

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE**

**MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE  
UNIVERSITE DJILLALI LIABES DE SIDI BEL ABBES  
FACULTE DE TECHNOLOGIE  
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE**

***THESE***

Présentée pour l'obtention du diplôme de

***DOCTORAT EN SCIENCES***

Option : microélectronique

PAR

***BENSEDDIK NADIA***

***THEME***

***Etude et caractérisation de nano-composants à base de  
semiconducteur III-N pour des applications en puissance et  
hyperfréquence***

Soutenue le

, devant le jury :

M <sup>f</sup> AMRANI Mohammed	Pr. Université de Sidi Bel-Abbes	Président
M <sup>me</sup> BENAMARA Zineb	Pr. Université de Sidi Bel-Abbes	Encadreur
M <sup>me</sup> MANSOUR-MAZARI Halima	Pr. Université de Sidi Bel-Abbes	Co-encadreur
M <sup>f</sup> CHAABANE-SARI Nasreddine	Pr. Université de Tlemcen	Examineur
M <sup>f</sup> HAMDOUNE Abdelkader	M.C.A. Université de Tlemcen	Examineur
M <sup>f</sup> DJELLOULI Bouazza	M.C.A. Université de Saïda	Examineur
M <sup>me</sup> TIZI Schahrazade	Pr. Université de Bel-Abbes	Invitée

*Année Universitaire 2012-2013*

## **Remerciements**

*Le travail, présenté dans cette thèse de doctorat, a été réalisé au laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL de l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès.*

*Je voudrais tout particulièrement exprimer mes sincères reconnaissances et ma profonde gratitude à Madame Z. BENAMARA, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès et directrice du laboratoire AMEL, de m'avoir accueilli dans ce laboratoire de recherche.*

*Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide précieuse de l'équipe de l'INL, INSA de Lyon (France) et celle de l'IEMN de l'Université de Lille1(France), nous tenons à les remercier pour les transistors HEMTs qu'ils nous ont fourni.*

*Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur M. AMRANI, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.*

*Je remercie vivement Monsieur N. CHAABANE-SARI, Professeur à l'Université de Tlemcen, qui m'a fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.*

*Mes vifs remerciements vont également à Monsieur B. DJELLOULI, Maître de conférences à l'université de Saida, et à Monsieur A. HAMDOUNE, Maître de conférences à l'université de Tlemcen, d'avoir accepté d'être examinateurs de ce travail.*

*Je remercie, encore une fois, Madame Z. BENAMARA et Madame H. MANSOUR-MAZARI, Professeurs à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, d'avoir accepté de diriger cette thèse. Elles m'ont fait bénéficier de leurs expériences et de leurs rigueurs scientifiques. Elles m'ont apporté une aide considérable tout au long de ce travail, leurs conseils judicieux et leurs encouragements ont été bénéfiques dans la réalisation de cette thèse.*

*Que Madame S. TIZI, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, trouve ici le témoignage de ma grande gratitude, je la remercie d'avoir accepté de faire partie du jury de thèse.*

*Je n'oublie pas d'exprimer ma reconnaissance et mon affection à Melle K. AMEUR pour son soutien et ses encouragements. J'adresse aussi mes remerciements à Monsieur R. KHELIFI et à Monsieur M. MOSTEFAOUI pour leurs soutiens moraux.*

*Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL, tous mes amis (es) et tous mes collègues de travail.*

*À ma famille*

# Sommaire

<i>Introduction générale</i> .....	1
------------------------------------	---

## Chapitre I

**Les semiconducteurs III-N pour des applications en puissance et en hyperfréquence.**

<b>I.1 Introduction</b> .....	6
-------------------------------	---

<b>I-1 Les propriétés des matériaux pour les applications de puissance et haute fréquence</b> .....	7
---	---

I-1.1. Champ critique ou champ de claquage .....	7
I-1.2 Conductivité électrique et conductivité thermique .....	8
I-1.3 Mobilité des électrons.....	9
I-1.4 Largeur de bande interdite.....	10

<b>I-2 Le nitrure de gallium : un matériau révolutionnaire pour les composants de puissance aux hautes fréquences</b> .....	12
---	----

I-2.1. Structure cristalline du nitrure de gallium.....	12
I-2.2 Structure de bandes.....	14
I-2.3. Effets de polarisation dans le cristal.....	15
I-2.3.1. Polarisation spontanée.....	15
I-2.3.2 Polarisation piézoélectrique.....	17

<b>I-3 Substrats utilisés pour la croissance du nitrure de gallium</b> .....	13
--	----

I-3.1. Le saphir.....	20
I-3.2. Le silicium.....	20
I-3.3. Le carbure de silicium.....	21
I-3.4. Les substrats composites.....	21
I-3.5. Le diamant.....	22

<b>I-4 La croissance des nitrures d'éléments III</b> .....	22
--	----

I-4.1 Techniques d'épitaxie employées dans la filière GaN .....	22
a. Croissance MOVPE .....	23
b. Croissance MBE.....	24
c. Croissance HVPE.....	24
I-4.2 Avantages et inconvénients des différentes techniques d'épitaxie.....	25

<b>I-5 Etat de l'art et applications des HEMT et d'autres hétérostructures à base de GaN</b> .....	26
--	----

<b>Conclusion</b> .....	28
-------------------------	----

<b>Référence</b> .....	30
------------------------	----

# Chapitre II

## Les HEMTs (Al,Ga)N/GaN

### Principe de fonctionnement et optimisation de ces caractéristiques

I- Introduction .....	32
II –Principe de fonctionnement .....	33
<b>II-1 LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMPS.....</b>	<b>33</b>
<b>II-1.1 Le MESFET : principe et limites.....</b>	<b>33</b>
II-1.1.1 Structure du MESFET.....	33
II-1.1.2 Principe de fonctionnement du MESFET.....	34
<b>II-2. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs).....</b>	<b>35</b>
II-2.1 Structure du HEMT.....	36
II-2.2 Fonctionnement du HEMT.....	38
II-2.3 Caractérisation électrique statique.....	41
II-2.3.1 Caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$ .....	41
II-2.3.2 Caractéristique de transfert.....	43
<b>II-2.4 Paramètres clés du transistor.....</b>	<b>46</b>
A. Fréquence de coupure.....	46
B. Tension de claquage.....	47
<b>II.3 Notion de Gaz bidimensionnel.....</b>	<b>48</b>
II.3.1 Calcul de la densité de charge .....	48
II.3.2 Calcul du courant drain-source .....	51
<b>II.4 Simulation FETIS 3.1 des HEMTs AlGa<sub>x</sub>N/GaN.....</b>	<b>51</b>
II.4.1 Influence du taux d'aluminium et de la polarisation de grille sur $n_s$ .....	52
II.4.2 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGa <sub>x</sub> N dopé sur $n_s$ .....	54
II.4.3 Influence du dopage de la couche barrière AlGa <sub>x</sub> N sur $n_s$ .....	56
II.4.4 Influence de l'épaisseur de la barrière AlGa <sub>x</sub> N sur la tension seuil $V_{th}$ .....	57
II.4.5 Influence de la couche de cap GaN sur l'hétérostructure AlGa <sub>x</sub> N/GaN.....	58
II.4.6 Influence de la couche de l'espaceur AlN sur l'hétérostructure AlGa <sub>x</sub> N/GaN.....	60
II.4.7 Effet de la longueur de grille dans un transistor à base AlGa <sub>x</sub> N/GaN.....	64
II.4.8 Effet de la plaque de champ ou field plate.....	66
<b>Conclusion.....</b>	<b>68</b>
<b>Référence.....</b>	<b>69</b>



# **Chapitre IV.**

## **Caractérisations électriques et discussions**

<b>I- Introduction .....</b>	<b>92</b>
<b>IV.1 Analyses expérimentales des caractéristiques électriques.....</b>	<b>93</b>
<b>IV-2 Présentation technologique et caractérisation du premier type des transistors étudiés</b>	
<b>T1-SiC .....</b>	<b>94</b>
<b>IV.2.2 Caractéristiques statiques des transistors T1-SiC.....</b>	<b>95</b>
IV.2.2.1 Caractéristique de sortie.....	95
IV.2.2.2 Caractéristique de transfert.....	96
IV.2.2.3 Courant de la grille.....	97
IV.2.2.4 Caractéristique capacité- tension.....	100
<b>IV.3.1 Présentation technologique du deuxième type des transistors étudiés.....</b>	<b>102</b>
<b>IV.3.2 Caractéristiques statiques des transistors T2-SiC1.....</b>	<b>103</b>
IV.3.2.1 Caractéristique de sortie.....	104
IV.3.2.2 Caractéristique de transfert.....	105
<b>IV.3.3 Caractéristiques statiques des transistors T2-SiC2.....</b>	<b>106</b>
IV.3.3.1 Caractéristique de sortie.....	106
IV.3.3.2 Caractéristique de transfert.....	106
IV.3.3.4 <i>Caractéristique capacité-tension C(V)</i> .....	107
<b>IV.3.4 Caractéristiques statiques des transistors T2-SiC3.....</b>	<b>108</b>
IV.3.4.1 Caractéristique de sortie.....	108
IV.3.4.2 Caractéristique de transfert.....	109
IV.3.4.3. Courant de grille en direct et en inverse.....	110
IV.3.4.4. Caractéristique capacité – tension grille source.....	112
<b>IV.4 Comparaison des transistors étudiés.....</b>	<b>113</b>
<b>Conclusion.....</b>	<b>115</b>
<b>Références.....</b>	<b>116</b>
<b>Conclusion générale.....</b>	<b>120</b>
<b>Annexe.....</b>	<b>123</b>

# Chapitre I

Les semiconducteurs III-N pour des applications en  
puissance et en hyperfréquence



**I- Introduction :**

Les matériaux semiconducteurs III-N (GaN, AlN, InN..) sont de bons candidats pour la fabrication des transistors HEMTs et des diodes. Ces matériaux présentent plusieurs avantages tels qu'une large bande interdite, une grande stabilité chimique, des propriétés mécaniques exceptionnelles ainsi que d'autres propriétés physiques remarquables. Ces semiconducteurs possèdent les qualités indispensables pour fabriquer des composants de puissance.

L'objet de ce chapitre est de rappeler quelques éléments pertinents connus de la physique concernant les matériaux semiconducteurs de la filière III-N utiles pour notre étude. Dans un premier temps, nous rappelons les principales propriétés des semiconducteurs III-N, telles que la structure cristalline du nitrure de gallium (GaN), la structure de bandes et les effets de polarisation dans le cristal. Nous décrivons aussi les substrats utilisés pour la croissance du GaN, les techniques de croissance ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat. Nous présentons ensuite, l'état d'art des transistors HEMT AlGaN/GaN, qui reste le composant privilégié pour l'amplification de puissance.

**I.1 Les propriétés des matériaux pour les applications de puissance et haute fréquence.**

Pour répondre aux besoins de génération de puissance micro-onde, plusieurs matériaux semi-conducteurs peuvent être envisagés. Nous présentons dans le tableau I.1 les différents paramètres physiques des semiconducteurs utilisés dans la fabrication des composants de puissance micro-ondes [1] [2].

	Si	GaAs	4H-SiC	GaN	AlN	Diamant
Champ critique $\xi_c(10^6\text{V/cm})$	0.3	0.4	3.5	5	1,8	5.6
Conductivité électrique $\sigma(\Omega^{-1}\text{m}^{-1})$	$1.10^{-4}$	$1.10^{-7}$	$1.10^{-2}$			
Conductivité thermique $K(T)\text{à}300\text{K} (\text{W/cmK})$	1.5	0.5	4.5	1.5	2.85	20
Mobilité $\mu_n(\text{cm}^2/\text{V.s})$	1350	8500	800	900	1100	1900
Mobilité $\mu_p(\text{cm}^2/\text{V.s})$	480	400	40	30	14	1200
Vitesse de saturation $v_{\text{sat}} (10^7\text{cm/s})$	1	1	2	1.5 -2	1.8	2.7
Largeur de la bande interdite $E_g(\text{eV})$	1.12	1.43	3.26	3.39	6.10	5.45

*Tableau I.1 : Ensemble des paramètres technologiques des matériaux utilisés dans la fabrication des transistors de puissance RF.*

**I.1.1.Champ critique ou champ de claquage.**

Le champ de claquage ou champ critique (noté  $\xi_c$ , unité :V/cm) est la valeur du champ ou de la tension maximale que peut supporter le composant.

Les matériaux à grands gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du silicium ou de l'arséniure de gallium. Nous pouvons remarquer qu'il existe un rapport de 8 entre le champ de claquage du GaAs et celui du nitrure de gallium et un rapport de 14 entre le champ de claquage du GaAs et celui du diamant (voir tableau I.1). La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de la bande interdite par la fonction suivante [2] :

$$\xi_c \propto E_g^{3/2} \tag{I-1}$$

Ce qui signifie que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé. Le fait d'avoir un gap important et donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors à grands gaps de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui est excellent pour les applications de puissance.

### I.1.2 Conductivité électrique et conductivité thermique

Suivant le matériau utilisé (Si, GaAs, GaN ) lors de la conception d'un circuit MMIC (Monolithic Microwave IC), (le substrat possédant une conductivité électrique plus ou moins grande), la puissance dissipée par ce circuit ne sera pas due exclusivement aux éléments actifs (transistors, ...) mais aussi aux éléments passifs ([résistance](#), [bobine](#), ...)

