and A. Balistreri, “Analytical HFET I/V Model in Presence of Current Collapse,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 55, pp. 712 –720, March 2008.
- [67] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. DenBaars, and U. Mishra, “AlGaN/GaN high electron mobility transistors with InGaN back-barriers,” *Electron Device Letters, IEEE*, vol. 27, pp. 13 – 15, Jan. 2006.
- [68] M. Khan, M. Shur, Q. Chen, and J. Kuznia, “Current/voltage characteristic collapse in AlGaN/GaN heterostructure insulated gate field effect transistors at high drain bias,” *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 2175 –2176, Dec 1994.
- [69] H. Zhang, E. J. Miller, and E. T. Yu, “Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and AlGaN/GaN grown by molecular-beam epitaxy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 2, p. 023703, 2006.
- [70] W. Chikhaoui, J.-M. Bluet, M.-A. Poisson, N. Sarazin, C. Dua, and C. Bru-Chevallier, “Current deep level transient spectroscopy analysis of AlInN/GaN high electron mobility transistors: Mechanism of gate leakage,” *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 7, p. 072107, 2010.
- [71] E. Arslan, S. Bütün, and E. Ozbay, “Leakage current by Frenkel–Poole emission in Ni/Au Schottky contacts on Al_{0.83}In_{0.17}N/AlN/GaN heterostructures,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no. 14, p. 142106, 2009.

Chapitre 4

Simulation d'un DH-FET à base d'InGaN

4. Introduction

Dans la première partie, nous présenterons le logiciel de simulation de la société SILVACO et sa mise en œuvre dans le cadre de notre transistor DH-FET. Ensuite nous présenterons la structure de notre transistor, nous simulerons alors ses caractéristiques statiques et dynamiques, et nous discuterons les résultats obtenus.

4.1 SILVACO

SILVACO est une société Américaine, « Silvaco International » ayant son siège à Santa Clara en Californie. Elle est un des principaux fournisseurs de chaînes professionnelles de logiciels de simulation par éléments finis et de conception assistée par ordinateur pour les technologies de l'électronique TCAD (Technology Computer Aided Design). Ces outils sont employés par les compagnies de microélectronique dans le domaine de la recherche, du développement et de la conception de dispositifs.

Le développement de SILVACO, les ventes et les équipements de soutien sont stratégiquement localisés dans le monde entier pour soutenir la clientèle. Une majeure partie du modèle des affaires de SILVACO se fonde sur la capacité de la compagnie à fournir des ingénieurs technico-commerciaux bien formés et expérimentés pour le support à la clientèle sur place dans toutes les régions principales de fabrication de semi-conducteurs [1].

Historiquement la compagnie a été fondée en 1984 par Dr. Ivan Pesic pour répondre aux besoins des designers de circuits intégrés (IC : Integrated Circuits) analogiques pour des modèles SPICE (Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis) de plus en plus précis et linéaires.

Le produit initial a été le système d'extraction des paramètres UTMOST (Universal Transistor MOdeling SofTware) qui est devenu un standard industriel pour l'extraction des paramètres, la caractérisation des dispositifs et la modélisation. L'entrée de SILVACO dans la technologie TCAD a eu lieu en 1989, et elle a été basée sur une recherche du Département des Dispositifs Physiques de l'Université de Stanford, ainsi apparaissent dans SILVACO « Athena » comme simulateur des processus et « Atlas » comme simulateur des dispositifs (2D et 3D). A l'aide d'un projet de recherche de l'Université de Californie, Berkeley, en 1992 SILVACO a conçu son propre logiciel de simulation comportementale SPICE. Ainsi « SmartSpice » devient partie de la chaîne TCAD de SILVACO, il permet des simulations des circuits électroniques avec les modèles physiques des composants créés à l'aide d'Atlas tout en utilisant une logique SPICE. « SmartSpice » écrit en C++ permet facilement l'introduction des modèles nouveaux de simulation et permet une amélioration des algorithmes numériques

pour une meilleure convergence. En 1997, SILVACO introduit IC CAD (Integrated Circuit Computer Aided Design) analogue qui est un outil pour capture schématique (schematic capture), disposition sur circuits imprimés (layout) et vérification physique.

L'ensemble de ces outils avec le simulateur des circuits « SmartSpice » fournit une structure complète, à faible coût et d'une très grande productivité pour la conception des circuits intégrés analogiques. En 2004 enfin, SILVACO propose un outil d'extraction de signaux parasites qui permet la conversion directe des données des masques et des informations intéressantes aux processus des schémas électriques (netlists).

Sur cet ensemble complet de simulation TCAD, nous avons utilisé la partie dénommée « Atlas » pour créer le modèle bidimensionnel du DH-FET.

4.1.1 Présentation du paquet des programmes SILVACO

Sous SILVACO, l'ensemble des outils de simulation et des outils interactifs permettant la conception et l'analyse de la plupart des dispositifs semi-conducteurs s'appelle VWF (Virtual Wafer Fab) [2]. Les composants de base de VWF sont :

- 1- Les outils de simulation (VWF core tools) : Ces outils simulent soit leurs processus de fabrication, soit leurs comportements électriques. Les outils de simulation sont Athena, Atlas et SSuprem3.
- 2- Les outils interactifs (VWF interactive tools) : Ces outils sont désignés pour être utilisés en mode interactif dans la construction d'un seul fichier d'entrée. En étant basé sur une interface utilisateur qui est graphique (Graphical User Interface, GUI), le travail de construction du fichier d'entrée devient plus efficient. Les outils interactifs peuvent être utilisés en relation avec un ensemble de fichiers, ou comme des composants intégrés dans l'environnant « VWF automation tools ».
- 3- Les outils d'automatisation (VWF automation tools) : Ces outils permettent à l'utilisateur d'exécuter sur une grande échelle, des études expérimentales pour créer des résultats pour l'analyse statistique suivante. Ces outils automatiques se servent de la technologie de base de données repartie et des méthodes de logiciels de transmissions d'interprocessus.

Ainsi les modules de VWF sont les suivants :

- Pour les outils interactifs VWF :
 - TonyPlot : outil de visualisation et d'analyse graphique 1D et 2D des résultats des simulations.
 - Manager : outil de gestion des fichiers utilisés et créés par VWF.
 - MaskViews : outil de dessin des masques (layouts).

- DeckBuild : environnement d'exécution interactif qui permet la simulation des processus et de dispositifs (mais principalement il est l'interface avec les outils de simulation).
 - DevEdit : outil d'édition de structure ; on peut créer de nouvelles structures ou même modifier des structures existantes, on peut définir des maillages ou raffiner les maillages existants.
 - Optimiseur : outil d'optimisation automatique.
 - SPDB : (Semiconductor Process Data Base) ; c'est un produit séparé, ce n'est pas un outil interactif, mais il peut être utilisé avec DeckBuild. Il a été conçu pour stocker un grand nombre de profils de dopage mesurés expérimentalement ainsi que les données qui décrivent les conditions des expériences.
- Pour les outils de simulation :
- SSuprem3 : simulateur de procédé 1D avec prolongements simples de simulations des dispositifs.
 - Athena : simulateur 2D de procédés technologiques qui permet de simuler les différentes étapes effectuées en Salles Blanches et ainsi d'obtenir la structure du dispositif (couches constitutives, dimensions, géométrie) avec les profils de dopage.
 - Atlas : simulateur 2D ou 3D de dispositifs semi-conducteurs qui permet d'obtenir leurs caractéristiques électriques (statiques ou dynamiques).

Le projet réalisé dans le cadre de ce mémoire, a été basé principalement sur l'outil de simulation par éléments finis « Atlas » qui met aussi à notre disposition un outil propre de définition de la structure qui simplifie beaucoup le travail du programmeur.

Par la suite nous allons développer la présentation de l'outil « Atlas » que nous avons utilisé principalement pour effectuer la simulation de notre structure.

4.1.2 Présentation de l'outil ATLAS

« Atlas » est un simulateur 2D et 3D des dispositifs basés sur la physique de semi-conducteurs. Il prédit le comportement électrique des structures semi-conductrices spécifiées et fournit des aperçus de mécanismes physiques internes associés au fonctionnement des dispositifs. Atlas peut être utilisé autonome ou comme un outil noyau dans le milieu de simulation VWF de SILVACO. Dans le but de prévoir l'impact des variables du processus sur le comportement du circuit, la simulation du dispositif joint la simulation du processus et l'extraction du modèle SPICE.

Dans le schéma de la figure (4.1) nous voyons les types d'informations qui circulent en entrée et en sortie d'Atlas. La plupart des simulations réalisées par Atlas utilisent deux fichiers d'entrée. Le premier fichier est un fichier script contenant les commandes pour qu'ATLAS s'exécute (représenté par Fichier de commande). Le second fichier est un Fichier de structure qui définit la structure qui va être simulée. A la sortie d'Atlas, nous avons trois types de fichiers.

1. Le premier de ces fichiers est la sortie « Runtime » qui donne la progression, les erreurs et les messages d'avertissements pendant la simulation.
2. Le deuxième type de fichier est le fichier log qui stocke toutes les valeurs de tensions et de courants provenant de l'analyse du dispositif simulé (c'est le fichier du comportement électrique).
3. Le troisième fichier de sortie est le Fichier de solution, ce fichier stocke les données 2D ou 3D concernant les valeurs des variables solutions dans le dispositif en un point donné (c'est le fichier physique, il contient la structure dans un état particulier).

Les deux derniers fichiers sont traités par l'outil de visualisation TonyPlot.

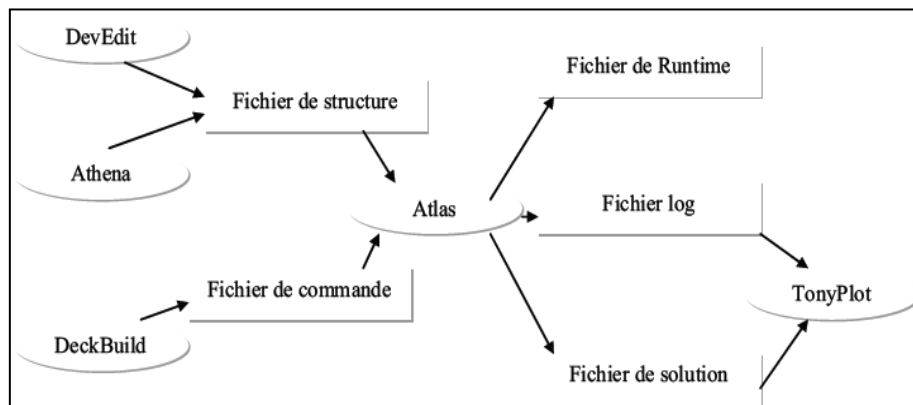


Figure 4.1 : Fichiers d'entrées et sorties d'Atlas [5].

Dans la figure (4.2), nous voyons les composants qui constituent le simulateur Atlas. Comme nous le remarquons, le cœur est la Physique qui contient le modèle mathématique qui fonctionne dans les dispositifs à base de semi-conducteurs.