On définit la conductivité électrique (notée  $\sigma$ , unité :  $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$ ) ainsi que la résistivité (notée  $\rho$ , unité :  $\Omega.\text{m}$ ) d'un matériau par les formules suivantes :

$$\sigma = q(n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \quad (\text{I-2})$$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} \quad (\text{I-3})$$

En effet, une faible résistivité des substrats provoque des courants de fuites importants, ce qui augmente la puissance dissipée du dispositif et diminue ainsi la puissance transmise par celui-ci. Pour évaluer les pertes dans ces éléments passifs, on utilise le facteur de qualité (noté  $Q$ ) qui quantifie la valeur de l'énergie transmise par rapport aux pertes électriques :

$$Q = 2 \cdot \pi \frac{\text{énergie emmagasinée}}{\text{énergie dissipée}} \quad (\text{I-4})$$

Plus le facteur de qualité sera élevé, plus les pertes dans les composants passifs seront faibles. Cette faible résistivité des substrats entraîne aussi la présence de capacités parasites de couplage avec le substrat, ce qui réduit les performances en termes de fréquence des circuits micro-ondes. Par conséquent, les circuits à base de technologies grand gap ou silicium ont des pertes importantes dans les éléments passifs, l'inverse, la technologie GaAs permet de faire des éléments passifs de très bonne qualité (conductivité électrique faible, (voir tableau I.1). Cependant, si on considère l'aspect thermique des matériaux, le contraire se produit. En effet, selon la loi de Wiedemann-Franz [3], la conductivité électrique est directement liée à la conductivité thermique (notée  $K$ ) :

$$K = L.T.\sigma \quad (\text{I-5})$$

où  $L$  est le nombre de Lorentz ( $2.45.10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / ^\circ\text{K}^2$ ),  $T$  est la température en  $^\circ\text{K}$ ,  $\sigma$  est la conductivité électrique en ( $\Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$ ),  $K$  est la conductivité thermique en  $\text{W/m.K}$

Cela signifie qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante a également une conductivité thermique importante. La conductivité thermique d'un matériau traduit sa capacité à dissiper la chaleur. Or, la résistance thermique (notée  $R_{th}$ ) est inversement proportionnelle à la conductivité thermique:

$$R_{th} \propto K_{th}^{-1} \quad (\text{I-6})$$

et

$$R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad (\text{I-7})$$

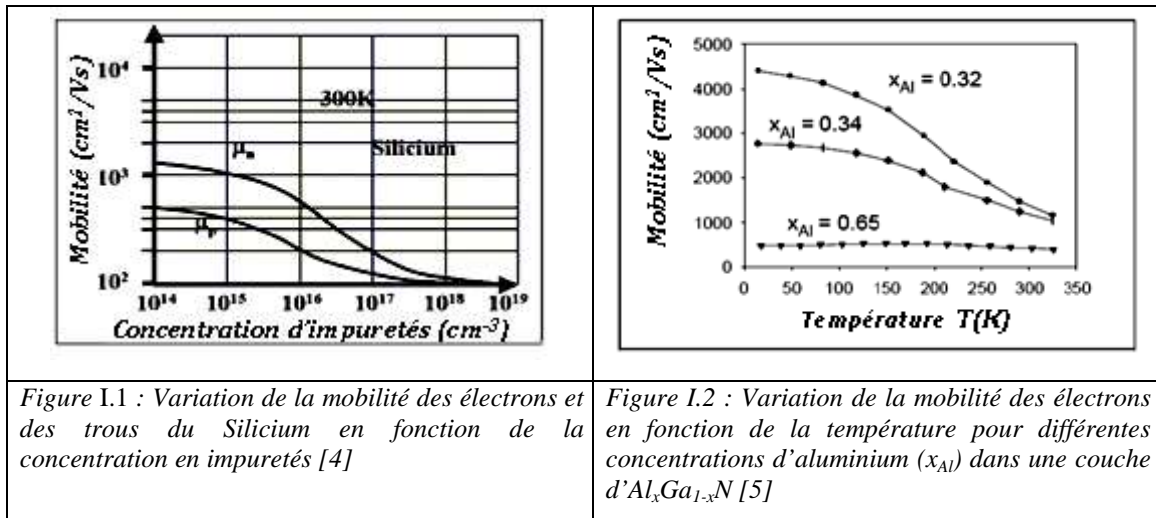
où  $\Delta T$  est l'élévation la température en  $^\circ\text{K}$ ,  $P_{diss}$  est la puissance dissipée en  $\text{W}$ .

On voit donc que la résistance thermique est directement liée à la puissance dissipée. Cela signifie qu'une forte conductivité thermique du matériau permet l'évacuation de la puissance dissipée (sous forme de chaleur) sans échauffement important de celui-ci. Dans le cas de l'amplification de puissance où les puissances délivrées sont importantes, l'élévation de température pour une puissance dissipée donnée sera bien plus faible dans des transistors grand gap que dans des transistors à base de GaAs.

D'après le tableau I-1, la conductivité thermique du carbure de silicium ( $4.5 \text{ W/cmK}$ ) et surtout celle du diamant ( $20 \text{ W/cmK}$ ) sont très supérieures à toutes les autres ( $K_{\text{Si}}=1.5 \text{ W/cmK}$ ,  $K_{\text{GaAs}}=0.54 \text{ W/cmK}$ ,  $K_{\text{GaN}}=1.5 \text{ W/cmK}$ ). Autrement dit, le diamant et le carbure de silicium sont les meilleurs matériaux pour évacuer la chaleur, et sont donc à privilégier pour les applications de puissance.

### I.1.3 Mobilité des électrons

Lorsque l'on applique un champ électrique, on entraîne les porteurs de charge libres, électrons et trous. La mobilité (notée  $\mu$ , unité :  $\text{cm}^2/\text{V.s}$ ) étant liée au libre parcours sans choc dans le semiconducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En effet, l'ajout d'atomes dopants (figure I.1) et/ou l'élévation de température (figure I.2), créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.



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 (notée  $V_{der}$ , unité : cm/s) s'écrit :

$$\vec{V}_{der} = \tau \mu_0 \cdot \vec{E} \quad \text{avec} \quad \mu_0 = \frac{q \cdot \tau}{m^*} \quad (I-8)$$

où  $\tau$  est le temps de relaxation,  $m^*$  est la masse effective et  $\mu_0$  est la mobilité pour des champs faibles.

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.

#### I.1.4 Largeur de bande interdite

L'énergie de la bande interdite est la mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction lorsque celui-ci est soumis à une excitation.

Le matériau sera appelé semi-conducteur si le gap (notée  $E_g$ , unité : eV), ou la distance énergétique entre le bas de la bande de conduction et le sommet de la bande de valence, est inférieur à 2eV. C'est le cas des matériaux Ge, Si, GaAs, InP, Si. Le matériau est considéré comme un semi-conducteur grand gap pour des valeurs supérieures à 2eV [6].

Le carbure de silicium (3.26eV), le nitrure de gallium (3.39eV), le nitrure d'aluminium (6.1eV) ainsi que le diamant (5.45eV) ont des largeurs de gap supérieures à 2eV (voir tableau

## Chapitre I : Les semiconducteurs III-N pour des applications en puissance et en hyperfréquence.

I.1), c'est pourquoi nous parlons de matériaux à grand gap. Pour de très grandes valeurs de gap, on parle de matériaux isolants.

La taille de la bande interdite donne des caractéristiques électriques importantes à chaque semiconducteur. En effet, la largeur de la bande interdite fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations.

La largeur de la bande interdite décroît avec la température et ces variations de la largeur de la bande interdite peuvent être décrites approximativement par la fonction suivante pour des températures supérieures à 300 K [7]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{(a \cdot 10^{-4}) \cdot T^2}{T+b} \quad (\text{I-9})$$

Les valeurs des paramètres  $a$  et  $b$  sont données dans le tableau I-2 pour différents matériaux

semiconducteur	Eg(0) (eV)	a (eV/K)	b (K)
AsGa	1.519	5.405	204
Si	1.17	4.73	636
Ge	0.7437	4.774	235
GaN	3.509	7.32	700
AlN	6.118	17.99	1432

Tableau I.2 : Paramètres de la variation de la bande interdite en fonction de la température [7].

Une étude rapide des caractéristiques des semiconducteurs à grand gap permet de mettre en avant leur influence sur les performances des transistors réalisés à base de ces matériaux. La figure I.3 résume la corrélation entre les propriétés des matériaux et les performances des composants réalisés à partir de ces matériaux.

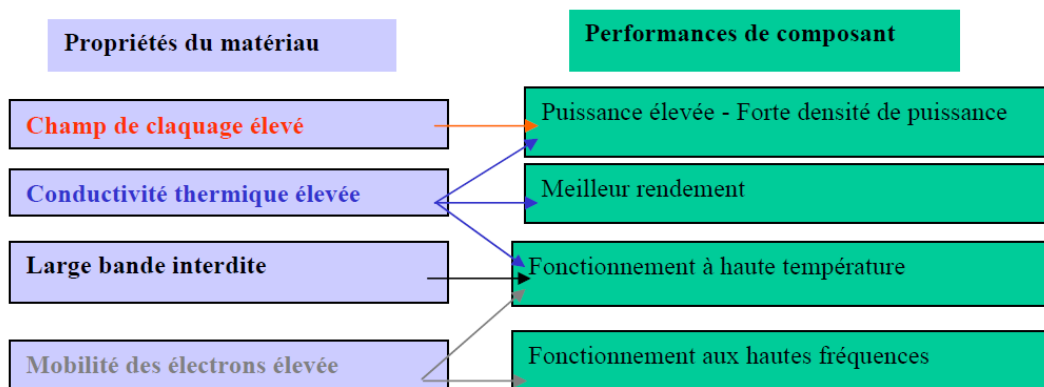


Figure I.3 : Influence des propriétés des matériaux sur les performances des composants.

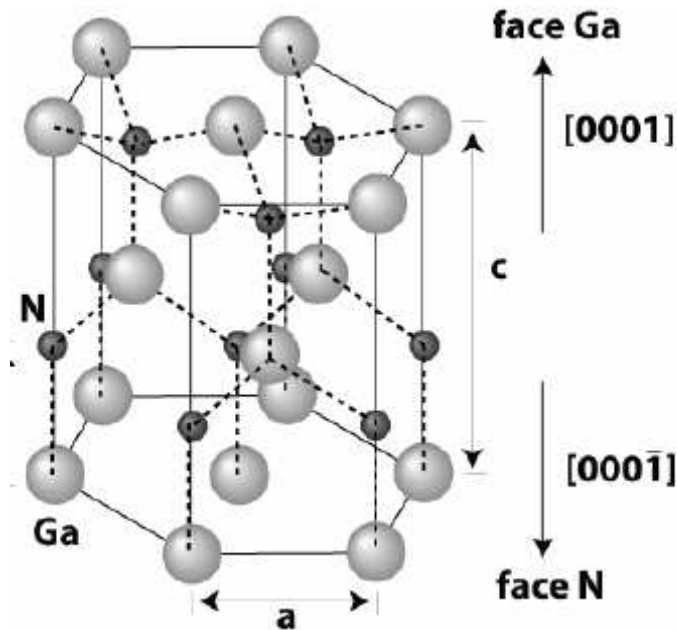
## **I.2 Le nitrure de gallium : un matériau révolutionnaire pour les composants de puissance aux hautes fréquences.**

Les premiers travaux sur le matériau GaN datent des années 70. Cependant, le développement du nitrure de gallium et de ses alliages a longtemps été limité par la mauvaise qualité du matériau obtenu et par les échecs dans les tentatives de dopage p. Les recherches récentes ont, depuis, montré la voie pour l'obtention de matériaux de bonne qualité. Cette étape, ainsi que la mise au point du dopage p ont été déterminantes pour le développement des DEL (diodes électroluminescentes) et des lasers à base de nitrures d'éléments III. Les premières DEL de forte luminosité ont été réalisées en 1994 par Nakamura[8], du groupe NICHIA (Japon). Ces réalisations ont fait du nitrure de gallium l'axe de recherche principal pour l'obtention des émetteurs bleus. Les progrès réalisés ont abouti, en 1998, à la réalisation par NICHIA des premières diodes laser commercialisables à base de GaN [9]. Depuis, les dispositifs à base de nitrures d'éléments III se sont multipliés tant dans le domaine de l'optoélectronique que de la microélectronique hyperfréquence.

### **I.2.1. Structure cristalline du nitrure de gallium**

Le nitrure de gallium cristallise sous deux formes différentes [10], intéressantes pour la microélectronique, mais également pour l'optoélectronique. La première forme cristalline correspond à la structure hexagonale (structure wurtzite). La seconde est la forme cubique (structure zinc-blende). Nous nous intéresserons principalement à la structure wurtzite qui reste la plus stable et donc la plus utilisable. La structure wurtzite a une maille élémentaire hexagonale de paramètres de maille  $a = 0,3188$  nm et  $c = 0,5185$  nm à température ambiante (voir figure. I.4). La maille élémentaire contient six atomes de chaque type. Elle est composée de deux sous réseaux hexagonaux imbriqués l'un dans l'autre, où chaque type d'atome est décalé suivant l'axe  $c$  de 62 % de la maille élémentaire.

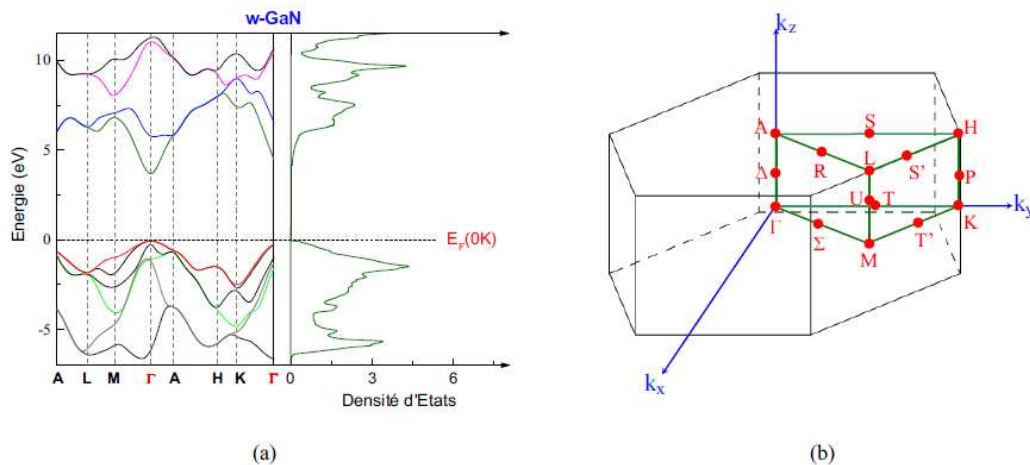
L'axe  $c$  de la structure est un axe polaire ce qui implique deux orientations possibles de la maille (voir figure I.4). L'orientation face gallium, ou [0001], est la plus commune et les échantillons étudiés dans ce travail ont tous cette polarité



**Figure I.4.** Représentation du réseau cristallin du GaN dans sa structure hexagonale de type wurtzite.

### I-2.2. Structure de bandes

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons et les trous en fonction de leur vecteur d'onde. Elles se décomposent en bandes de valence et bandes de conduction (voir figure I.5) [11]. Nous les représentons dans l'espace réciproque et suivant des directions de plus hautes symétries. La densité d'états est représentée au centre de la première zone de Brillouin  $\Gamma$ .





**Figure I.5.** (a) Structure de bandes et densité d'états du w-GaN et (b) Schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal de w-GaN.

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-N considérés. La structure de bandes est directe, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin  $\Gamma$  ( $k = 0$ ). Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons ayant une faible masse effective, donc très mobiles.

Il existe par ailleurs des minima secondaires en bordure de la zone de Brillouin dans la direction  $L-M$  et  $K$ . Ces minima sont beaucoup plus plats, les électrons y ont une masse effective plus grande et donc une plus faible mobilité.

Les principales propriétés physiques des deux composés binaires nitrure d'aluminium (AlN) et nitrure de gallium (GaN), sont regroupées dans le tableau I.1 et comparées à celles du silicium (Si), du carbure de silicium (SiC) et de l'arséniure de gallium (GaAs) [12].

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

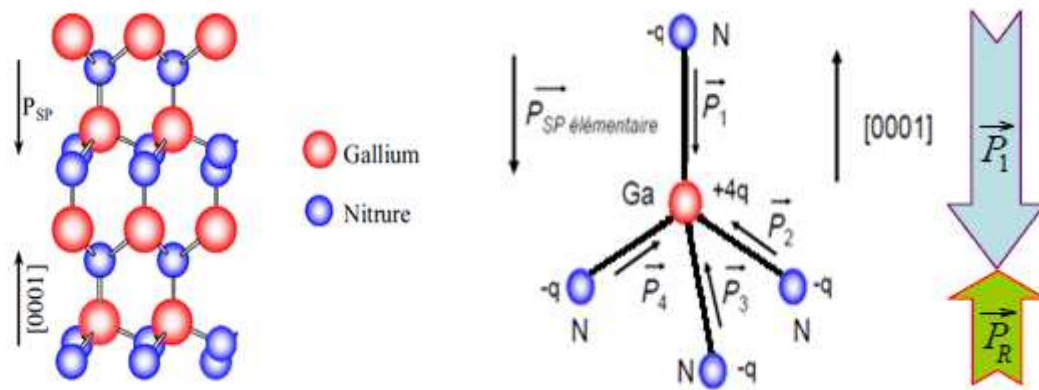
### **I-2.3. Effets de polarisation dans le cristal**

L'une des spécificités des composés d'éléments III-N, comparés aux autres composés III-V tels que les arséniures (GaAs par exemple), est l'existence d'une polarisation spontanée et d'une polarisation piézoélectrique [13]. M. Asif Khan et al. [14] ont été les premiers à

mettre à profit cette propriété pour réaliser le premier transistor AlGaIn/GaN en 1993. O. Ambacher et al. [15] ont expliqué quantitativement les effets induits par les polarisations spontanée et piézoélectrique dans une hétérostructure AlGaIn/GaN (dopée ou non-dopée).

### I.2.3.1. Polarisation spontanée

Les dissymétries de la structure cristalline, associées à un fort facteur d'ionisation de la liaison de covalence métal-nitride [16], entraînent la formation d'un ensemble de dipôles orientés partiellement ou complètement en fonction d'un champ électrique. En effet, le gallium (1,6 eV) est moins électronégatif que l'azote (3 eV). Ainsi une charge négative  $-q$  apparaît autour des atomes d'azote et une charge positive  $+q$  apparaît autour des atomes de gallium. Le matériau est donc le siège d'une polarisation macroscopique  $\vec{P}_{SP}$ , sans qu'une contrainte externe ne soit appliquée [17]. La figure 1.6 ci dessous illustre la polarisation spontanée sur une maille élémentaire de GaN wurtzite face Ga.



**Figure 1.6.** Structure wurtzite du GaN à l'équilibre: Polarisation spontanée.

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

$$\sum_{i=1}^4 \vec{P}_i = \vec{P}_{SP}$$

La figure 1.6 montre la contribution des moments dipolaires autour d'un atome de gallium. La somme vectorielle des moments dipolaires  $\vec{P}_2$ ,  $\vec{P}_3$  et  $\vec{P}_4$ , forme un moment dipolaire  $\vec{P}_R$  parallèle à l'axe  $c$ , c'est-à-dire, parallèle au moment dipolaire  $\vec{P}_1$ , mais de sens opposé (figure.1.6). Pour une structure GaN wurtzite relaxée, le moment dipolaire  $|\vec{P}_1| > |\vec{P}_R|$  entraîne un vecteur de polarisation spontanée  $|\vec{P}_{sp}| = |\vec{P}_1| - |\vec{P}_R|$  qui est non nul et dirigé suivant l'axe de croissance du matériau (0001).

L'effet de cette polarisation spontanée dans le GaN de type wurtzite en volume se traduit par la création d'une succession de dipôles électriques qui sont à l'origine du champ électrique interne  $\vec{E}$  orienté dans la direction opposée à l'axe de croissance (0001) et ceci sans excitation extérieure. Cette attraction entraîne la déformation de la structure tétraédrique et le rapport des paramètres de maille ( $c/a$ ) devient plus faible que la valeur attendue ( $c/a = 1,633$ ).

Les valeurs de la polarisation spontanée ( $\vec{P}_{sp}$ ) et le rapport de maille  $c/a$  pour le GaN, l'AlN et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  sont regroupées dans le tableau I. 3 [17].

Matériaux	w-GaN	w-AlN	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$
$c/a$	1,6259	1,6010	$1,6259 - 0,0249x$
$\vec{P}_{sp}(\text{C/m}^2)$	-0,029	-0,081	$-0,052x - 0,029$

**Tableau I.3.** Valeurs de polarisation spontanée dans le GaN, l'AlN et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ .

La charge liée à la polarisation spontanée dans un cristal AlGaN peut-être calculée en fonction de la fraction molaire d'aluminium, notée  $x$ , par une relation linéaire utilisée par Ambacher [17]

$$P_{sp}(x) = xP_{sp}(\text{AlN}) + (1 - x)P_{sp}(\text{GaN}) \quad (\text{I-10})$$

En conclusion, un échantillon de GaN wurtzite épitaxié suivant l'axe  $c$  présente des densités de charges fixes identiques mais de signes opposés.

### I-2.3.2. Polarisation piézoélectrique

Sous l'effet d'une contrainte mécanique extérieure, dans le GaN comme dans tout matériau semi-conducteur à phase wurtzite, une polarisation piézoélectrique est induite. Cette polarisation est due à la déformation des liaisons covalentes entre l'atome de gallium et ses voisins d'azote. La contrainte mécanique peut être extensive ou compressive. Dans nos travaux sur les HEMT, la couche GaN des hétérostructures est entre environ 100 fois plus épaisse que la couche AlGaN, au point de la considérer relaxée de toute contrainte mécanique. La polarisation piézoélectrique des alliages ternaires AlGaN est modélisée selon le formalisme de Hooke [17]. On en retient l'équation (I-11).

$$P_{PZ} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (I-11)$$

$a$  le paramètre de maille du matériau contraint et  $a_0$  le paramètre de maille du matériau relaxé ;  $e_{31}$  et  $e_{33}$  sont des constantes piézoélectriques;  $C_{13}$  et  $C_{33}$  sont des constantes élastiques.

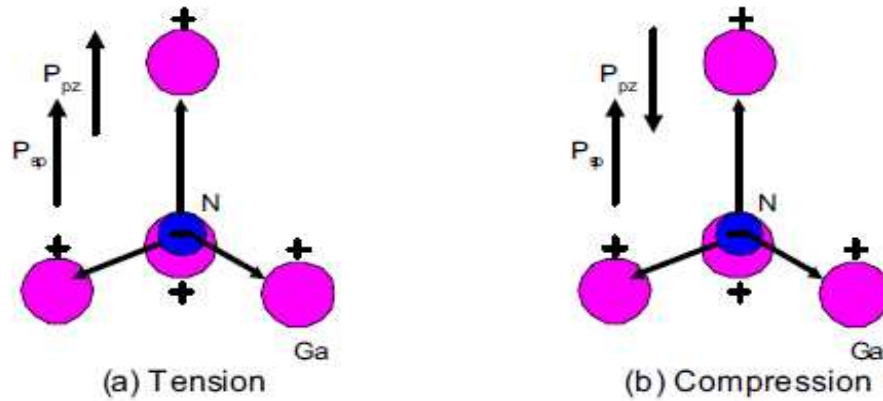
Le tableau I.4 présente les paramètres de polarisation piézoélectrique pour les matériaux à base de semiconducteur III-N à large bande interdite [18] utiles à notre étude.

Matériaux	AlN	GaN	Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N
$a_0$ (nm)	0,3112	0,3189	-0,0077x+ 0,3189
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0,60	-0,49	-0,11x - 0,49
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	1,46	0,73	0,73x + 0,73
$c_{11}$ (GPa)	396	367	29x + 367
$c_{12}$ (GPa)	137	135	2x + 135
$c_{13}$ (GPa)	108	103	5x + 103
$c_{33}$ (GPa)	373	405	-32x + 405

**Tableau 1.4** Paramètres de polarisation piézoélectrique pour les matériaux à base de semiconducteur III-N à large bande interdite.

Dans le cas où la couche de GaN est soumise à une contrainte biaxiale en tension ( $a > a_0$ ) : le rapport  $c/a$  décroît créant une polarisation piézoélectrique dans le même sens que la polarisation spontanée (Fig.1.7 (a)). Au contraire, si elle est soumise à une contrainte

compressive ( $a < a_0$ ) : le rapport  $c/a$  augmente créant une polarisation opposée à la polarisation spontanée (Fig. 1.7 (b)).



**Figure 1.7.** Sens de la polarisation piézoélectrique dans le GaN pour deux contraintes données : (a) en tension et (b) en compression.

La polarisation totale d'un matériau à base de GaN est égale à la somme des polarisations piézoélectrique et spontanée.

### I.3. Substrats utilisés pour la croissance du nitrure de gallium

Contrairement aux semiconducteurs tels que le Si ou le GaAs, il n'existe jusqu'alors, que peu de substrats de GaN monocristallins massifs disponibles dans le commerce et ils sont un peu chers. Le développement de cette filière a été opéré sur des substrats choisis en fonction de paramètres liés aux conditions de croissance et de manière à minimiser le fort désaccord en paramètre de maille avec le GaN. Les tests ont été réalisés sur les substrats de saphir ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), de carbure de silicium (SiC) et de Si [19, 20, 21].

Le tableau I-5 présente leurs principales caractéristiques physiques, tandis que le tableau I-6 résume les avantages et les inconvénients des principaux substrats utilisés pour l'épitaxie du GaN.

Substrats	Structure cristalline	Paramètres de maille (Å)	Conductivité thermique (W/m·K)	Coefficients de dilatation thermique	
				$\Delta a/a (\times 10^{-6} \text{K}^{-1})$	$\Delta c/c (\times 10^{-6} \text{K}^{-1})$
$\text{Al}_2\text{O}_3$	Hexagonale	$a = 4,76 ; c = 12,99$	50	7,5	8,5
4H-SiC	Wurtzite	$a = 3,08 ; c = 15,12$	370	4,2	4,68
Si (111)	Cubique	$a = 5,43$	150	3,59	3,59

**Chapitre I :** Les semiconducteurs III-N pour des applications en puissance et en hyperfréquence.

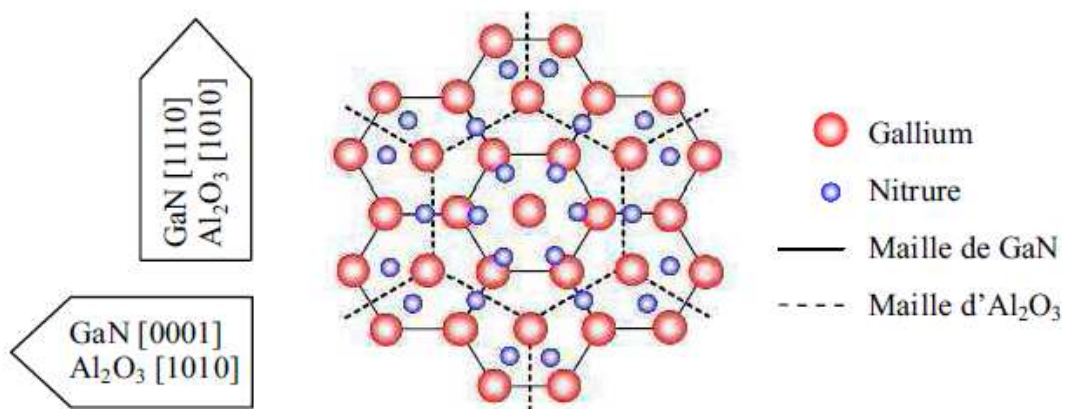
**Tableau I-5 :** Caractéristiques cristallographiques et conductivités thermiques des substrats utilisés pour la croissance du GaN [19, 20, 21].