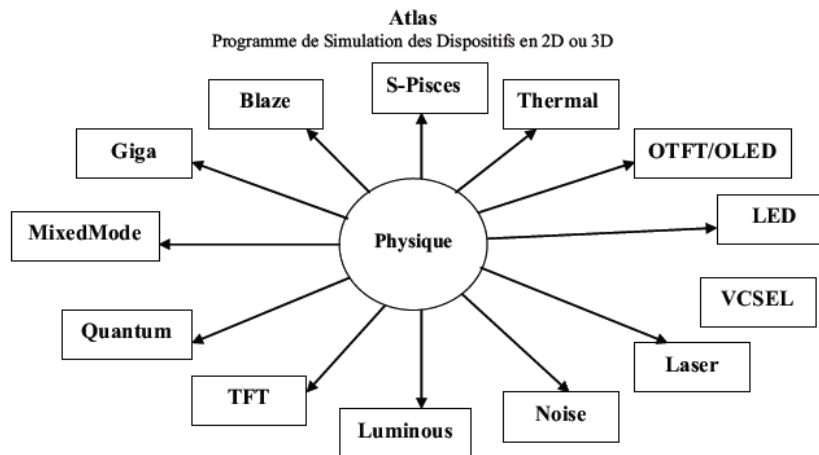


Figure 4.2 : Les composants (ou les modules) d'Atlas [5].

Les composants développés autour du cœur sont :

- **S-Pisces** : Programme de simulation des dispositifs 2D ou 3D, il modélise les caractéristiques électriques des dispositifs à base de silicium en incluant de technologies comme MOS (Metal Oxide Semiconductor), bipolaire, SOI (Silicon On Insulator), EEPROM (Electrically Erasable Programmable Read Only Memory) et dispositifs de puissance. S-Pisces calcule les distributions internes des paramètres physiques et prévoit le comportement électrique des dispositifs à l'état d'équilibre, transitoire ou dans les conditions de courant alternatif de petit signal.
- **Blaze** : Simulateur des dispositifs 2D ou 3D pour les matériaux III-V, II-VI et des dispositifs avec la structure de bande dépendante de la position (c.-a-d. hétérojonctions). Blaze explique les effets de la structure de bande dépendante de la position par des modifications des équations de transport de charge. Blaze est applicable à une large gamme des dispositifs comprenant : HBTs (Heterojunction Bipolar Transistors), HEMTs (High Electron Mobility Transistors), LEDs (Light Emitting Diodes), détecteurs photoélectriques d'hétérojonction (piles solaires) et diodes d'hétérojonction.
- **Giga** : Il prolonge Atlas pour expliquer l'écoulement de la chaleur de treillis et les environnements thermiques généraux. Giga met en application, le modèle thermodynamique rigoureux de Wachutka du chauffage de treillis qui explique le chauffage de Joule, le chauffage, et le refroidissement dû à la génération et à la recombinaison de porteurs, et des effets Peltier et Thomson. Giga explique la dépendance des paramètres du matériau et de transport en fonction de la température de treillis.
- **MixedMode** : Simulateur des circuits qui peut inclure des éléments simulés en utilisant la simulation de dispositifs (2D ou 3D) et des modèles compacts des circuits. MixedMode

emploie des algorithmes numériques avancés qui sont efficaces et robustes pour des simulations en courant continu (c.c.), régime transitoire, de petit signal de courant alternatif (c.a.) et de l'analyse de réseau de petits signaux. MixedMode est typiquement employé pour simuler des circuits qui contiennent des dispositifs semi-conducteurs modélisés compacts et précis, ou pour simuler des circuits ou les dispositifs qui jouent un rôle critique et qui doivent être modélisés exactement. Les modèles compacts disponibles et utilisés en général sont de type SPICE. La logique de programmation pour spécifier les circuits est de type SPICE.

- Quantum : Il simule divers effets d'emprisonnement mécanique de quanta.
- TFT : Il simule les systèmes des matériaux désordonnés, il ne contient pas de modèles de matériaux ; donc il faut combiner S-Pisces ou Blaze avec TFT pour simuler ces systèmes de matériaux. TFT nous permet de définir une distribution d'énergie des états de défauts dans le gap du matériau semi-conducteur.
- Luminous : Il trace des rayons et programme tout usage d'absorption de la lumière. Luminous calcule les profils d'intensités optiques dans les dispositifs semi-conducteurs, et convertit ces profils dans des taux de photo-génération. Ceci nous permet de simuler des réponses électroniques à des signaux optiques pour une large gamme de détecteurs optiques.
- Noise : Il simule le bruit des petits signaux produit par les dispositifs. Le bruit électronique a comme conséquence une dégradation inévitable des performances d'un circuit. Il est important de comprendre les propriétés du bruit pour réduire au minimum son effet.
- Laser : Il effectue une simulation couplée électrique et optique des lasers à base des semi-conducteurs.
- VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Lasers) : Il effectue la simulation électrique, thermique et optique des lasers d'émission surfacique de cavité verticale en utilisant des méthodes entièrement numériques précises, robustes, et fiables et des mailles non uniformes.
- LED : Il fournit des possibilités générales pour la simulation des dispositifs de diodes électroluminescentes.
- OTFT/OLED : OTFT simule les caractéristiques des dispositifs réalisés en matériaux organiques (caractéristiques électriques et optiques en courant continu ou transitoire de ceux-ci). OLED simule des densités d'excitation singulière et triplet.

- Thermal : Il résout l'équation de la chaleur à l'équilibre thermodynamique pour trouver la distribution de la température à l'équilibre en structures 3D planaires et non planaires.

Le fonctionnement d'un dispositif à semi-conducteur est modélisé dans Atlas par un ensemble couplé de jusqu'à six équations différentielles partielles (EDP). Dans notre modélisation, nous avons utilisé trois EDP couplées (l'équation de Poisson et les équations de continuités des trous et des électrons). Atlas produit des solutions numériques en calculant les valeurs des inconnues sur un maillage des points dans le dispositif. Une procédure interne de discrétisation convertit le modèle original continu en un système algébrique non linéaire discret qui a un comportement approximativement identique. L'ensemble des EDP, le maillage et la procédure de discrétisation déterminent le problème algébrique discret à résoudre.

4.1.3 Logique de programmation

Après la présentation de la chaîne progicielle TCAD de SILVACO, sa composition interne et le fonctionnement d'Atlas ; nous allons maintenant présenter l'ordre des commandes propres à la logique de programmation d'Atlas. Ainsi il existe cinq groupes de commandes, ces groupes doivent être organisés correctement (voir figure 4.3). Si l'ordre n'est pas respecté, un message d'erreur apparaît et le programme ne s'exécute pas d'une façon correcte. Par exemple, si les paramètres ou les modèles de matériaux ne sont pas placés dans l'ordre correct, le simulateur ne les prend pas en compte [3].

Groupes	Commandes
1. Spécification de la structure >>>>	MESH REGION ELECTRODE DOPING
2. Spécification des modèles de couches >>>>	MATERIAL MODELS CONTACT INTERFACE
3. Sélection de la méthode numérique >>>>	METHOD
4. Spécification des solutions >>>>	LOG SOLVE LOAD SAVE
5. Analyses des résultats >>>>	EXTRACT TONYPLOT

Figure 4.3 : Ordre des groupes de commandes dans un programme Atlas (les commandes fondamentales afférentes).

Les commandes fondamentales sont :

- MESH : Cette commande produit un maillage ou lit un maillage qui a été défini auparavant ; l'élément de maille utilisé est le triangle.
- REGION : Cela indique l'endroit des matériaux dans une maille précédemment définie ; chaque triangle doit être défini comme matériel.
- ELECTRODE : Cela indique l'endroit et les noms des électrodes dans une maille précédemment définie.
- DOPING : Cela indique analytiquement des profils de dopage ou prend de tels profils déjà prédéfinis dans les fichiers dédiés.
- MATERIAL : Elle associe des paramètres physiques aux matériaux dans la maille. (Il faut faire attention parce que le logiciel a des paramètres de matériaux définis par défaut pour les semi-conducteurs standard).
- MODELS : Cela indique les carreaux constitutifs du modèle ; ceux-ci indiquent les inclusions de différents mécanismes physiques, de modèles ou des autres paramètres comme par exemple la température globale pour la simulation.
- CONTACT : Pour indiquer les attributs physiques d'une électrode.
- INTERFACE : Pour indiquer les paramètres d'interface aux frontières de semi-conducteur/isolant. Tous les paramètres s'appliquent seulement aux nœuds de frontière exceptés là où ils sont déjà indiqués.
- METHOD : Pour placer les méthodes numériques à employer pour résoudre les équations et les paramètres liés à ces algorithmes.
- LOG : Elle permet à toutes les caractéristiques finales de simulation d'être sauvées dans un fichier (ouvre un fichier de type log (log en minuscule veut dire le type de fichier, LOG en majuscule veut dire la commande dans le programme)). N'importe quel type de donnée, qu'elle soit C.C., transitoire ou C.A., générée par la commande SOLVE et sauvée après la commande LOG (donc les informations sauvées sont de type électrique et elles sont, par exemple, en fonction de la tension de polarisation ou de la source de lumière). Aussi n'importe quel paramètre spécifié par la commande PROBE est stocké dans le fichier de type log. Si dans le programme il y a plusieurs commandes LOG ; chaque fois le fichier log qui a été ouvert avant, est fermé et un nouveau fichier log est ouvert.
- SOLVE : Elle ordonne à l'Atlas d'exécuter une solution pour un ou plusieurs points de polarisation.

- **LOAD** : Elle charge des solutions précédentes à partir de fichiers en tant que conjectures initiales à d'autres points de polarisation.
- **SAVE** : Elle sauvegarde toutes les informations d'un point nœud du maillage dans un fichier de sortie (les fichiers de sortie sont de type structure). Les informations sauvegardées correspondent à un état électrique bien précis.
- **EXTRACT** : Les commandes de ce type sont utilisées pour extraire les valeurs bien précises des paramètres des deux types des fichiers log ou structure.
- **TONYPLOT** : Elle démarre le programme TonyPlot de post processus graphique des données.

Une autre commande importante est **BEAM**, sa position est au niveau 4 des groupes de commande. **BEAM** indique un signal d'entrée optique sous forme d'un faisceau de lumière (mono ou multi-spectrale) collimatée. Le faisceau ainsi déclaré est allumé et utilisé par la commande **SOLVE**, dans ce cas le module Luminous est activé. Donc **BEAM** est utilisé pour simuler des courants sous lumière ou des réponses spectrales.

Une simulation numérique dans Silvaco (ou tout outil TCAD) est constitué de deux étapes principales (figure (4.4)) : création de la structure, puis résolution numérique. La création de la structure comprend la définition du maillage, des différentes régions du dispositif, des électrodes et des dopages (niveau et profil).

La résolution numérique comprend la définition du travail de sortie des grilles, les choix des modèles physiques et des méthodes mathématiques utilisées par le simulateur pour trouver sa solution.