	Avantages	Inconvénients
<b>Saphir</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>-coût acceptable</li> <li>-Grand stabilité thermique</li> <li>-Transparence               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ optoélectronique</li> <li>→ compression résiduelle forte à 300K</li> <li>→ épaissement des couches possible</li> </ul> </li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Mauvais conducteur thermique               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ limite le développement des dispositifs de puissance</li> </ul> </li> <li>- Important désaccord paramétrique / GaN</li> <li>- Important désaccord thermique / GaN               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ courbure importante du substrat</li> </ul> </li> <li>-Diffusivité possible d'impureté oxygène provenant du substrat</li> </ul>
<b>SiC</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Très bon conducteur thermique               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ dispositifs de puissance</li> </ul> </li> <li>- désaccord paramétrique raisonnable / GaN</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Coût important</li> <li>- Absorption d'une partie du spectre visible               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ limite le développement des dispositifs optoélectroniques</li> </ul> </li> <li>- Coefficient de dilatation thermique &lt; GaN               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ contrainte extensive lors du refroidissement</li> <li>risque de fissuration</li> <li>épaississement des couches limité</li> </ul> </li> <li>-Diffusivité possible d'impureté silicium provenant du substrat</li> </ul>
<b>Si</b>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Coût faible</li> <li>- Disponibilité en grande taille</li> <li>- Bonne conduction thermique               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ composants de puissance</li> </ul> </li> <li>- Gravure chimique possible               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ microsystemes, membranes, ...</li> </ul> </li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Important désaccord paramétrique / GaN</li> <li>- Important désaccord thermique / GaN               <ul style="list-style-type: none"> <li>→ contrainte extensive lors du refroidissement</li> <li>risque de fissuration</li> <li>épaississement des couches limité</li> </ul> </li> <li>-Diffusivité possible d'impureté silicium provenant du substrat</li> </ul>

**Tableau I-6 :** Résumé des avantages et des inconvénients des principaux substrats utilisés pour l'épitaxie de GaN.

### I.3.1. Le saphir

Le saphir est le premier substrat à avoir été utilisé pour la croissance du GaN. Ce substrat présente l'avantage d'être bon marché par rapport au substrat SiC, d'être un bon isolant et facilement disponible. Il est facilement disponible sur deux pouces avec un coût relativement faible. Malheureusement, le saphir présente une faible conductivité thermique et surtout un grand désaccord de maille avec le GaN [22]. Ce désaccord de maille est de à 14 % lors d'une croissance suivant l'axe  $c$ . Cela s'explique par le fait que pendant la croissance, il se produit une rotation de  $30^\circ$  de la maille du GaN par rapport à la maille du saphir comme le montre la figure I.8.



**Figure 1.8.** Orientation prise lors de l'épitaxie du GaN sur saphir.

Malgré les grandes différences en termes de paramètre de maille (14 %) et de dilatation thermique (de l'ordre de 35 %) entre le saphir et le GaN, ce substrat a été largement utilisé

pour la croissance du GaN ces dernières années. Il a ainsi permis d'optimiser une technologie de composants en optoélectronique et en électronique.

### I.3.2. Le silicium

Le Si (111) "Résistance élevée" ( $> 20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ ) offre l'avantage d'une grande disponibilité en taille associée à un coût très compétitif vis-à-vis des autres substrats d'accueil, une conductivité thermique de  $150 \text{ W/m}\cdot\text{K}$  à température ambiante. Néanmoins, la croissance du GaN est plus ardue et le désaccord en paramètre de maille avec GaN est encore plus élevé (17 % au mieux). Le taux de dislocations est supérieur à  $10^9 \text{ cm}^{-2}$  et la particularité de ces couches est de présenter une contrainte résiduelle élevée qui a tendance à former une mosaïque de craquelures en surface. Pour limiter la formation des dislocations et des craquelures beaucoup plus importantes qu'avec le saphir, il a fallu développer une technique de croissance différente. Les épitaxies de GaN réalisées sur les substrats de silicium intègrent une couche de nucléation complexe, composée d'un empilement. Cet empilement est constitué d'une succession de couches GaN/AlN épitaxiées dans des conditions de croissance optimisées [23].

### I.3.3. Le carbure de silicium

Le SiC est le substrat le plus prometteur pour la réalisation des dispositifs de puissance. Il présente un désaccord de maille de 4 % avec le GaN. Il est très stable thermiquement, avec une excellente conductivité thermique. Les couches de GaN épitaxiées sur ce type de substrat présentent une bonne qualité cristalline avec un taux de dislocation de l'ordre de  $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$ . Étant donné que l'AlN présente un désaccord de maille plus faible avec le GaN et un coefficient de dilatation thermique identique avec le SiC, la qualité cristalline est encore améliorée par l'épitaxie d'une couche tampon (couche de nucléation) en AlN entre le SiC et le GaN. Ainsi, la mobilité des électrons est plus élevée. La conductivité thermique du SiC est relativement très élevée, ce qui le rend très attractif pour les applications de puissance. Cependant, le coût de ce substrat reste toujours très élevé.

### I.3.4. Les substrats composites



Les substrats dénommés “composites” constituent une nouvelle approche récente et innovante pour pallier au coût élevé du SiC et conserver en partie de bonnes propriétés thermiques et un faible désaccord en paramètre de maille avec le GaN. Ces substrats sont fabriqués à partir de la technologie SmartCut™ développée par la société SOITEC : Le SopSiC (mono-silicon/poly-SiC) est constitué d’une fine couche de silicium (111) sur un substrat de SiC polycristallin. Le SiCopSiC (mono-SiC/poly-SiC) est de même nature sauf que la première couche correspond au SiC monocristallin. Dans les deux cas, le procédé de fabrication nécessite l’introduction d’une fine couche de SiO<sub>2</sub> entre les deux matériaux. Ce procédé permet de réaliser des couches tampon de GaN d’excellente qualité cristallographique. La couche de SiC polycristallin permet une meilleure dissipation de la chaleur qu’avec un substrat en saphir ou en Si, mais la fine couche de SiO<sub>2</sub> peut constituer une limitation pour la dissipation thermique. Cette technologie devrait être très compétitive pour une utilisation dans les applications de puissance à moindre coût.

#### 1.3.5. Le diamant

Le management thermique du composant est un défi considérable mobilisant de nombreuses équipes. La dissipation de la chaleur dans les composants de puissance est essentiellement liée à la conductivité thermique du substrat. C’est pourquoi, l’utilisation d’un substrat de diamant polycristallin a été récemment exploitée pour la fabrication de HEMTs GaN. En effet, le diamant possède une excellente conductivité thermique de l’ordre de 2000 W/m·K à température ambiante (six fois meilleure que le SiC) et devrait permettre d’améliorer les performances des transistors. Cette technique s’apparente à une technologie à couche reportée précédente à la différence que le SiC polycristallin est remplacé par un dépôt de diamant polycristallin épais. Cette nouvelle filière innovante présente de nombreux inconvénients notamment liés au coût et à la qualité du GaN épitaxié sur le Si. La viabilité économique reste à démontrer [24].

### **I.4 La croissance des nitrures d’éléments III**

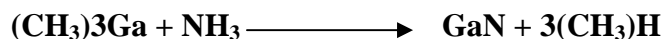
Une présentation de toutes les techniques de croissance dépasserait le cadre de ce travail, nous nous bornerons donc à présenter les méthodes qui ont été utilisées dans la filière GaN.

### **I.4.1 Techniques d'épitaxie employées dans la filière GaN**

Les deux principales techniques d'épitaxie utilisées dans la filière GaN sont la MOVPE (Metal Organo Vapor Phase Epitaxy) et la MBE (Molecular Beam Epitaxy). La première présente une bonne vitesse de croissance et la deuxième, à faible vitesse de croissance, offre un très bon contrôle de l'épaisseur des couches déposées. Le choix de l'épitaxie peut permettre de choisir l'orientation du cristal de GaN ou de l'AlGaN. Une autre technique d'épitaxie dérivée de la MOVPE, appelée HVPE (Hybrid Vapor Phase Epitaxy), est employée dans la réalisation de substrats en GaN massif, grâce à sa très grande vitesse de croissance.

#### **a. Croissance MOVPE**

La technique MOVPE (Metal Organo Vapor Phase Epitaxy), encore appelée MOCVD (MetalOrganic Chemical Vapor Deposition) est une technique d'épitaxie réalisée sous pression atmosphérique. Les gaz circulent sur le substrat qui est maintenu à une température élevée. Dans la croissance MOVPE du GaN, le précurseur le plus approprié pour l'azote est l'ammoniac ( $\text{NH}_3$ ), alors que du Trimethylgallium (TMGa) ou du Triethylgallium (TEGa) peuvent être utilisés pour la source de Gallium. La croissance MOVPE du GaN nécessite une forte pression de  $\text{NH}_3$  et une température de croissance élevée (~1000 à 1100°C). La chambre de croissance doit être spécialement dessinée pour permettre les réactions primaires entre l'ammoniac et les alkyls de gallium. L'équation régissant la réaction chimique de la formation du GaN est :



La croissance de la couche AlGaN utilise une méthode qui consiste à combiner simultanément du Trimethylaluminium (TMAI) avec du TMGa comme décrit dans l'équation suivante. En ajustant la composition de la phase gazeuse du TMAI et du TMGa, on peut contrôler la composition solide obtenue [25]. L'équation régissant la réaction chimique de la formation de AlGaN est :



Les points forts de cette technique de croissance sont une qualité cristalline élevée des couches épitaxiées, ainsi qu'un rendement plus élevé par rapport à l'épitaxie par jets moléculaires (MBE). Elle permet également de privilégier la croissance latérale.

Les points faibles de cette technique sont une précision plus faible de l'épaisseur des couches que celle offerte par la MBE, ainsi qu'une plus grande pollution du fait de l'utilisation de gaz nocifs en grandes quantités.

### **b. Croissance MBE**

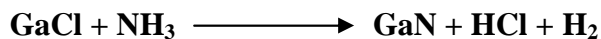
La MBE (Molecular Beam Epitaxy) est une technique d'épitaxies réalisée sous ultravide. Le principe consiste à provoquer la condensation de flux atomiques ou moléculaires obtenus par évaporation de sources solides sur un substrat mono cristallin. La MBE conventionnelle ne peut pas être utilisée pour la croissance du GaN, car l'azote ne peut pas être dissocié en utilisant des cellules d'effusion classiques. Une cellule d'effusion est un dispositif constitué d'un creuset et d'un four, qui permet d'évaporer le matériau placé dedans. Différents types de cellules d'effusion existent selon la nature des matériaux à évaporer. Dans la croissance MBE du GaN, un faisceau de Ga sous forme de vapeur produit par une cellule d'effusion et de l'azote actif sont directement dirigés sur le substrat chaud pour former le film de GaN. La chambre de bâti MBE peut être également équipée avec des cellules de Si ou de Mg pour le dopage de type n ou p, aussi bien que d'Al pour la croissance d'AlGaN. L'ammoniac est la source d'azote actif la plus utilisée. L'azote actif doit être dissocié en azote atomique dans des cellules de dissociation à haute température. Des composés métallo-organiques peuvent être utilisés comme sources des éléments du groupe III qui peuvent réagir avec l'ammoniac près du substrat chaud pour former le GaN et ses différents alliages. Ces différentes sources ont inspiré des techniques de MBE hybrides, comme la Metal Organic MBE (MOMBE), la Chemical Beam Epitaxy (CBE), et la Plasma Assisted MBE (PAMBE) [20].

La technique MBE fournit un très bon contrôle des paramètres de croissance (au niveau de la mono couche) en temps réel et permet la réalisation d'hétéro-structures avec un contrôle très précis de l'épaisseur et du profil de dopage des couches, ainsi que de leur composition. Cependant, cette technique de croissance présente plusieurs limitations, comme un rendement de production faible, en raison de la faible vitesse de croissance de l'ordre de 1µm/h, soit une

mono couche par seconde, ou encore comme une forte densité de défauts en surface liée à des résidus de gallium.

### c. Croissance HVPE

L'épitaxie HVPE (Hybrid Vapor Phase Epitaxy) est une technique dérivée de la MOVPE, la source de gallium est cependant différente. Les réacteurs utilisés pour la HVPE possèdent deux zones, qui sont une zone de source et une zone de croissance. Des gaz HCl et NH<sub>3</sub> sont injectés dans le réacteur à travers la zone de source. De l'azote est utilisé comme gaz porteur pour le HCl et le NH<sub>3</sub>. Dans la zone de source, où la température est de 860°C, HCl passe dans une zone contenant du Ga à l'état solide, pour former du GaCl, qui est ensuite injecté dans la zone de croissance. Il rentre alors en réaction avec le NH<sub>3</sub> à la surface du substrat pour former du GaN. L'équation régissant la réaction chimique de la formation du GaN est :



La température de croissance est habituellement comprise entre 950 et 1050°C. Le saphir est le substrat le plus souvent utilisé pour la croissance de couches épaisses de GaN par HVPE. De manière à augmenter la densité de nucléation de la couche de GaN sur le saphir [0001], un prétraitement au GaCl peut être fait, ou une couche tampon en ZnO peut être déposée. L'épitaxie HVPE avec sa vitesse de croissance élevée (> 200 µm/h) apparaît comme une technique très attractive pour la production de couches de GaN épaisses (> 230 µm), pour former des wafers de bonne qualité.

### I.4.2 Avantages et inconvénients des différentes techniques d'épitaxie

De ces trois techniques, la MBE est celle qui permet de déposer des couches ultra minces tout en contrôlant parfaitement la concentration de dopage des couches, la MOVPE est la plus courante, et la HVPE est celle qui présente la vitesse de croissance la plus élevée. Le tableau I.8 résume les principaux avantages et inconvénients de ces trois techniques d'épitaxie [25].

<b>Epitaxie</b>	<b>Avantages :</b>	<b>Inconvénients :</b>
<b>MBE</b>	Haute pureté du substrat. Environnement libre en hydrogène. Réalisation d'interfaces abruptes. Possibilité d'utiliser un plasma ou un laser	Besoin d'ultra vide. L'azote ne peut être directement utilisé pour la croissance du GaN. L'azote doit être d'abord décomposé pour réagir avec la surface du substrat de manière à former

## Chapitre I : Les semiconducteurs III-N pour des applications en puissance et en hyperfréquence.

	pour assister la croissance. Faible température.	le GaN. Faible vitesse de croissance (1µm/h). Faible capacité de production, très cher.
<b>MOVPE</b>	Haute vitesse de croissance. Réalisation d'interfaces abruptes. Possibilité de croissance d'aires de grande taille. Contrôle de l'épaisseur in-situ. Bonne capacité de production. Très haute qualité de film. Coût intermédiaire.	Nécessite une grande quantité de NH <sub>3</sub> . Le dopage de type p par Mg entraîne la formation de complexes Mg-H qui nécessitent un procédé technologique supplémentaire pour être active. Haute température.
<b>HVPE</b>	Technique de croissance simple. Très approprié pour les films GaN épais grâce à la très grande vitesse de croissance (>200µm/h). Intérêt accru pour produire des couches tampons épaisses, avec des contraintes relaxées. Bonne qualité des films.	Très haute température de croissance du procédé, entre 1000 et 1200°C, entraînant une forte concentration d'impuretés de type Si ou O. Atmosphère sous Hydrogène. Pas d'interface abrupte.

**Tableau I.8** : Avantages et inconvénients de la MBE, de la MOVPE, et de la HPVE, pour la croissance de GaN [25]

### I-5 Etat de l'art et applications des HEMT et d'autres hétérostructures à base de GaN

Ces dernières années, les performances en fréquence et en puissance des transistors HEMT III-N n'ont cessé de progresser grâce à des améliorations progressives des techniques de croissance, de la qualité des matériaux épitaxiés, des procédés technologiques et des topologies des composants optimisées. Les améliorations successives ont permis d'atteindre aujourd'hui des densités de puissance de sortie de l'ordre de 30-40 W/mm [26], [27] (plus de 10 fois supérieures à celles obtenues par la filière GaAs), et des fréquences de coupure  $f_c$  et d'oscillation maximum  $f_{max}$  d'environ 200 GHz, étendant ainsi les applications aux ondes millimétriques. Le tableau I.9 ci-dessous donne un bref état de l'art des performances des transistors HEMT III-N épitaxiés sur substrat Silicium (Si) et Carbure de Silicium (SiC) :

Substrat	année	Lg (nm)	I <sub>dmax</sub> (A/mm)	Gm max (mS/mm)	Fc (GHz)	Fmax (GHz)	Ps (W/mm)	Gp (dB)
Si(111)	2003	250	1.1	240	27	81	6.6	18
	2004	700	1	200	18	31	12	15.3
	2004	170	0.55	215	46	92		
	2004	300	0.85	220	24	47	7	9.1
	2006	250	1	250	50	100	5.1	9.1
SiC	2004	700	1.2	200			12	7
	2005	250	1.4	437	41	63	9.1	5.8
	2006	100						
	2007	150	1.3	490	92	148	4.11	16

**Chapitre I :** Les semiconducteurs III-N pour des applications en puissance et en hyperfréquence.

---

**Tableau I.9 :** Etat de l'art des performances de transistors HEMT AlGaIn/GaN réalisés sur substrat Si(111) et SiC [27], [28], [29], [30], [31], [32], [33].

Avec :  $G_p$  : Le gain en puissance

$P_s$  : la puissance absorbée par la charge présentée en sortie du transistor

$F_{max}$  : La fréquence d'oscillation maximale

$F_c$  : fréquence de coupure

$L_g$  : longueur de grille

$I_{dsmax}$  : le courant drain maximal

$G_{mmax}$  : la transconductance maximum, **PAE** : Le rendement de puissance ajoutée.

➤ *Fiabilité*

De nombreux mécanismes de défaillance peuvent être à l'origine de dégradations des performances du transistor HEMT. Différents tests de stockage thermique, de contraintes électriques ou d'agressions électrostatiques permettent de mesurer, de quantifier et de mettre en défaut la robustesse du composant. Les défaillances communément observées ne sont pas seulement liées à la qualité intrinsèque du matériau épitaxié et à sa dégradation éventuelle, mais résultent également du traitement technologique lui-même via la dégradation des contacts ohmique et Schottky, ou encore la fragilisation du matériau au cours des étapes technologiques (recuits, gravure, métallisation, passivation, etc).

Malgré les performances supérieures démontrées par les composants III-N comparées à celles des filières conventionnelles Si et GaAs, la commercialisation des dispositifs HEMTs III-N est encore limitée par la dispersion, les effets d'échauffement, les contraintes dans les hétérostructures, les défauts et les pièges profonds, ainsi que les états de surface. Autant d'obstacles à la commercialisation de composants à base de nitrures d'éléments III avec une fiabilité conforme aux conditions des secteurs d'applications visés. Le traitement technologique a pris une place prépondérante aujourd'hui et la question qui se pose à présent est de savoir dans quelle mesure la qualité des couches épitaxiées a un impact sur la fiabilité du composant.

## **Conclusion**

Ce premier chapitre a pour objectif de présenter aux lecteurs la filière GaN, en décrivant, les propriétés générales du matériau, les deux types d'hétéro-structure les plus utilisés, le fonctionnement du HEMT sur GaN, les différents procédés de fabrication, en terminant par les applications et les performances de cette nouvelle filière. Ces connaissances sont nécessaires pour situer les technologies étudiées pendant ces travaux par rapport à l'état de l'art de la filière GaN. Les HEMTs en Nitrure de Gallium sont donc très prometteurs pour les applications haute puissance aux hautes fréquences, et en milieu hostile. Les progrès de cette filière sont très rapides, grâce notamment à l'expérience acquise sur GaAs. L'intérêt croissant suscité par cette nouvelle filière se traduit par une augmentation sans cesse croissante des publications dédiées au GaN. Comme nous l'avons vu, plusieurs types de substrats peuvent être utilisés en raison de la difficulté à obtenir du GaN massif. Le deuxième chapitre est consacré au fonctionnement du HEMT sur GaN, les applications et les performances de cette filière.



## Références du Chapitre I

- [1] O. Ambacher, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 31, 2653 (1998).
- [2] J. L. Hudgins, G. S. Simin, E. Santi, and M. A. Khan, *IEEE Transactions on Power Electronics*. 18. 3 (2003).
- [3] G. Wiedemann, R. Franz, *Über die Wärme-Leitungsfähigkeit der Metalle*, [Annalen der Physik und Chemie](#), 89. 139, Nr 8. 1853.
- [4] O. Bonnaud, Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes, Juin 2003.
- [5] Giacinta Parish, dissertation of PhD in Electrical, university of California (2003).
- [6] N. Ghalichechian, ENEE793, Solid State Electronics Fall (2002)
- [7] S.M. Sze, "Semiconductor Devices - Physics and Technology", 1985, ISBN0-471-87424-8
- [8] S. Nakamura, T. Mukai, M. Senoh. *J. Appl. Phys*, 76, 8189 (1994).
- [9] S. Nakamura, M. Senoh, S.I. Nagahama, N. Iwasa, T. Yamada, T. Matsushita. *Appl. Phys. Lett.*, 72, 211 (1998).
- [10] S. Yu. Davydov, *Semiconductors*, 36, 1, 41 (2002).
- [11] Y. C. Yeo, *J. Appl. Phys*, 86, 1429 (1998).
- [12] G. Popovici, Edited by B. Gil, Oxford, *Clarendon Press* (1998).
- [13] F. Sacconi, A. Di Carlo, P. Lugli, H. Morkoç, *IEEE Trans. Electron Devices*, 48, 3450 (2001).
- [14] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattarai, D. T. Olson, *Appl. Phys. Lett.*, 62, 1786 (1993).
- [15] O. Ambacher, B. Foutz, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, A. Mitchell, M. Stutzmann, *J. Appl. Phys.*, 87, 334 (2000).
- [16] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck, *J. Appl. Phys.* 85, 3222 (1999).
- [17] H. Morkoc, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley-VCH, 1 (2008) ISBN: 978-3-527-40838-2
- [18] Chu, *Thesis M.Sc.*, Hong Kong University of Science and Technology, 2004.

- [19] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoel, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquiere, J. C. D. Jaeger and S. Delage, *IEEE Electron Device Letters* 27, 7 (2006).
- [20] F. Semond, Y. Cordier, N. Grandjean, F. Natali, B. Damilano, S. Vézian and J. Massies, *Physica Status Solidi (a)* 188, 501 (2001).
- [21] S. Joblot, F. Semond, Y. Cordier, P. Lorenzini and J. Massies, *Applied Physics Letters* 87, 133505 (2005).
- [22] M. Tchounkeu, "Optical Properties of GaN Epilayers on Sapphire", *J. Appl. Phys.*, 80, 352(1996).
- [23] F. Semond, Y. Cordier, N. Grandjean, F. Natali, B. Damilano, S. Vezian, J. Massies, *Phys Status Solidi A*, 188, 501 (2001).
- [24] D. C. Dumka, P. Saunier, *TriQuint semiconductor*, 500 W. Renner Road, Richardson, USA IEEE, 2007.
- [25] Nasser N.M, Ye Zhi zhen, Li Jiawei and Xu Ya bou. *Journal of Microwaves and Optoelectronics*, 2, 3(2001).
- [26] Y. F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra and P. Parikh, *IEEE Electron Device Letters* 25, 117 (2004).
- [27] Y. F. Wu, M. Moore, A. Saxler, T. Wisleder and P. Parikh, *Device Research Conference*, 64th, 151 (2006).
- [28] R. Behtash, H. Tobler, M. Neuburger, A. Schurr, H. Leier, Y. Cordier, F. Semond, F. Natali and J. Massies, *IEEE Electronics Letters* 39, 626 (2003).
- [29] J. W. Johnson, E. L. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J. C. Roberts, J. D. Brown, S. Singhal and K. J. Linthicum, *IEEE Electron Device Letters* 25, 459 (2004).
- [30] A. Minko, V. Hoel, S. Lepilliet, G. Dambrine, J. C. De Jaeger, Y. Cordier, F. Semond, F. Natali and J. Massies, *IEEE Electron Device Letters* 25, 167 (2004).
- [31] D. C. Dumka, C. Lee, H. Q. Tserng, P. Saunier and M. Kumar, *IEEE Electronics Letters*. 40, 1023 (2004).
- [32] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoel, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquiere, J. C. D. Jaeger and S. Delage, *IEEE Electron Device Letters* 27, 7 (2006).
- [33] Y. Pei, F. Recht, N. Fichtenbaum, S. Keller, S. P. DenBaars and U. K. Mishra, *IEEE Electronics Letters* 43, 1466 (2007).
- [34] V. Kumar, G. Chen, S. Guo, B. Peres, I. Eliasevich and I. Adesida, *IEEE Electronics Letters* 41, 1080 (2005).

# **Chapitre II**

**Les HEMTs (Al,Ga)N/GaN  
Principe de fonctionnement et optimisation  
des caractéristiques**

**I- Introduction :**

Depuis la première observation d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) dans l'hétérojonction (Al,Ga)N/GaN en 1992 [1] et les premières performances en régime statique (DC) en 1993 [2] et en régime dynamique (RF) en 1996 [3], les domaines d'application du HEMT (Al,Ga)N/GaN ne cessent de se multiplier (HEMT = High Electron Mobility Transistor). De plus en plus, les applications faible bruit et faible consommation font partie de son domaine de prédilection, mais les hautes fréquences restent son application principale. C'est la maîtrise des techniques de croissance cristalline des composés III-N qui, ajoutée à la plus grande utilisation de l'hétérojonction (Al,Ga)N/GaN, a permis le développement du HEMT III-N dont les propriétés pourront permettre l'amplification de puissance en bande K et Ka (26 – 40GHz ) voir figure (II-1). Dans ces bandes de fréquences, les applications, les plus courantes sont dédiées à la communication satellite civile. Afin d'expliquer de manière théorique l'intérêt de ce type de composant, nous aborderons le fonctionnement du transistor HEMT, nous présenterons également une modélisation de ce dernier pour qu'il nous soit alors possible d'établir des projections sur la topologie des transistors HEMTs utilisant les hétérostructures AlGaN/GaN.

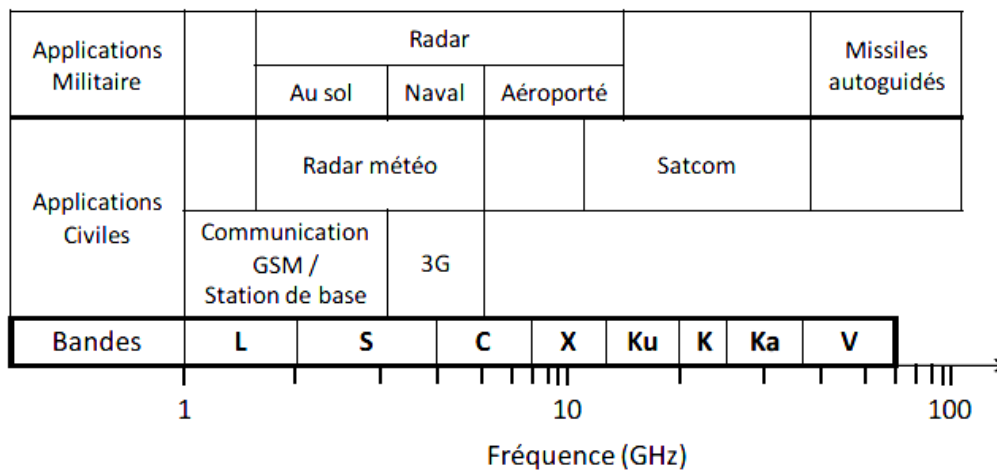


Figure II-1 – Gammes et appellations des différentes bandes radio fréquences (RF) et micro-ondes [4].

## **II –Principe de fonctionnement**

### **II. 1 LES TRANSISTORS A EFFET DE CHAMPS :**

Le transistor à effet de champ, nommé FET ou TEC repose sur le fonctionnement d'un dispositif semi-conducteur unipolaire c'est-à-dire qu'il y a un seul type de porteur qui intervient. Donc, pour une utilisation aux 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 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, dont nous citons.

- J-FET : grille à jonction pn.
- MOSFET : grille métallique isolée de la couche active par un oxyde.
- MESFET : grille métallique Schottky.

Le dernier type attire particulièrement notre attention puisque le principe de fonctionnement du HEMT est identique à celui d'un transistor à effet de champ à grille Schottky de type MESFET [5].

#### **II. 1.1 Le MESFET : principe et limites**

##### **II. 1.1.1 Structure du MESFET**

Comme le montre la figure II-2, le MESFET GaAs est d'abord constitué d'un substrat d'arséniure de gallium semi-isolant, celui-ci assure essentiellement un support mécanique pour le reste de la structure. La couche active est constituée de GaAs dopé n (le canal). On trouve également deux zones fortement dopées sous les électrodes de source et de drain pour minimiser les résistances de contact. Viennent enfin les dépôts métalliques constituant les trois électrodes classiques du transistor à effet de champ : les contacts ohmiques de source et de drain et la grille Schottky.