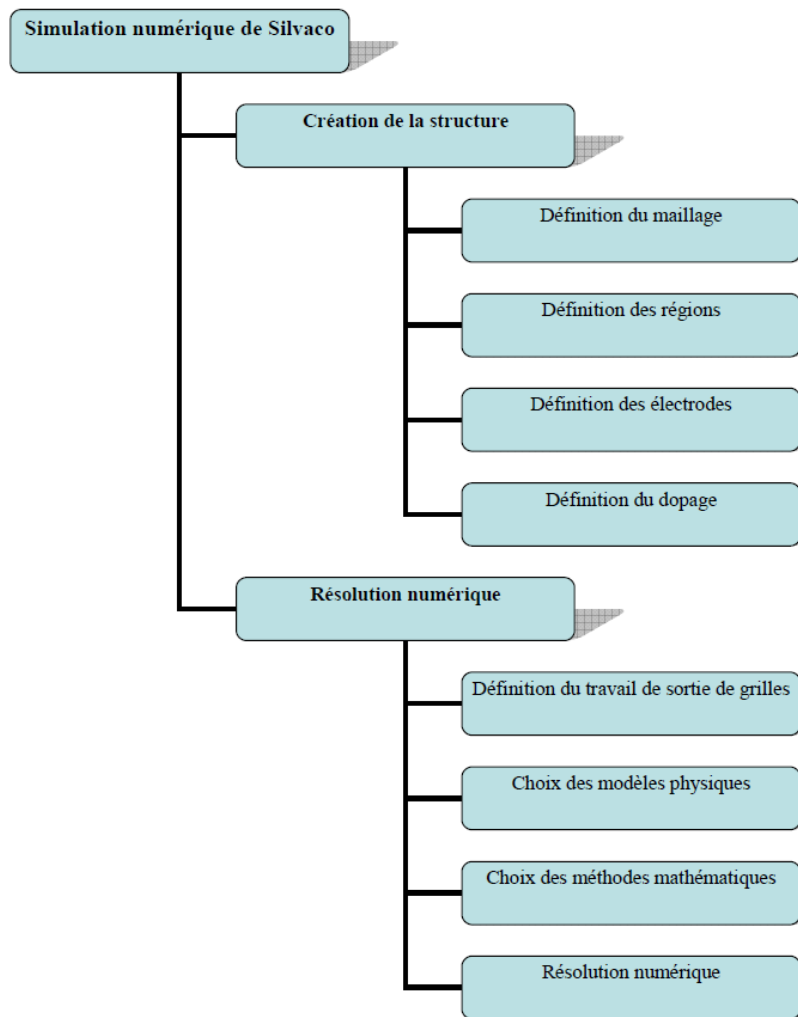


Figure 4.4 : Diagramme de la simulation numérique de Silvaco [4].

4.2 Structure étudiée et paramètres physiques

Notre travail consiste à étudier un transistor DH-FET à base d'InGaN ; notamment simuler ses caractéristiques statiques et dynamiques, et essayer d'optimiser ses performances. La figure (4.5) représente la vue en coupe schématique de la structure de notre transistor.

Notre structure se compose d'une couche supplémentaire de type AlGaN (n.i.d), d'une couche donneuse AlGaN dopée n, d'un espaceur GaN, d'une couche active de type InGaN qui joue le rôle d'un canal, d'une couche tampon de type AlGaN, d'une couche de nucléation GaN pour minimiser les contraintes et d'un substrat saphir (Al_2O_3).

Le tableau (4.1) donne les profils de dopage et les dimensions de notre transistor DH-FET à base d'InGaN.

Couche	Epaisseur (nm)	Dopage (at/cm ³)
Couche supplémentaire AlGaN	4	n.i.d
Couche donneuse n-AlGaN	4	3.10^{18}
Espaceur GaN	1	n.i.d
Couche active n-InGaN	10	n.i.d ou 1.10^{16}
Couche tampon n-AlGaN	10	n.i.d ou 1.10^{16}
Couche de nucléation GaN	5	n.i.d
Substrat saphir (Al ₂ O ₃)	470	n.i.d

Tableau 4.1 : Dopages et dimensions de la structure.

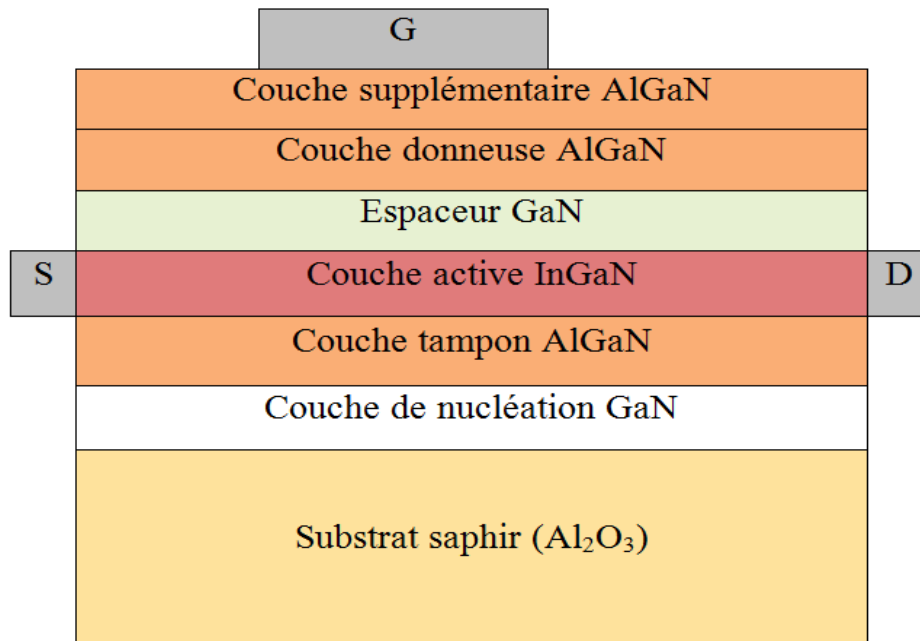


Figure 4.5 : Coupe schématique d'un transistor DH-FET à base d'InGaN.

4.2.1 Structure simulée

La figure (4.6) représente la structure simulée :

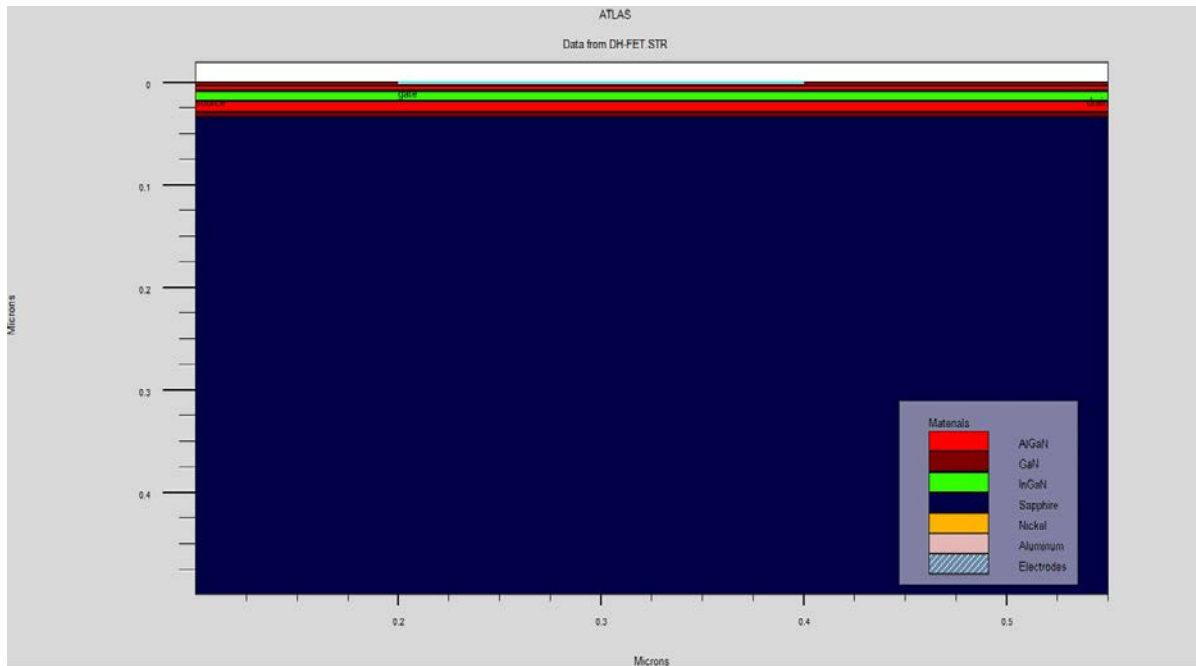


Figure 4.6 : Structure du transistor DH-FET.

4.2.2 Le maillage

La définition du maillage est primordiale pour la validité et la précision des résultats. Ceux-ci ainsi que le temps de calcul sont grandement dépendants du nombre d'intersections. Chaque intersection, ou nœud, représente le point où les équations seront résolues. Le temps de calcul, la précision et donc la validité des résultats dépendent de la qualité du maillage. En effet ; une maille trop large permettra d'avoir moins de nœuds et donc de diminuer le temps de calcul. En revanche, ces nœuds très éloignés les uns des autres, entraînent ainsi des évolutions des différentes grandeurs physiques plus importantes d'un nœud à l'autre. Les imprécisions sur le résultat final sont donc accentuées ainsi que les risques de divergence lors de la résolution des équations. Ceci peut mener à des résultats incohérents. Une maille trop fine augmente de façon exponentielle le temps de calcul mais permet d'avoir une solution très précise, la figure (4.7) représente le maillage du canal et sous la grille.

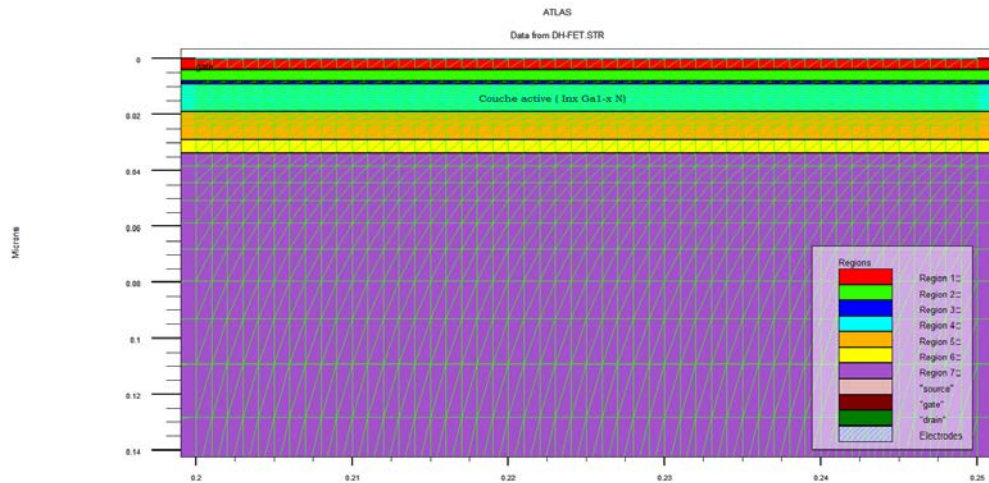


Figure 4.7 : Maillage dans le canal et sous la grille .