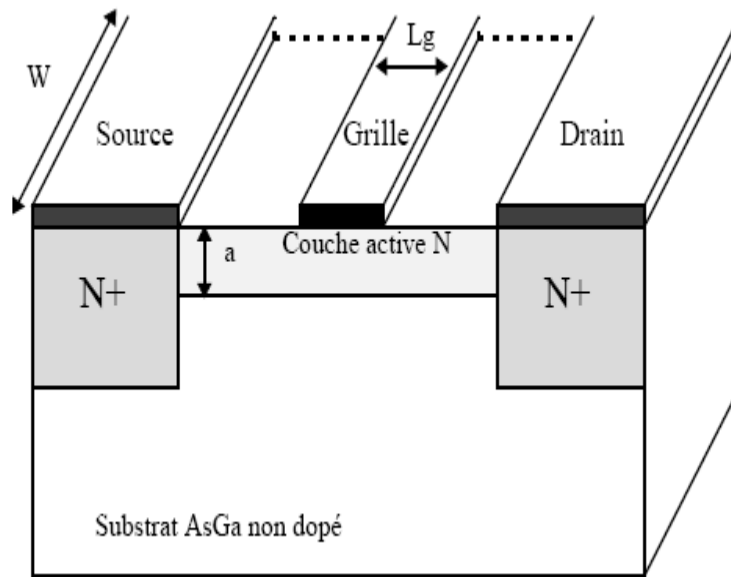


Figure II-2 : Coupe schématique d'un MESFET GaAs.

### II. 1.1.2 Principe de fonctionnement du MESFET.

Le principe du MESFET [6] repose sur la modulation du courant drain source dans le canal, par le contact Schottky constituant l'électrode de grille.

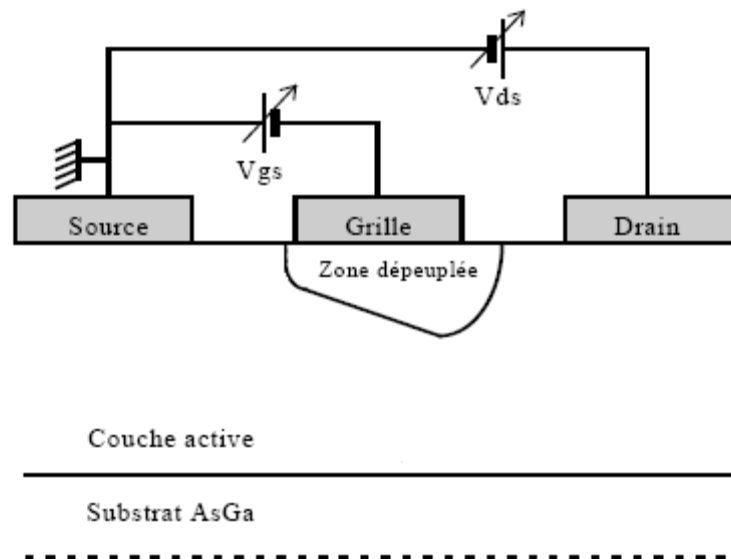


Figure II-3 : Vue en coupe et polarisation du MESFET GaAs.

Le contact de grille étant de type Schottky, on a la formation d'une zone désertée (ou dépeuplée) dans le canal sous la grille, dite zone de charge d'espace (ZCE). Le contrôle de la

conduction dans le canal s'effectue en faisant varier l'épaisseur de la zone dépeuplée sous la grille ce qui module le courant.

- En régime de fonctionnement normal, le drain est polarisé positivement par rapport à la source, et la grille est polarisée négativement (toujours par rapport à la source) (figure II-3).

- A tension de drain fixée, la polarisation négative de la grille a pour effet d'augmenter l'extension de la zone de charge d'espace dans la couche active, diminuant ainsi le courant.

Lorsque la tension de grille est suffisamment négative, la ZCE vient complètement obstruer le canal ne laissant ainsi plus passer le courant. Le transistor est alors pincé.

- A tension de grille fixée, l'augmentation de la tension positive de drain crée un champ électrique dans le canal. Ce champ entraîne les électrons de la source vers le drain, établissant ainsi un courant de drain  $I_d$ . La différence de potentiel entre la grille et le canal étant plus faible à l'extrémité située près de la source que du côté drain, le canal est plus étroit à proximité du drain. De par la mobilité électronique élevée dans le matériau GaAs formant le canal. Ces composants permettent une bonne montée en fréquence par rapport à ceux à base de silicium. Mais pour accroître ces performances dynamiques, il est nécessaire de réduire le temps de transit des électrons dans le canal. Il faut pour cela réduire la longueur de grille, qui doit s'accompagner d'une réduction de l'épaisseur de la couche active pour assurer une bonne commande de la grille. Mais dans cette optique, pour maintenir le même niveau de courant, il faut alors augmenter le dopage dans la couche active. Et c'est de là que viennent les limitations des MESFETs : la mobilité électronique chute fortement dans le matériau GaAs dopé. C'est donc pour contourner ce problème qu'ont été développés les HEMTs : les électrons transitent en effet dans une couche non dopée, ils bénéficient donc d'une meilleure mobilité.

## **II. 2. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs)**

Cette nouvelle famille de composants a été élaborée en 1980 par les équipes de Thomson CSF [7] et de Fujitsu [8] sous les dénominations respectives de TEGFETs (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) et de HEMTs (High Electron Mobility Transistors). Les dénominations de MODFETs (MODulation Doped FET) et de HFET (Heterojunction FET)

ont également été employées par le passé mais c'est sous l'appellation HEMTs que sont le plus connus ces transistors.

### II.2.1 Structure du HEMT

La solution trouvée au problème des dopants qui limitent la mobilité dans le canal consiste à transférer des électrons, contenus dans un plan de dopage, directement dans le canal non dopé. Le plan de dopage est contenu dans un matériau à grand gap, qui est aussi le matériau semi-conducteur qui définira le contact Schottky avec le métal de grille. C'est sur ce principe que reposent les HEMTs : celui d'une hétérojonction entre un matériau grand gap (couche barrière Schottky) et un matériau à petit gap (le canal) et qui vont permettre de séparer spatialement les charges coulombiennes de la couche donneuse (plan de dopage) des électrons libres du canal.

La structure du HEMT est représentée sur la figure (II-4). Elle est constituée des couches suivantes [9] :

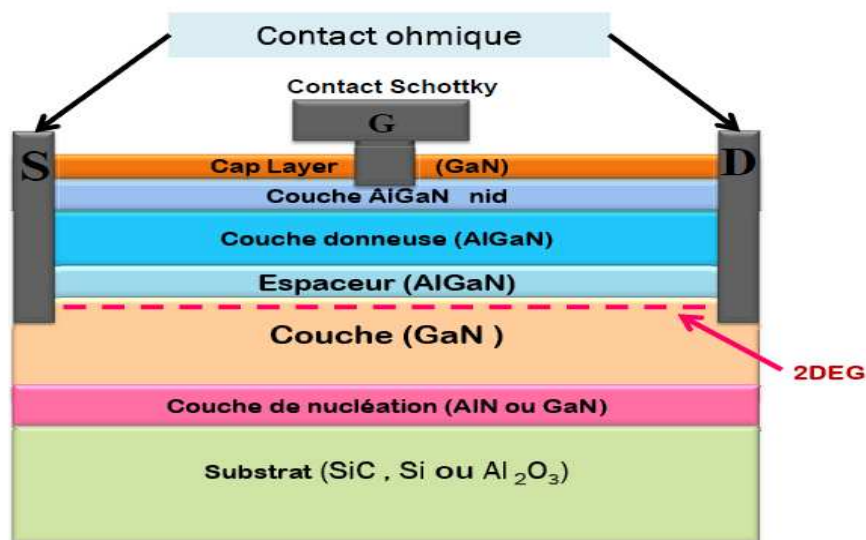


Figure II- 4 : Structure et différentes couches du HEMT AlGaIn/GaN [10].

- **Couche cap layer** : c'est une couche superficielle, formée par un matériau de faible bande interdite afin de réaliser les contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche sera dans la



plus part des cas dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.

- **Couche SCHOTTKY** : cette couche à grand gap non dopée réalise le contact Schottky de la grille.
- **Couche donneuse** : comme son nom l'indique, elle fournit les électrons libres à la structure, le dopage qui est généralement réalisé par un plan de dopage silicium, y joue un rôle important car il contribue à l'augmentation de la concentration des électrons fournis.
- **Espaceur (spacer)** : cette couche de matériau à grand gap intentionnellement non dopée, permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal. Les interactions électrons – impuretés sont ainsi réduites, on remarque que plus cette couche est épaisse, meilleur est la mobilité des électrons dans le canal par contre un espaceur moins épais (fin) favorise un transfert meilleur d'électron dans le canal.
- **Le canal**: c'est la plus importante des parties du HEMT, car c'est dans cet endroit que se crée le canal qui reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons et c'est cette couche qui déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.
- **Une couche de GaN** : constituée du matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Le canal se forme à l'interface entre ce matériau à petit gap et la couche dite « donneuse ». Cette couche est importante dans la mesure où elle reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons qui déterminera les performances du composant. En effet, les performances hyperfréquences dépendent beaucoup de la qualité du transport de charge qu'il présente.
- **La couche tampon** : ou couche de nucléation, en générale cette couche a des propriétés structurales mitoyennes entre celle du substrat et le matériau du canal. Elle permet une croissance meilleure du GaN, le type de face dépend en partie de cette couche et elle favorise le confinement des électrons en s'interposant à l'injection des porteurs vers le substrat.
- **Le substrat** : c'est la couche sur laquelle on fait croître les matériaux à épitaxies. Son choix est crucial pour la qualité du composant et son fonctionnement. En effet un mauvais choix de substrat peut causer lors de la croissance des dislocations, qui peuvent rendre le composant

non fonctionnel. Les différents substrats utilisés pour la croissance de ces transistors ont été abordés dans le premier chapitre.

## II. 2.2 Fonctionnement du HEMT

- *Principe de l'hétérojonction*

Pour mieux comprendre son fonctionnement, nous allons étudier brièvement les structures de bande des matériaux mis en jeu dans un HEMT AlGa<sub>x</sub>N/GaN qui est la technologie étudiée au cours de ces travaux de thèse. L'hétérojonction formée par la juxtaposition de deux matériaux dont les largeurs de bande interdite sont différentes, l'un présentant un large gap AlGa<sub>x</sub>N et l'autre un plus faible GaN, entraîne la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface ( $\Delta E_c$ ). La figure II-5 présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact.

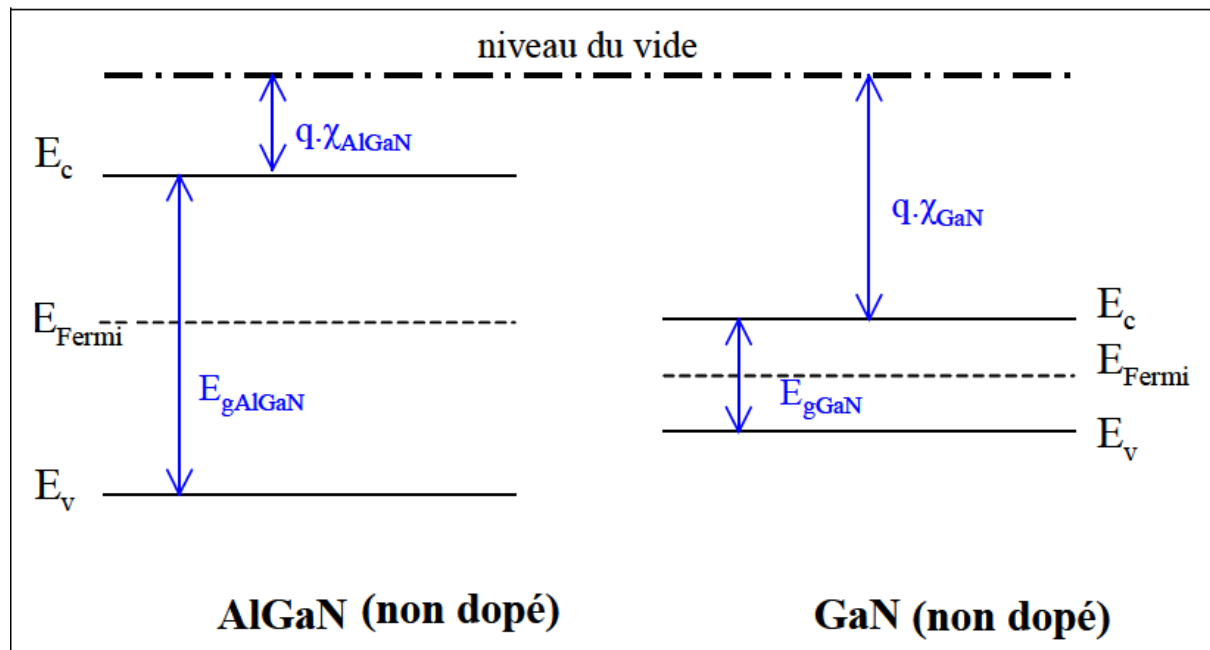


Figure II-5 : Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction.

- *Principe de fonctionnement*

La juxtaposition d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre les deux matériaux (Modèle d'Anderson : *c'est en 1962 que R. L. Anderson a proposé le modèle de l'hétérojonction qui sera le plus utilisé et deviendra une référence dans son domaine. 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 II-6 entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où sont transférés et s'accumulent les électrons provenant de la couche donneuse. L'accumulation des électrons dans le puits est appelée gaz 2D d'électrons. L'hétérojonction est alors caractérisée par la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$  entre les deux matériaux.