4.3 Caractéristiques électriques

4.3.1 Caractéristique de sortie I_{ds} (V_{ds})

La caractéristique IDS (V_{DS}) permet de définir notamment les différents régimes de fonctionnement du transistor (Figure 4.8):

- ✓ Le régime ohmique : régime pour lequel le composant se comporte comme un barreau résistif et dont on peut extraire le paramètre R_{on} qui est fonction de la tension V_{GS} . Ce mode est souvent utilisé dans les transistors à effet de champ pour les applications de résistance commandée.
- ✓ Le régime saturé : régime pour lequel la résistance de canal est très élevée et ne varie pas ou peu en fonction de la tension de drain. C'est le régime d'utilisation du composant pour les applications de type amplification.
- ✓ Le régime d'avalanche : régime pour lequel le courant augmente brutalement, pouvant détruire le composant.

Les régimes de fonctionnement peuvent être distingués les uns des autres par des paramètres tels que :

- La tension de coude : elle correspond au passage entre le régime ohmique et le régime saturé. Elle peut être plus ou moins facile à déterminer en fonction de la qualité du transistor étudié.
- La tension de claquage : cette tension délimite cette zone où la puissance consommée devient trop grande et entraîne la destruction du composant quand il fonctionne au-delà de cette limite pendant un laps de temps trop élevé.

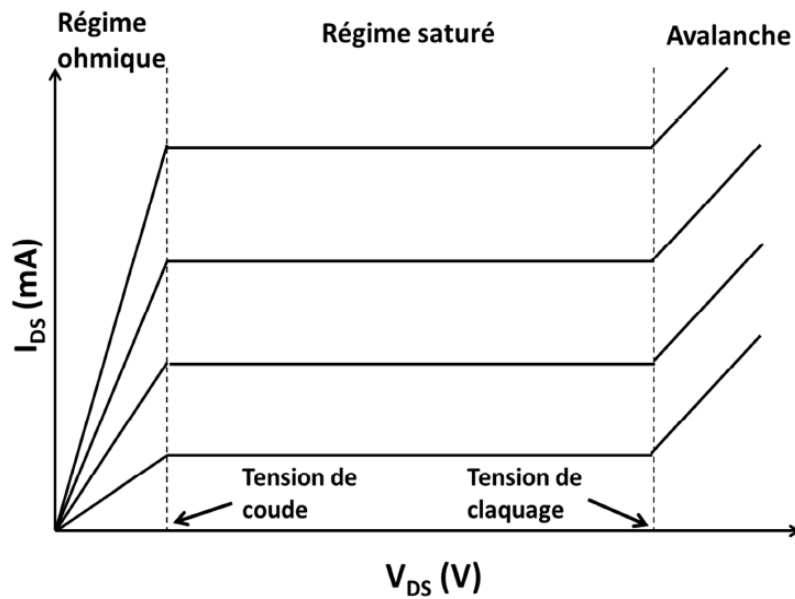


Figure 4.8 : Caractéristique I (V) d'un HEMT.

Concernant l'auto-échauffement des structures, l'explication est relativement simple à appréhender. Les forts niveaux de courants circulant dans le canal bidimensionnel créent des effets thermiques importants liés à l'augmentation des collisions entre les électrons libres et le réseau cristallin et qui ont pour conséquence de diminuer la mobilité des électrons. Il en résulte une chute du courant de drain lorsque le composant est polarisé de manière prolongée.

Les conséquences sur les performances RF sont importantes: réduction de la transconductance ou encore de la puissance de sortie.

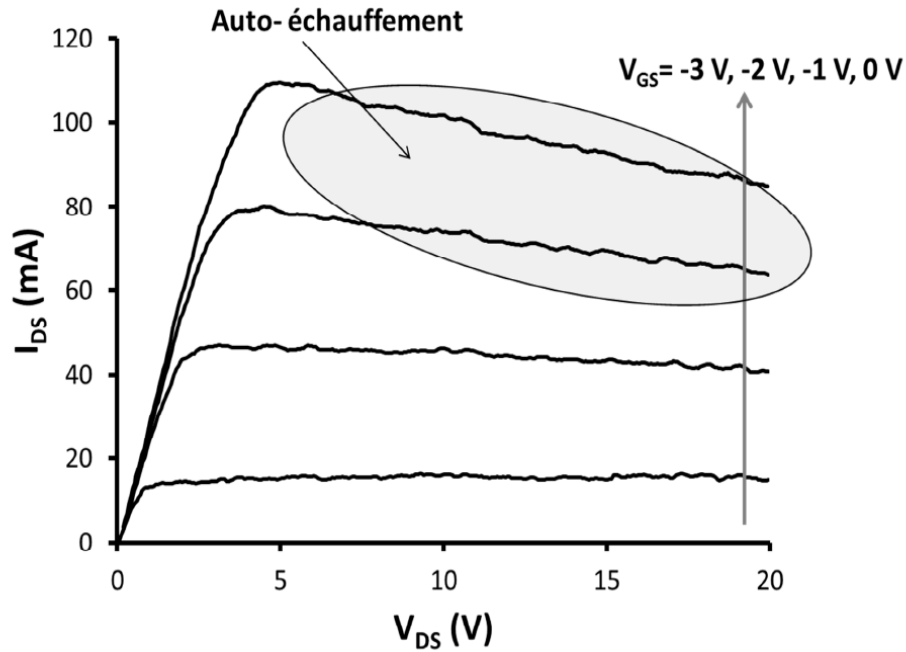


Figure 4.9 : Caractéristique I_{DS} (V_{DS}) et phénomène d'auto-échauffement.

Les manifestations inhérentes à l'auto-échauffement ne se limitent cependant pas à la simple réduction du courant de drain du fait de la diminution de la mobilité. La température étant le premier catalyseur des différents phénomènes limitatifs dans ce type de structures.

La figure (4.10) représente le réseau de caractéristique de notre propre structure donnant l'évolution du courant I_{DS} circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension drain-source (V_{DS}) en maintenant la tension grille-source (V_{GS}) à une valeur constante.

Lors de la simulation de notre structure, nous avons fixé les paramètres physiques et géométriques suivants :

- Le dopage de la couche donneuse est de 3.10^{18} atomes/cm³, et son épaisseur est de 4 nm.
- Le dopage de la couche active est de 1.10^{16} atomes/cm³ et son épaisseur est de 10 nm.
- La couche tampon admet un dopage de 10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.
- La longueur de grille est de 50 nm

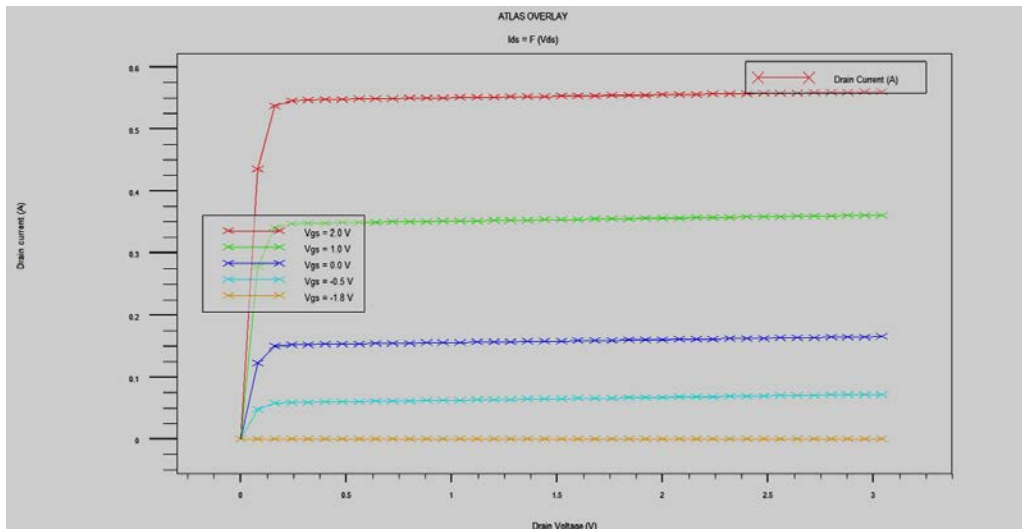


Figure 4.10 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source pour différentes tensions grille-source.

On observe que le courant I_{ds} croît quand la tension de commande V_{gs} augmente.

Lorsque l'on applique une tension de grille de plus en plus négative, le niveau de Fermi baisse par rapport aux énergies mises en jeu dans le canal, entraînant une diminution de la densité d'électrons dans le canal et donc une diminution du courant I_{ds} . Lorsque la tension de commande atteint la valeur de pincement V_p , le niveau de Fermi se trouve en dehors du canal et le courant drain s'annule.

Pour obtenir une excursion courant/tension la plus grande possible, il faut que la tension de coude V_{knee} soit la plus faible possible. La tension de coude dépend de la résistance série R_{on} ; plus cette résistance est faible, plus la tension de coude est faible.

R_{on} étant inversement proportionnelle à la mobilité des porteurs ; avoir une faible valeur de V_{knee} , cela signifie que la mobilité des électrons est grande. Nous en trouvons une valeur de 1 V, une très bonne valeur comparée à celle de la littérature.

4.3.2 La tension de claquage

Lorsque le champ dans le canal atteint une valeur critique, un phénomène d'avalanche se produit et induit le claquage. En effet ; lorsque le champ atteint cette valeur correspondant à une tension drain-source V_{bd} (breakdown voltage), de plus en plus d'électrons et de trous sont libérés jusqu'à une augmentation brutale et irréversible du courant I_{ds} . Le composant est finalement détruit.

La figure (4.11) représente la tension de claquage pour une tension grille-source de -1.8 V.

Il est tout à fait normal de s'attendre une tension de claquage relativement faible du fait que le gap de l'alliage d'InGaN est relativement faible aussi ; elle est de l'ordre de 30 V.

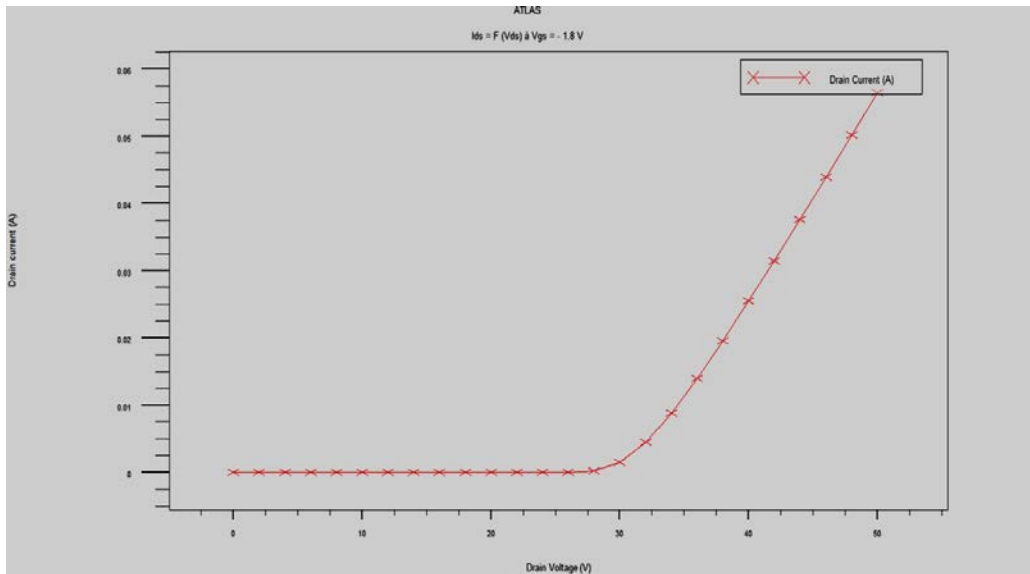


Figure 4.11 : Tension de claquage pour $V_{gs} = V_{gs0}$ ($V_{gs0} = -1.8$ V).

✓ Variation de la longueur de grille

La figure (4.12) représente le courant drain-source en fonction de la longueur de grille avec les paramètres physiques et géométriques suivants :

- Le dopage de la couche donneuse est de 3.10^{18} atomes/cm³, et son épaisseur est de 4 nm.
- Le dopage de la couche active est de 1.10^{16} atomes/cm³ et son épaisseur est de 10 nm.
- La couche tampon admet un dopage de 1.10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.
- La longueur de grille varie de 50 à 200 nm.

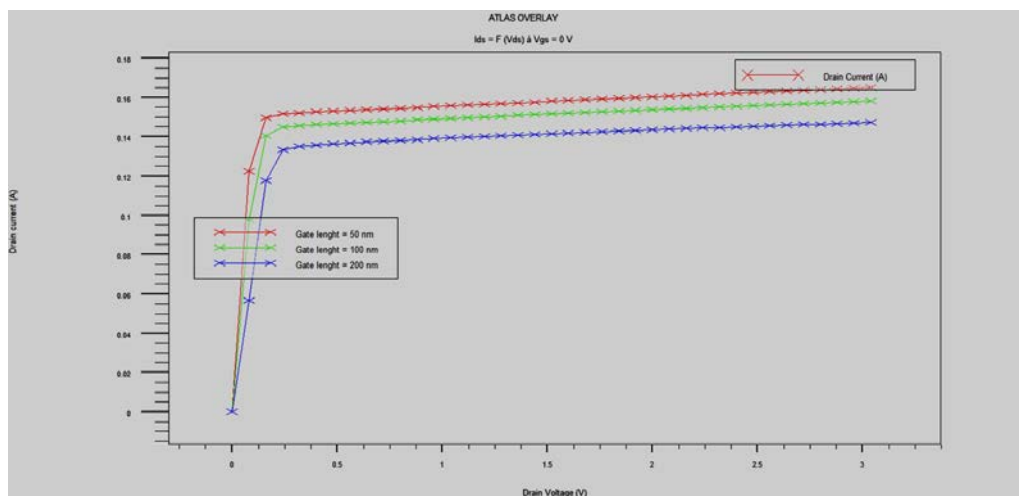


Figure 4.12 : Variation du courant drain-source en fonction de la longueur de grille.

✓ Variation de la distance grille-source (L_{gs})

La figure (4.13) représente le courant drain-source en fonction de la distance grille-source avec les paramètres physiques et géométriques suivants :

- Le dopage de la couche donneuse est de 3.10^{18} atomes/cm³, et son épaisseur est de 4 nm.
- Le dopage de la couche active est de 1.10^{16} atomes/cm³ et son épaisseur est de 10 nm.
- La couche tampon admet un dopage de 1.10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.
- La longueur de grille est de 50 nm.
- La distance grille-source varie de 50 à 350 nm

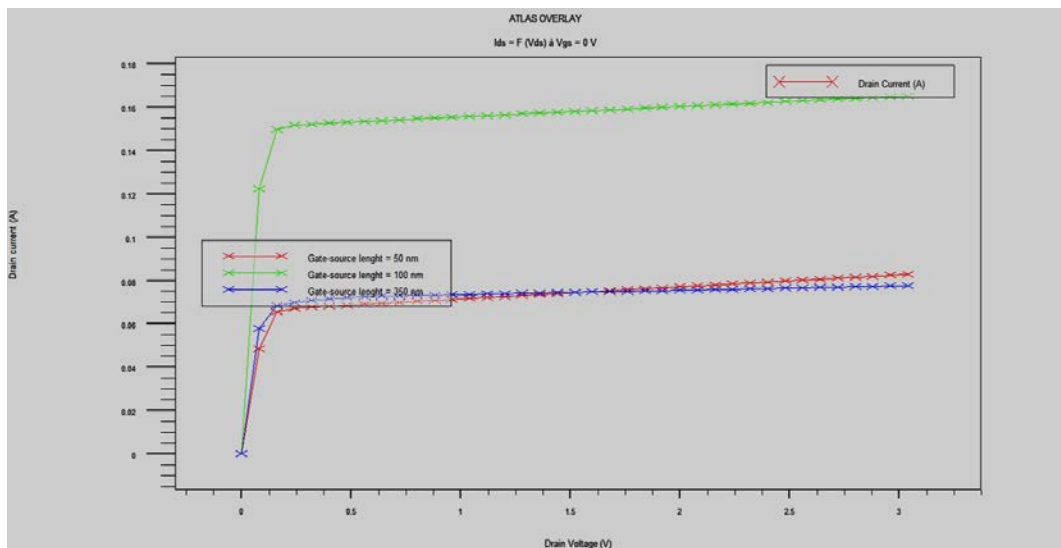


Figure 4.13 : variation du courant drain-source en fonction de distance grille-source

4.3.3 Caractéristique de transfert $I_{ds}(V_{gs})$

La caractéristique de transfert consiste à représenter le courant drain-source I_{ds} en fonction de la tension grille-source V_{gs} , pour une tension drain-source V_{ds} donnée. Il est possible de déterminer ainsi la tension de pincement V_p définie comme étant la tension de grille à appliquer, afin de vider le puits de potentiel de ses porteurs. On définit aussi la transconductance comme étant la pente de la caractéristique $I_{ds}-V_{gs}$.

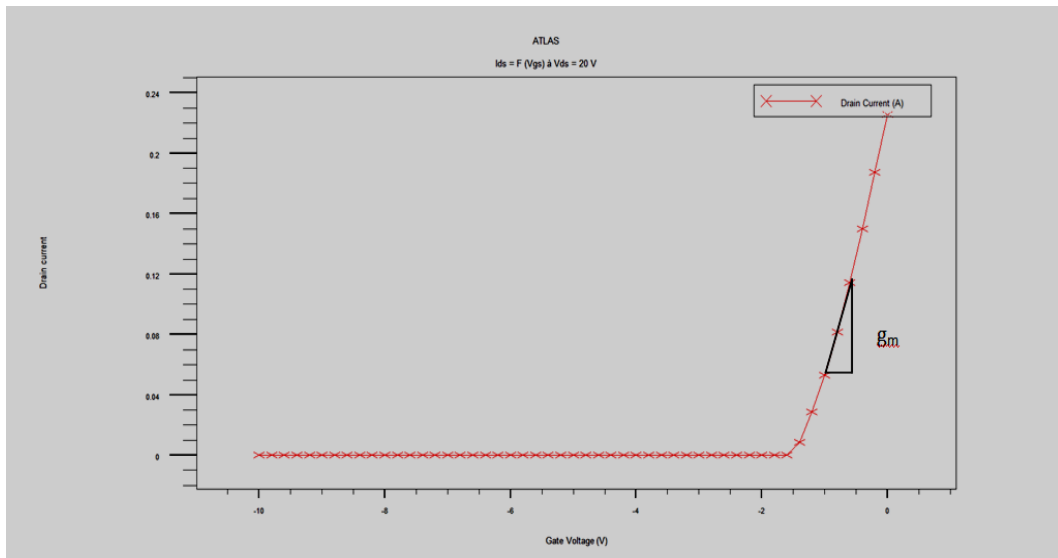


Figure 4.14 : Evolution du courant drain-source en fonction de la tension grille-source à $V_{ds} = 20$ V.

✓ **La tension de pincement :**

On parle de transistor pincé lorsque la zone désertée dans le canal s'étend jusqu'à venir contacter l'interface avec la couche tampon (buffer). La tension de grille correspondante est alors appelée tension de pincement V_p .

Dans notre cas nous trouvons une tension de pincement de l'ordre de -1.8 V.

✓ **La transconductance :**

La transconductance g_m est l'expression du mécanisme de commande d'un transistor à effet de champ : c'est la variation du courant de drain en fonction de la polarisation de grille, à tension drain-source constante. Les HEMTs se distinguent de tous les autres transistors à effet de champ par leur transconductance élevée. Elle est définie comme suit :

$$g_m = \left. \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} \right|_{V_{ds}=\text{cste}}$$

La transconductance g_{m1}

$$g_{m1} = \frac{\Delta I_{ds}}{\Delta V_{gs}} = \frac{I_{ds2} - I_{ds1}}{V_{gs2} - V_{gs1}} = \frac{112 - 55}{-0.5 + 1} = 114 \text{ mA/V}$$

$$g_{m1} = 0.114 \text{ A/V}$$

4.4 Influence des paramètres physiques du transistor DH-FET sur les caractéristiques

4.4.1 Influence du dopage de la couche donneuse

La figure (4.15) représente l'évolution du courant drain en fonction de la tension drain-source avec une tension grille-source nulle, pour différents dopages de la couche donneuse. Dans ce cas nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- dopage de la couche active de 1.10^{16} atomes/cm³,
- dopage de la couche tampon de 1.10^{19} atomes/cm³,
- épaisseur de la couche donneuse de 4 nm,
- épaisseur de la couche active de 10 nm,
- épaisseur de la couche tampon de 10 nm,
- taux d'aluminium de 0.25 dans l'alliage AlGaIn,
- taux d'indium de 0.75 dans l'alliage InGaIn.