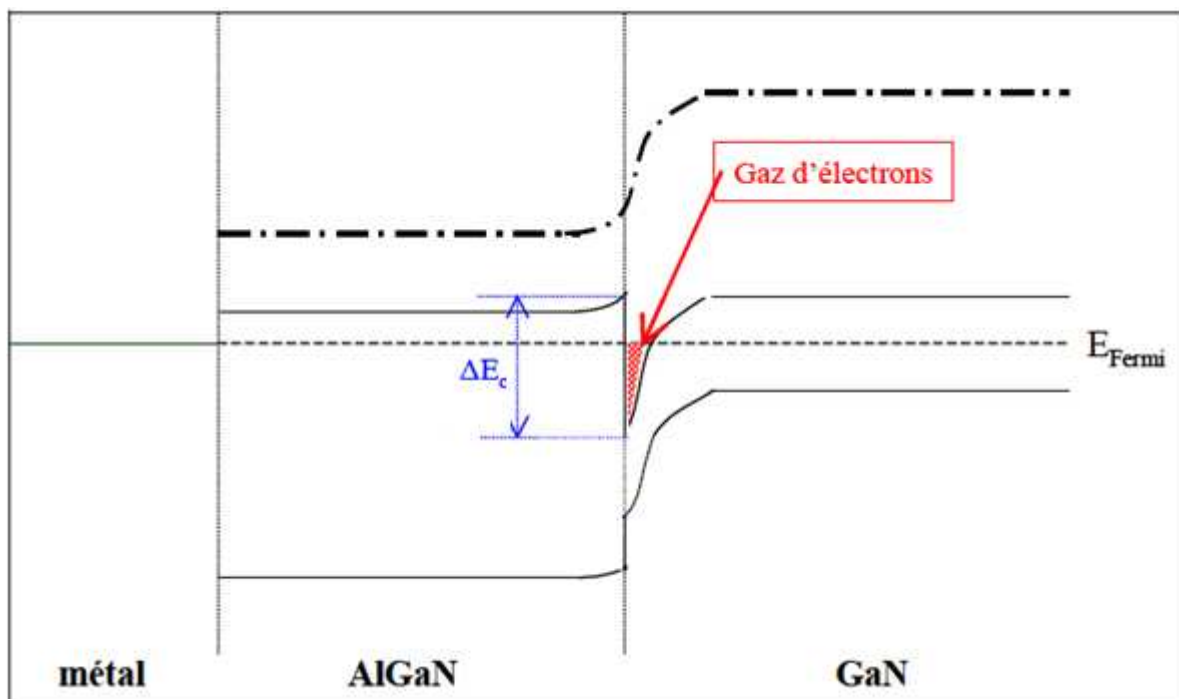


Figure II-6 : niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

L'étroitesse du puits de potentiel implique l'apparition d'effets quantiques (on considère les effets quantiques lorsque la longueur, ici l'épaisseur du canal, est inférieure à la longueur d'onde de De Broglie  $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2kT m^*}}$  où  $h$  est la constante de Planck,  $m^*$  la masse effective de la particule,  $k$  la constante de Boltzmann et  $T$  la température).

Ces effets quantiques sont transférés par la quantification des niveaux d'énergie et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction.

Cette dernière permet de plus la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions avec de quelconques impuretés du réseau et peuvent alors atteindre des mobilités importantes. Même en l'absence de dopage, le champ électrique créé par la polarisation spontanée de l'AlGaN entraîne les porteurs fournis par la grille vers ce puits de potentiel [11]. Les porteurs y restent piégés. Ils finissent par former un nuage électronique, c'est-à-dire qu'ils s'affranchissent du potentiel coulombien qui régit normalement le déplacement des électrons au sein d'un réseau cristallin.

Le contact de grille étant un contact Schottky, il y a formation dans le semi-conducteur (ici le canal AlGaN) d'une zone dépeuplée dont l'épaisseur varie en fonction du potentiel de grille.

Le principe de fonctionnement d'HEMT ressemble à celui du MESFET, le canal sera pincé ou ouvert suivant la polarisation appliquée sur la grille. La tension pour laquelle le gaz d'électrons est entièrement déplété de ses porteurs est appelée tension de pincement est notée  $V_{th}$  ou  $V_P$ . La figure II-7 illustre ce phénomène du point de vue du diagramme de la bande de conduction pour un transistor à désertion (tension de pincement négative) :

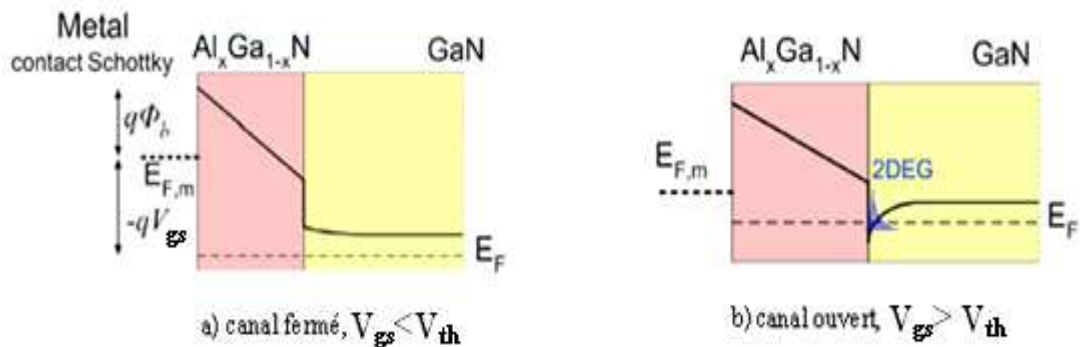


Figure II-7 : Evolution du diagramme de la bande de conduction avec la tension  $V_{gs}$  où  $E_F$  est le niveau de Fermi canal pincé (figure a)) et canal ouvert (figure b)).

- si  $V_{gs} < V_{th}$  : canal fermé. Le canal est entièrement dépleté de ses porteurs. Le transistor est alors dit pincé.

-Si  $V_{gs} > V_{th}$  : Canal ouvert. Le niveau de Fermi  $E_F$  passe au dessous du niveau de Fermi du métal  $E_{F,m}$ , conduisant ainsi à une diminution des niveaux énergétiques occupés dans le puits et par conséquent une diminution de la densité surfacique  $n_s$ , la tension  $V_{ds}$  crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant  $I_{ds}$  (drain-source).

### II.2.3 Caractérisation électrique statique

Dans cette partie nous allons rappeler juste les principales équations régissant le fonctionnement du transistor.

#### II.2.3.1 Caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$

Le courant de saturation  $I_{dsmax}$  ou  $I_{dss}$  est le paramètre extrait du réseau de caractéristiques de sortie,  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$ , pour différentes valeurs de tension de grille  $V_g$  ou  $V_{gs}$ . Un exemple en est donné sur la figure II-8. On remarque que le courant de saturation  $I_{dss}$  est extrait dans la zone de fonctionnement normal en saturation du composant, à

$V_{gs} = 0V$  et  $V_{ds} = V_{dssat}$ . On retrouve alors les deux régimes de fonctionnement classiques selon la polarisation de drain: le régime linéaire pour de faibles valeurs de la tension drain source  $V_{ds}$ , puis le régime de saturation à  $V_{ds}$  élevé (figure II-8).

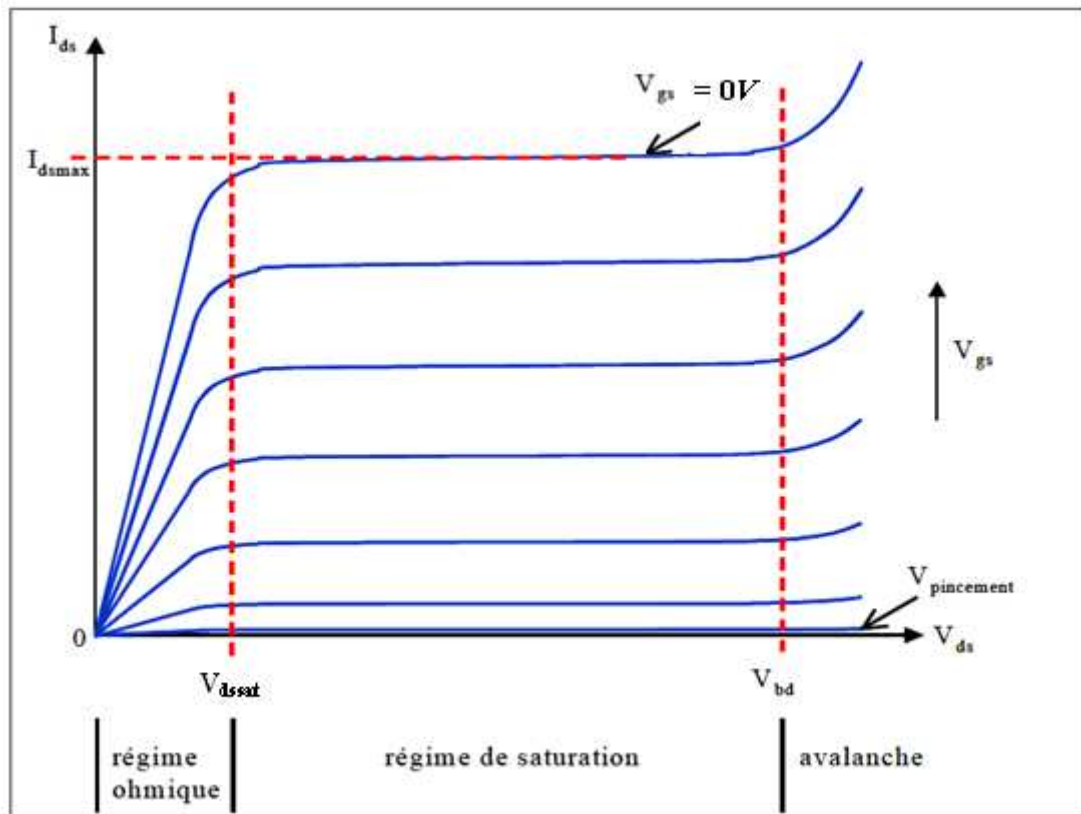


Figure II-8 : Caractéristique de sortie  $I_{ds} = f(V_{ds})$  d'un HEMT.

- En régime linéaire, le courant de drain varie linéairement avec la tension de polarisation ; le transistor se comporte comme une résistance contrôlée par la tension de grille.
- En régime saturé, sous l'effet du champ électrique croissant côté drain, le courant arrête son augmentation. Cela s'explique essentiellement par la saturation du courant de drain qui est causée par le pincement du canal côté drain. Lorsque la tension drain source  $V_{ds}$  augmente, on observe une extension de la zone de charges d'espace sous la grille côté drain qui ralentit le passage des électrons. On atteint ensuite le pincement du canal (la zone de charge d'espace rejoint la couche tampon). Le flux d'électrons est donc bloqué par cette barrière de potentiel, qui est néanmoins traversée par un flux

constant par effet tunnel: on a donc un courant constant d'une valeur  $I_{dsmax}$  qui dépend de la tension grille source  $V_{gs}$ .

- **Avalanche** : il existe des tensions dites de claquage  $V_{bd}$  entre la grille et la source, également entre la grille et le drain, au-delà desquelles il se produit un phénomène d'avalanche (ou breakdown)

### II.2.3.2 Caractéristique de transfert

La caractéristique de transfert est la représentation du courant de drain en fonction de la tension grille-source. Sur cette caractéristique, le seuil de conduction du transistor apparaît par extrapolation graphique de la caractéristique à  $I_{ds} = 0$ , et la dérivée du courant de drain par rapport à la tension  $V_{gs}$  à  $V_{ds}$  constant donne la transconductance statique du composant  $g_m$  *équation II-1* qui est une grandeur essentielle du transistor. Elle traduit la capacité à commander le courant circulant dans le canal. La densité de charge est contrôlée par le potentiel de la grille et l'idéal est d'obtenir la meilleure modulation de courant possible, par une variation de tension de grille possible [12].

$$g_m = \left[ \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right]_{V_{DS} \text{ constant}} \quad (\text{II-1})$$

Un exemple de la caractéristique de transfert, associée à la transconductance, est présenté par la figure II-9. La tension de seuil  $V_{th}$  à  $V_{ds}$  (constant) obtenue par extrapolation de la caractéristique à  $I_{ds}=0$ .

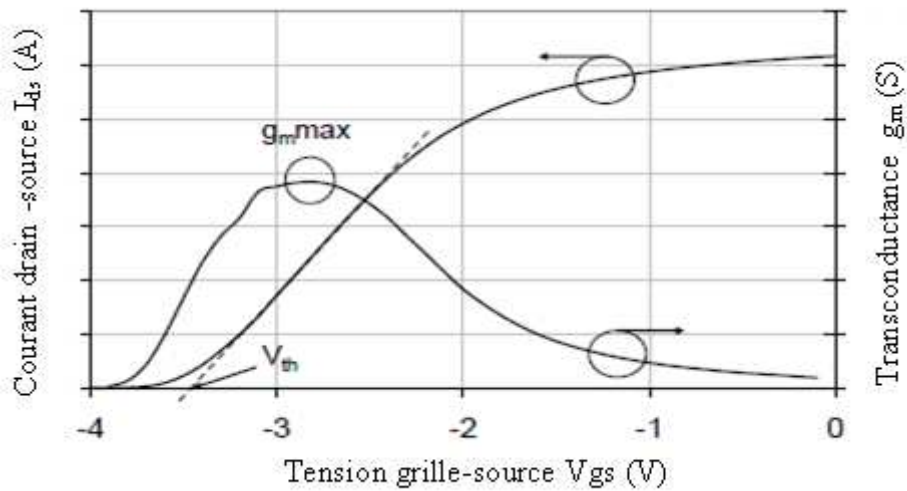


Figure II- 9: Caractéristique  $I_{ds} = f(V_{gs})$  et  $g_m = f(V_{gs})$  d'un HEMT en vue de l'extraction des paramètres  $V_{th}$  et  $g_m$  maximum

### II.2.3 Caractéristique du contact Schottky réel :

A partir de la caractéristique de grille polarisée en direct,  $I_{gs}$  en fonction de  $V_{gs}$ , quatre paramètres peuvent être extraits : le courant de fuite de saturation  $I_s$ , la hauteur de barrière du contact Schottky  $\Phi_B$ , le facteur d'idéalité  $n$  et la résistance série  $R_{sdiode}$ . La courbe de la figure II-10 représente la caractéristique de la diode Schottky en fonctionnement direct. Elle peut être fragmentée en trois zones distinctes. Pour une polarisation faible ( $V_{gs} < 0,45V$ ), le courant de grille est modélisé par une résistance "shunt" ( $I_{gs} = V_{gs}/R_{sh}$ ). L'origine physique de ce courant est difficile à déterminer précisément. L'effet Tunnel peut y contribuer [13]. Dans la zone linéaire, c'est l'effet thermo-ionique qui domine, et enfin dans la troisième zone, l'effet de la résistance série de la diode est dominant.