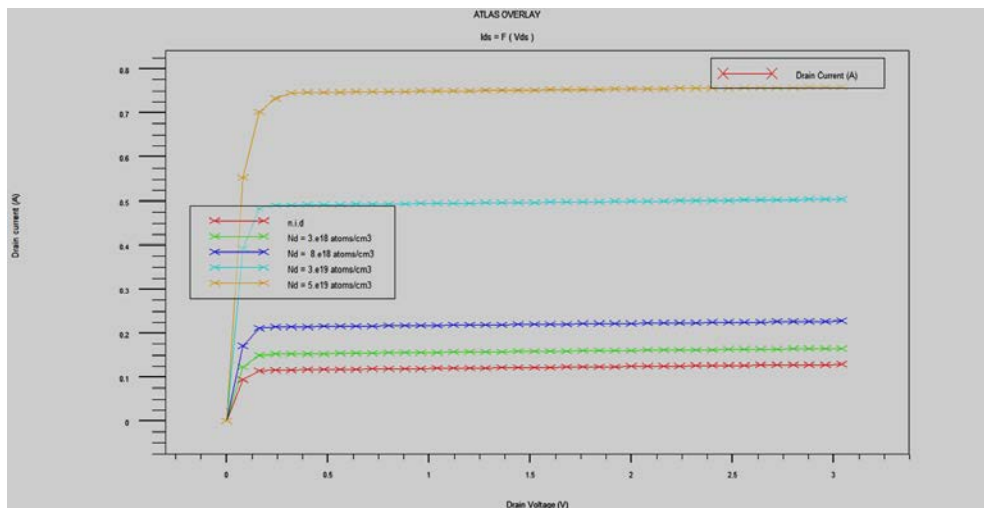


Figure 4.15 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source pour différents dopages de la couche donneuse, pour une tension grille-source nulle.

Comme son nom l'indique, la couche donneuse a pour rôle de fournir des électrons libres à la couche active. Il est donc logique que la densité du gaz d'électrons augmente avec la concentration de cette couche, et donc le courant de sortie augmente aussi.

Quand la concentration de la couche donneuse en électrons passe de 3.10^{18} cm⁻³ à 5.10^{19} cm⁻³, le courant de sortie passe de 150 mA à 750 mA.

4.4.2 Influence du dopage de la couche active

Les paramètres physiques et géométriques sont fixés comme suit :

- La couche donneuse admet un dopage de type n de 3.10^{18} atomes/cm³ et une épaisseur de 4 nm,
- La couche tampon admet un dopage type n de 1.10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.

L'épaisseur de la couche active est fixée à 10 nm, et nous faisons varier le taux de dopage ; la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ est représentée par la figure 4.16.

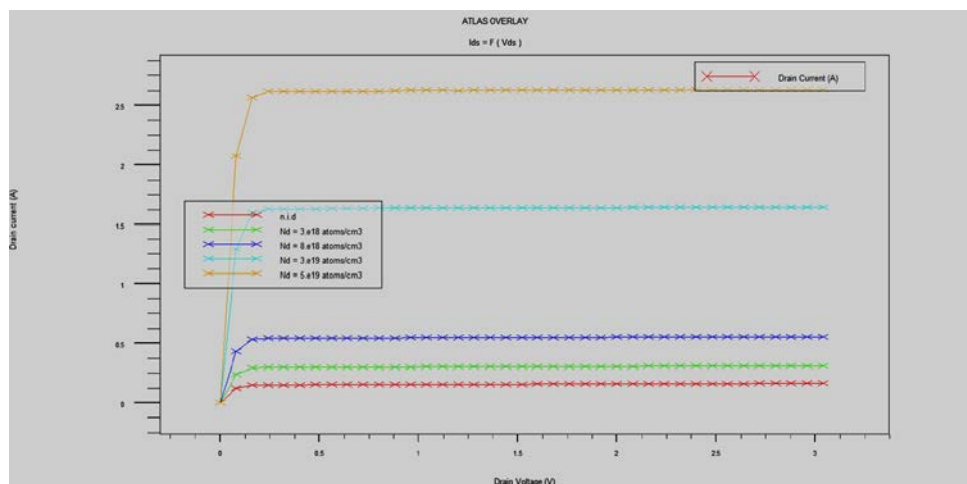


Figure 4.16 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différents taux de dopage de la couche active de type n, pour une tension grille-source nulle.

Comme nous l'avons déjà signalé ; les DH-FET ont pour particularité par rapport aux autres transistors similaires, la couche active dopée n. Cela augmente la densité surfacique d'électrons dans le puits quantique, ce qui entraîne une augmentation du courant drain en fonction de la tension drain appliquée. Par contre ; si on dope cette couche de type p, le courant de sortie diminuera.

4.4.3 Influence du dopage de la couche tampon

Nous étudions l'influence de la variation du dopage de types n et p de la couche tampon sur les caractéristiques électriques. Pour cela, nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- La couche donneuse admet un dopage de 3.10^{18} atomes/cm³ et une épaisseur de 4 nm,
- La couche active admet un dopage de 1.10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.

Nous fixons une épaisseur de 10 nm pour la couche tampon, et nous faisons varier le dopage de type n dans la figure (4.17.a) et de type p dans la figure (4.17.b).

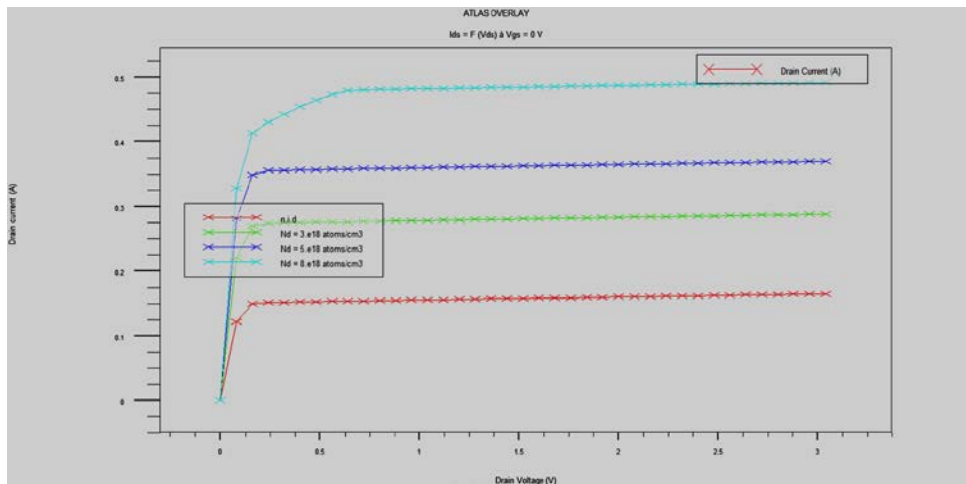


Figure 4.17(a) : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différents taux de dopage de la couche tampon de type n, pour une tension grille-source nulle.

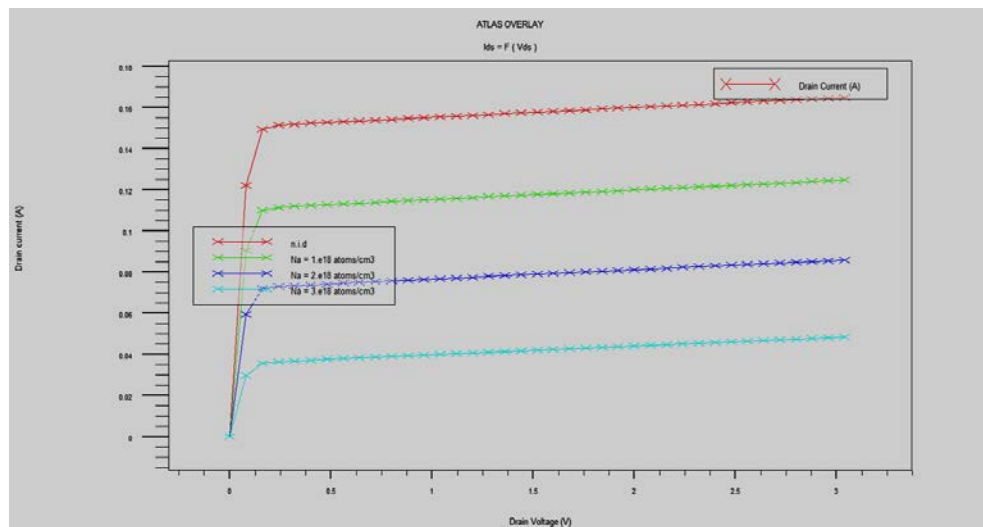


Figure 4.17(b) : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différents taux de dopage de la couche tampon de type p, pour une tension grille-source nulle.

La diminution du courant de sortie est due à la fuite des électrons vers le substrat. Pour pallier ce problème, il est recommandé de doper la couche tampon de type n. Les électrons libres de cette couche vont donc empêcher les électrons du puits quantique de fuir vers le substrat ; d'où l'on a un meilleur courant de sortie. Un dopage de type p de cette couche va faciliter la fuite des électrons et une grande dégradation de la performance.

4.5 Influence des paramètres géométriques sur les caractéristiques

4.5.1 Influence de l'épaisseur de la couche donneuse

La figure (4.18) illustre l'évolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche donneuse. Pour cela, nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- la couche active a un dopage égal à 10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.
- La couche tampon a un dopage de 10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.

Pour la couche donneuse, nous prenons un dopage de 3.10^{18} atomes/cm³ et nous faisons varier l'épaisseur.

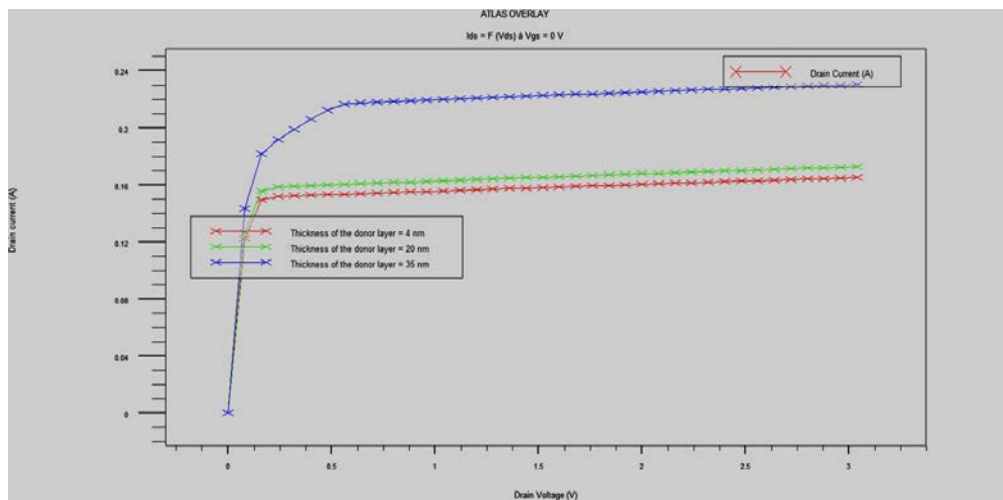


Figure 4.18 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche donneuse, pour une tension grille-source nulle.

Pour une concentration donnée, le nombre d'électrons libres augmente avec l'épaisseur de la couche ; et donc la densité d'électrons dans le puits quantique augmente avec. Cet effet est valable aussi pour la couche active.

4.5.2 Influence de l'épaisseur de la couche active

La figure (4.19) représente l'évolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche active ; pour cela nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- La couche donneuse a un dopage de 3.10^{18} atomes/cm³ et une épaisseur de 4 nm.
- La couche tampon a un dopage de 1.10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur de 10 nm.

Le dopage de la couche active est de 10^{16} atomes/cm³ ; nous faisons varier l'épaisseur de cette couche, la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ est donnée par la figure 4.19.

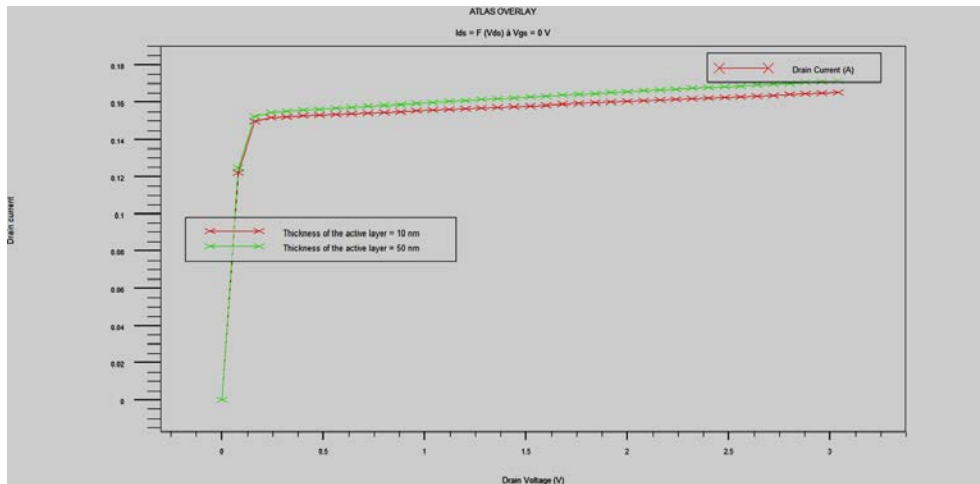


Figure 4.19 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche active, pour une tension grille-source nulle.

4.5.3 Influence de l'épaisseur de la couche tampon

La figure (4.20) représente l'évolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche tampon qui admet un dopage de 10^{16} atomes/cm³ ; pour cela nous fixons les paramètres physiques et géométriques suivants :

- La couche donneuse a un dopage de $3 \cdot 10^{18}$ atomes/cm³ et une épaisseur de 4 nm.
- La couche active a un dopage de 10^{16} atomes/cm³ et une épaisseur 10 nm.

La couche tampon fait office de tampon aux électrons ; autrement dit une barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons vers le substrat. Il est donc tout à fait normal que le courant est amélioré pour une plus grande épaisseur de la couche tampon.

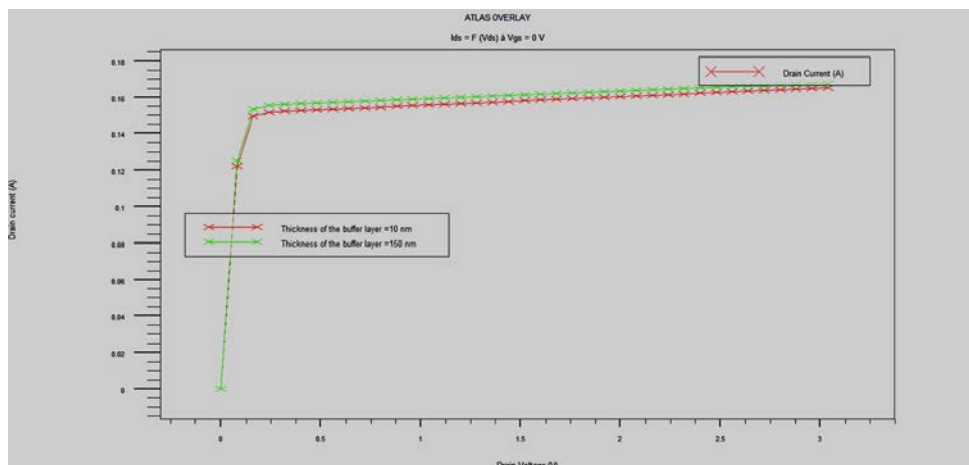


Figure 4.20 : Evolution du courant drain en fonction de la tension drain-source à différentes épaisseurs de la couche tampon, pour une tension grille-source nulle.

4.6 Etude dynamique

4.6.1 La fréquence de transition

Les HEMTs se caractérisent également par deux autres paramètres généraux, la fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation. La fréquence de transition f_t est la fréquence pour laquelle le module du gain en courant est égal à 1.

0 dB correspond à $\log(f_T) = 11.05$; ce qui donne une fréquence de transition :

$$f_T = 112 \text{ GHz}$$

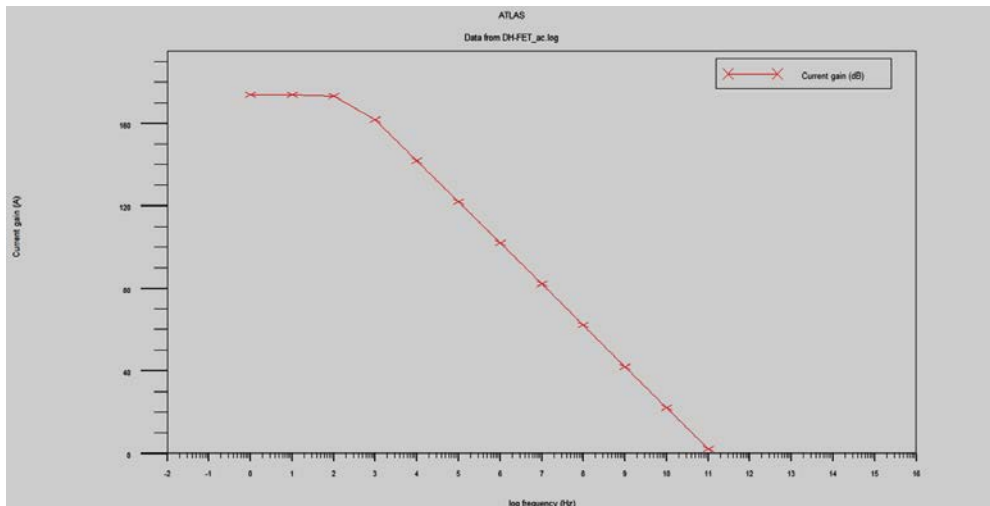


Figure 4.21 : Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence.

4.6.2 La fréquence maximale d'oscillation

La fréquence maximale d'oscillation f_{max} caractérise en général la qualité de la technologie. Elle correspond à la fréquence maximale d'utilisation du transistor, pour laquelle le gain en puissance est égal à 1.

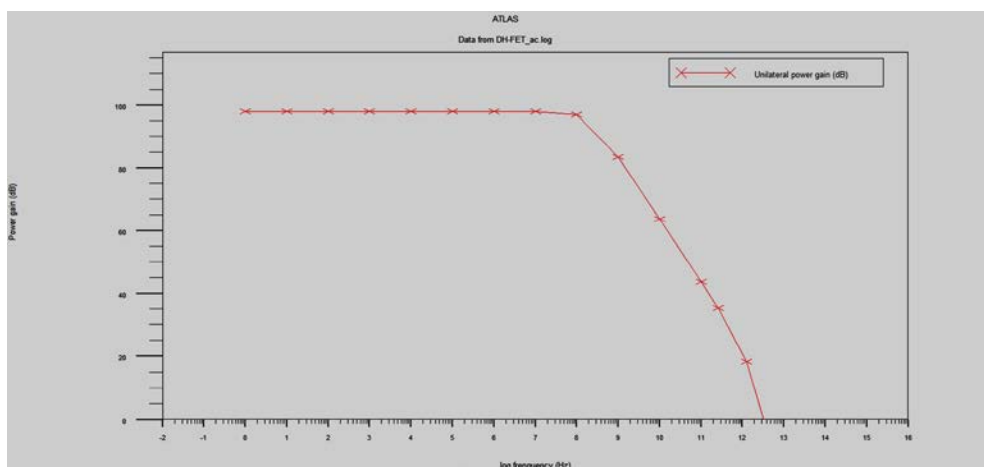


Figure 4.22 : Evolution du gain en puissance en fonction de la fréquence.

0 dB correspond à $\log(f_{max}) = 12.2$; cela nous donne :

$$f_{max} = 1.5 \text{ THz}$$

L'alliage InGaN est connu pour une grande mobilité des électrons libres, il est principalement utilisé pour des applications hyperfréquence.

Nous trouvons une fréquence de transition de l'ordre de 112 GHz et une fréquence de maximale d'oscillation de l'ordre de 1.5 THz ; elles sont de très bonnes valeurs. Cela est dû aussi fait que les électrodes source et drain sont directement placées sur les extrémités de la couche active. Dans une structure conventionnelle ces électrodes sont loin de la couche active, et donneraient des performances RF moindres.

4.7 Comportement transitoire

Les phénomènes de pièges résultent de l'existence de défauts structurels et/ou ponctuels (impuretés, dislocations) dans les matériaux, qui vont altérer considérablement le comportement électrique du transistor aux fréquences micro-ondes. Ces impuretés génèrent des états énergétiques qui peuvent être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau. Ces porteurs sont alors retenus pendant un temps T dans ces niveaux d'énergie et ne peuvent pas participer à la conduction, d'où le nom de pièges. Plus le gap du semi-conducteur est grand et plus il offre la possibilité à des pièges de se former sur des niveaux d'énergie compris dans la bande interdite. Ces pièges ont la faculté de capturer ou d'émettre un électron ou un trou avec des constantes de temps diverses. Ces effets de pièges ont donc des conséquences sur le courant de drain, provoquant des effets transitoires de ce dernier.

On distingue deux types de pièges : les donneurs et les accepteurs. Un piège de type donneur peut être soit positif soit neutre. Un piège de type accepteur peut être soit négatif soit neutre.

- Un piège de type donneur est chargé positivement (ionisé) lorsqu'il est vide, et neutre quand il est rempli. Un donneur rempli (neutre) peut émettre un électron ou capturer un trou. Un donneur vide (positif) peut capturer un électron ou émettre un trou.

- Un piège de type accepteur est neutre quand il est vide, et chargé négativement quand il est rempli d'un électron. Un accepteur plein peut émettre un électron ou capturer un trou. Un accepteur vide peut capturer un électron ou émettre un trou.

On distingue deux phénomènes de pièges prépondérants observés sur le courant de sortie du composant : le drain-lag et le gate-lag.

4.7.1 Gate lag

Les pièges responsables du gate-lag sont généralement situés en dessous de la grille. L'interface entre le semi-conducteur et le contact métallique doit être de très bonne qualité. Cette zone est très sensible aux effets de surface qui sont liés à la fois à la nature du cristal et à la technologie utilisée pour le dépôt métallique du contact Schottky. Ces effets de pièges de surface sont causés par les effets de surface, eux même créés par des défauts et dislocations dans le cristal proche de la surface. Des électrons sont alors piégés à la surface, et ils affectent les caractéristiques du composant et dégradent les performances en puissance.

En effet ; lorsque la tension de grille passe de l'état OFF à l'état ON, le courant de sortie met plusieurs dizaines de microsecondes pour atteindre son état établi dans les structures habituelles : c'est le comportement transitoire du courant de drain. Dans notre transistor, ce temps est de l'ordre de la nanoseconde.

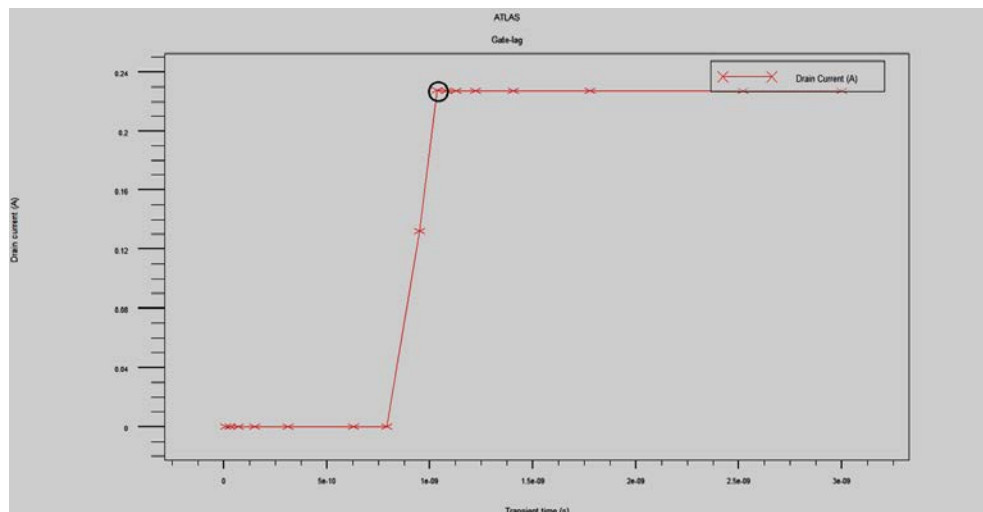


Figure 4.23 : Temps de réponse dû à la grille (gate-lag).

4.7.2 Drain lag

Le terme drain-lag est utilisé pour décrire le phénomène transitoire du courant de drain lorsque la tension drain est pulsée de l'état OFF à l'état ON pour une tension de grille constante. On observe alors une décroissance du courant I_{ds} durant cette impulsion, si celle-ci est suffisamment longue.

Ce phénomène est lié à la présence de pièges dans le substrat semi-isolant et en surface dans l'espace grille-drain lors d'une variation rapide du champ électrique entre le drain et la source, les électrons provenant du canal peuvent alors être piégés. Ces électrons peuvent être ensuite réémis avec des constantes de temps plus longues. Au niveau du substrat, l'équilibrage des

charges implique alors l'apparition d'une zone chargée positivement à l'interface buffer substrat dans le buffer.

Dans notre cas, nous trouvons un temps transitoire inférieur à 1 ns. Ce paramètre indique aussi le temps de réponse du dispositif ; autrement dit le temps de commutation.

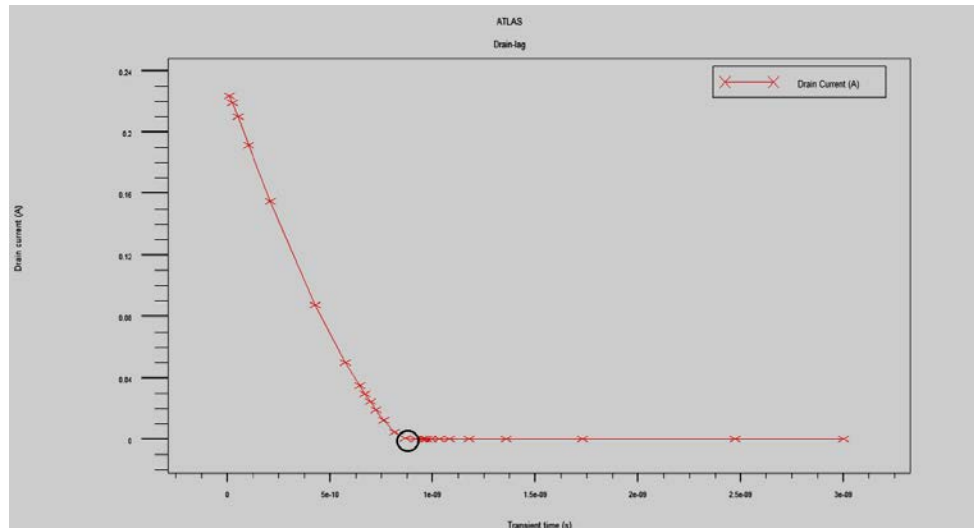


Figure 4.24 : Temps de réponse dû au drain (drain-lag).

4.8 Conclusion :

L'utilisation du simulateur « ATLAS » nous a permis d'extraire les caractéristiques électriques de notre propre structure. Nous avons aussi montré l'influence du changement des paramètres physiques et géométriques sur les caractéristiques électriques.

Références

- [1] SILVACO : <http://www.silvaco.com/>
- [2] VWF: <http://www.engr.sjsu.edu/dparent/Silvaco/vwf2.pdf>
- [3] Atlas: http://www.silvaco.com/products/device_simulation/atlas.html
- [4] Mingchun TANG, « Études et Modélisation Compacte du Transistor Fin-FET », Thèse de doctorat, Décembre 2009.
- [5] Razvan NEGRU, « Conception et modélisation de pixels de photo détection », Thèse de doctorat, Décembre 2008.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

L'utilisation de matériaux à grand gap offre une solution pour la génération de puissance aux fréquences microondes. Les transistors HEMTs réalisés à partir de ces matériaux présentent actuellement les meilleures performances pour la génération de puissance hyperfréquence.

Notre travail consistait à optimiser et simuler un transistor à effet de champ à double hétérojonction basé sur la méthode de dopage du canal, et c'est la méthode utilisée dans le transistor DCHFET (Doped Channel Heterojunction Field Effect Transistor).

Dans le premier chapitre, nous avons présenté les composés binaires nitrurés tel que le nitrure de gallium, le nitrure d'aluminium et le nitrure d'indium. Nous avons rappelé leurs différentes propriétés cristallines, mécaniques, optiques, électriques, thermiques et chimiques tout en détaillant leurs importances pour les applications en haute fréquence.

Au deuxième chapitre, nous avons étudié les composés ternaires à base de nitrure : le nitrure de gallium-indium et le nitrure de gallium-aluminium, tout en détaillant leurs propriétés, leurs dopages ainsi que leur élaboration. En effet, les matériaux nitrurés présentent une bonne conductivité thermique ainsi qu'un champ de claquage élevé permettant l'utilisation de ce transistor pour des applications requérant des puissances élevées.

Dans le troisième chapitre, nous avons expliqué le principe de l'hétéro-structure. Puis nous avons étudié le principe des transistors à effet de champ tels que le JFET, le MESFET, le MOSFET et le HEMT ; ainsi que les caractéristiques électriques du HEMT. Puis nous avons expliqué les effets limitatifs du HEMT.

Dans le dernier chapitre ; en nous appuyant sur une étude bibliographique portant sur différentes structures des transistors à haute mobilité électronique, nous avons fixé notre choix sur un transistor à effet de champ à double hétérojonction (DH-FET) à base de nitrure de gallium-indium (InGaN) qui possède une structure très peu étudiée ; à savoir les électrodes source et drain sont en contact direct avec la couche active.

Pour définir les paramètres technologiques nécessaires pour la simulation tels que les épaisseurs des couches, les dopages ainsi que certains paramètres électriques, nous nous sommes basés sur des valeurs trouvées dans la littérature concernant les transistors à haute mobilité électronique.

Dans le régime statique ; nous avons étudié l'influence de la grille, des épaisseurs et des dopages des différentes couches qui constituent le transistor. Des résultats obtenus, nous pourrions à première vue optimiser les grandeurs pour avoir les meilleures performances ; mais cela n'est pas chose facile car il y a interactions entre ces grandeurs. Nous avons calculé

aussi la fréquence de transition et celle d'oscillation maximale qui est de l'ordre de 1.5 THz ; cette valeur est remarquable du fait qu'elle n'est pas encore obtenue dans les HEMTs dits conventionnels. Nous avons trouvé aussi que notre transistor possède une rapide commutation.

Nous pensons qu'il n'y a pas d'erreur dans notre simulation ; et si c'est le cas, notre structure ouvrirait de nouvelles voies dans la recherche des transistors de commutation et hyperfréquence.

Perspectives :

- Trouver un compromis entre les grandeurs statique et dynamique pour ne pas améliorer une performance en dépit d'une autre.
- Essayer d'obtenir une meilleur linéarité de la transconductance et une gain en courant plat quelle que soit la tension de grille.
- Utiliser d'autre matériaux comme par exemple le ternaire AlInN et B GaN.

Résumé

A l'heure actuelle, les transistors à effet de champ à double-hétérojonction (DH-FET) à base de nitrure de gallium-indium (InGaN) apparaissent comme les meilleurs candidats pour les applications hyperfréquences, de puissance. Les avantages intrinsèques de ces transistors résident dans une tension de claquage et une vitesse de saturation élevée, une grande linéarité.

Notre travail consiste à simuler un transistor DH-FET à base d'InGaN, en tenant compte de toutes les grandeurs qui puissent influencer ses performances. Ainsi, nous pourrions optimiser notre dispositif.

Mots clés : Transistor à effet de champ à double-hétérojonction (DH-FET), nitrure de gallium (GaN), nitrure d'aluminium de gallium (AlGaN), nitrure de gallium-indium (InGaN), SILVACO.

Abstract

At present, the double-hetero-junction field effect transistors (DH-FET) based on nitride gallium-indium (InGaN) are the best candidates for the ultra high frequencies applications, high power. The intrinsic advantages of these transistors lie in a large breakdown voltage and a high saturation velocity of electrons, a great linearity.

Our work consists in simulating a DH-FET transistor based on (InGaN), we take account of all the parameters which can influence its performances. Thus, we could optimize our device.

Keywords : Double-hetero-junction field effect transistor (DH-FET), gallium nitride (GaN), gallium-aluminum nitride (AlGaN), gallium-indium nitride (InGaN) SILVACO.

ملخص

في الوقت الحاضر، يبدو أن الترانزستورات من نوع (DH-FET) على أساس نيتريد الغاليوم الإنديوم (InGaN) من أفضل من أفضل أنواع المستخدمة في ترددات المرتفعة، الاستطاعة. لهذا المركب فوائد تكمن في توتر الانفصام و سرعة التشبع. يعتمد عملنا على دراسة ترانزستور DH-FET من نوع (InGaN)، مع الأخذ بعين الاعتبار جميع المتغيرات التي يمكن أن تؤثر على أدائها. وبالتالي، يمكننا تحسين المركب.

الكلمات الرئيسية: ترانزستور DH-FET نترات الغاليوم (GaN) نترات الأقاليوم الألومنيوم (AlGaN)، نترات الألمنيوم الإنديوم (InGaN). SILVACO.