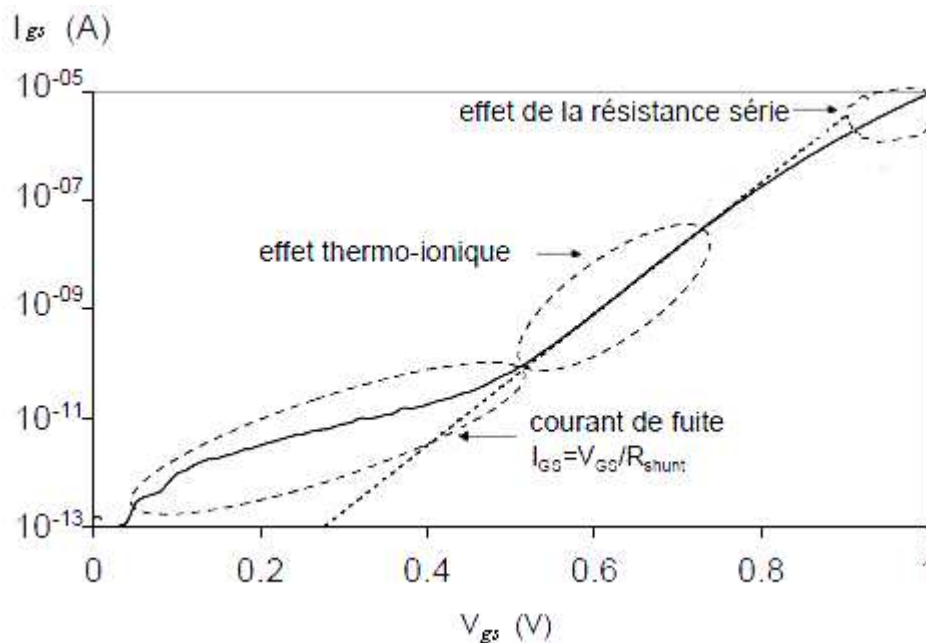


Figure II-10 – Caractéristique  $I_{gs} = f(V_{gs})$  d’une diode Schottky polarisée en direct et identification des zones de fonctionnement en vue de l’extraction des paramètres  $\eta$ ,  $I_s$ , et  $\Phi_b$ , le drain du HEMT étant non polarisé par rapport à la source.

L’extraction du facteur d’idéalité et du courant de fuite de saturation est effectuée par régression linéaire dans la zone de la caractéristique où l’effet thermo-ionique est dominant. Le point de départ pour l’extraction est l’expression (II-2) du courant de la diode grille-source en fonction de la tension qui lui est appliquée [14].

$$I_{gs} = I_s \left[ \exp \left( q \frac{V_{gs} - R_{sdiode} I_{gs}}{\eta k_B T} \right) - 1 \right] \tag{II-2}$$

Dans cette équation  $R_{sdiode}$  est la résistance série de la diode en mode direct,  $\eta$  est le facteur d’idéalité,  $k_B$  est la constante de Boltzmann,  $T$  est la température,  $q$  est la charge électronique et  $I_s$  est le courant de saturation. Lorsque la polarisation de grille est telle que la conduction de la diode Schottky est de type thermo-ionique, le courant  $I_s$  inverse est négligeable devant la composante directe exponentielle. De plus, dans la zone où l’effet thermo-ionique est dominant, la chute de tension  $R_{sdiode} \times I_{gs}$  est négligeable devant  $V_{gs}$ . L’expression peut donc être réduite à l’équation (II-3).

$$I_{gs} = I_s \exp \left( \frac{q V_{gs}}{\eta k_B T} \right) \tag{II-3}$$

## Chapitre II : Les HEMTs (Al,Ga)N/GaN, principe de fonctionnement et optimisation des caractéristiques

---

Par extrapolation du courant à  $V_{gs} = 0V$  en coordonnées semi-logarithmiques, sont obtenus le courant de saturation  $I_S$ , ainsi que la valeur du facteur d'idéalité  $\eta$ , proportionnelle à la pente de cette droite.

La hauteur de barrière  $\Phi_B$  est obtenue par l'expression du courant de saturation  $I_S$  [15] (éq.II.4) dans laquelle  $A$  est l'aire du contact Schottky et  $A^*$  la constante effective de Richardson.

$$I_S = AA^*T^2 \exp\left(\frac{-q\Phi_B}{k_B T}\right) \quad (\text{II-4})$$

Afin d'extraire la hauteur de barrière, cette équation devient :

$$\Phi_B = \frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{AA^*T^2}{I_S}\right) \quad (\text{II-5})$$

La constante effective de Richardson est associée au matériau dans lequel les électrons circulent. Elle est donnée par l'expression II-6, dans laquelle  $h$  est la constante de Planck,  $m^*$  est la masse effective de l'électron dans le semi-conducteur.

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k_B^2}{h^3} \quad (\text{II-6})$$

Dans le matériau de nos structures AlGa<sub>x</sub>N, on suppose que l'évolution de la masse effective de l'électron est linéaire en fonction de la fraction molaire d'aluminium  $x$  [16], ce qui est traduit par l'équation II-7.

$$m^*(Al_xGa_{1-x}N) = (0,22 + 0,13x)m_0 \quad (\text{II-7})$$

## II.2.4 Paramètres clés du transistor

### 1) Les grandeurs caractéristiques des transistors

Les performances des HEMTs peuvent être estimées à partir de quelques grandeurs électriques importantes qui les caractérisent. Ils doivent donc posséder une forte transconductance, des fréquences de coupures  $f_t$  et  $f_{max}$  élevées et une bonne tenue en tension.

### B. Fréquence de coupure

La fréquence de coupure, d'une manière générale, qualifie la rapidité du transistor. Elle est définie comme la fréquence au-delà de laquelle le gain est inférieur à un.

On distingue deux fréquences de coupure.  $f_t$  est la fréquence de coupure du gain en courant et  $f_{max}$  la fréquence de coupure du gain en puissance. La fréquence de coupure du gain en courant dépend de la structure physique interne du composant. On peut approximer cette fréquence de coupure en fonction de la longueur de grille  $L_g$  et de la vitesse moyenne des électrons  $v_{moy}$  [17]Eq( II-8 )

$$f_t = \frac{v_{moy}}{2 \times \pi \times L_g} \quad (II-8)$$

On peut également l'exprimer en fonction des éléments petits signaux :

$$f_t = \frac{g_m}{2 \times \pi \times (C_{gs} + C_{ds})} \approx \frac{g_m}{2 \times \pi \times C_{gs}} \quad (II-9)$$

$g_m$ : est la transconductance,  $C_{gs}$  la capacité grille-source,  $C_{gd}$  est la capacité grille-drain.

La fréquence de coupure  $f_{max}$  s'exprime à partir des paramètres intrinsèques du schéma petit signal, de la façon suivante [17] :

$$f_{max} = \frac{f_t}{2 \times \sqrt{2 \pi \times f_t \times R_g \times C_{gd} + \frac{R_g}{R_{ds}}}} \approx \frac{f_t}{2} \sqrt{\frac{R_{ds}}{R_g}} \quad (II-10)$$

$R_g$ ,  $R_{ds}$  sont les résistances de grille et de drain-source,  $C_{gd}$  : la capacité grille-drain.

### C. Tension de claquage

La tension de claquage  $V_{bd}$  (en anglais breakdown voltage) du composant est importante, car c'est elle qui déterminera la puissance de sortie maximale que pourra fournir le transistor.

La puissance de sortie maximale  $P_{smax}$  théorique est estimée en fonction de  $V_{bd}$  et des paramètres relevés sur les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds})$  [17] voir figure (II-8) :

$$P_{smax} = \frac{I_{dsmax}(V_{bd} - V_{dssat})}{8} \quad (II-11)$$

## II.3. Notion de Gaz bidimensionnel

Nous avons parlé précédemment de gaz bidimensionnel. Le terme de « gaz » est utilisé car les électrons du puits quantique sont séparés des atomes donneurs et subissent peu d'interactions coulombiennes. Ce gaz est qualifié de « bidimensionnel » car les porteurs se meuvent librement dans le plan parallèle à l'interface et sont confinés dans un plan perpendiculaire à l'interface du fait de la faible largeur du puits : quelque angströms. Du fait de leur petite interaction avec les atomes donneurs ionisés, les électrons qui occupent les niveaux d'énergie du puits de très faible épaisseur présentent une mobilité plus grande dans ce type de structure

### II.3.1 Calcul de la densité de charge

Pour décrire simplement le fonctionnement du HEMT, on va s'appuyer sur la méthode de calcul de la répartition des charges dans le gaz d'électrons développée par D. Delagebeaudeuf et N.T. Linh [18].

Lorsque la largeur du puits de potentiel est petite devant la longueur d'onde de De Broglie, les effets quantiques introduisent une suite de sous-bandes d'énergie  $E_0, E_1, \dots, E_i$ . Ces niveaux d'énergie sont représentés sur la figure II-11.

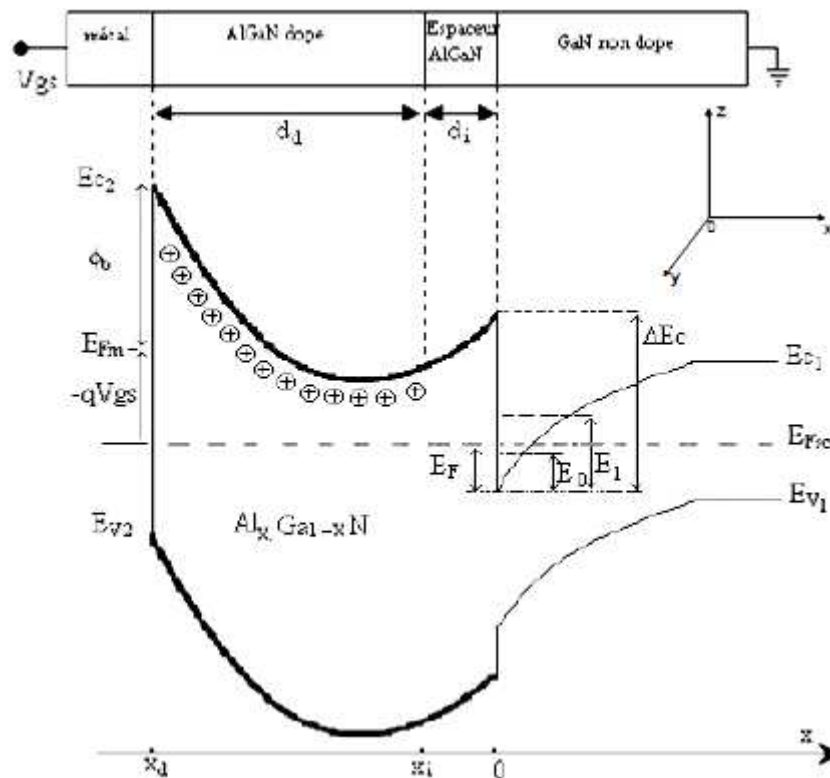


Figure II-11 : Structure étudiée et son diagramme d'énergie associé [19].

Cette "hétérojonction", illustrée par la figure II-11, entraîne la formation d'un puits de potentiel de forme triangulaire dans le matériau à petit gap où transfèrent et s'accumulent les électrons à forte mobilité provenant de la couche donneuse. Cette couche d'AlGaN est dopée ( $N_d$ ) et elle a une épaisseur  $d_d$ . L'espaceur est une couche d'AlGaN non dopée et a une épaisseur  $d_i$ . Elle permet de séparer spatialement les électrons du canal des atomes donneurs ionisés de la couche donneuse. Sans cette couche les électrons du canal seraient fortement attirés par les atomes donneurs de la couche donneuse et seraient confinés par conséquent à l'interface AlGaN/GaN. Cette zone d'interface présente des défauts cristallins qui limitent la mobilité des électrons. Grâce à l'espaceur l'attraction des donneurs ionisés est atténuée. Les électrons sont moins confinés à l'interface ce qui leur confère une meilleure mobilité. Le temps de transit des électrons sous la grille est fortement diminué ce qui permet de réaliser des transistors à effet de champ à fréquence de coupure élevée. La couche de GaN, non intentionnellement dopée, est la couche qui présente le plus petit gap et c'est elle qui accueille le gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface AlGaN/GaN. L'hétérojonction est caractérisée

## Chapitre II : Les HEMTs (Al,Ga)N/GaN, principe de fonctionnement et optimisation des caractéristiques

par la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$  entre les deux matériaux donnée par l'équation (II-13) [20]

$$\begin{aligned} E_G(\text{AlGa}N) &= xE_G(\text{Al}N) + (1-x)E_G(\text{Ga}N) - b_{\text{AlGa}N}x(1-x) \\ &= 6,1x + (1-x)(3,42 - x) \end{aligned} \quad (\text{II-12})$$

$b$  (paramètre de bowing) est un paramètre compris entre 0,353 et 2,6 eV selon les travaux de Y.K. Kuo et S.P. Grabowski. Cette large gamme de valeurs vient de la qualité cristalline des couches AlGa $N$  obtenue selon le mode de croissance employé [20][21].

$$\Delta E_c = E_c(\text{AlGa}N) - E_c(\text{Ga}N) \quad (\text{II-13})$$

L'utilisation de la résolution de l'équation de Schrodinger (Annexe 1) a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique et d'établir l'équation de la concentration des porteurs  $n_s = f(E)$  tel que:[22]

$$n_s = \frac{m_g^3}{\pi \times \hbar^3} k_B T \ln \left[ \left( 1 + \exp\left(\frac{E_F - E_0}{k_B T}\right) \right) \times \left( 1 + \exp\left(\frac{E_F - E_1}{k_B T}\right) \right) \right] \quad (\text{II-14})$$

$E_0$  et  $E_1$ , sont donnés par les équations A-32 et A-33 (voir annexe).

D'un autre côté l'équation de Poisson permet d'écrire  $n_s$  en fonction de la polarisation positive ou négative de grille  $V_{gs}$  on peut écrire :

$$n_s = \frac{\varepsilon(x)}{qd} \left( V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_{th}(x) \right) \quad (\text{II-15})$$

Où  $V_{th}$  est donnée par l'expression suivante ou la dépendance de la fraction molaire d'aluminium  $x$  a été explicitée:

$$V_{th}(x) = \frac{\phi_b(x)}{q} - \frac{\Delta E_c(x)}{q} - \frac{qN_d}{2\varepsilon_2} d_d^2 - \frac{\sigma_{int}(x)}{\varepsilon(x)} (d_d + d_i) \quad (\text{II-16})$$

$\phi_b(x)$  est la hauteur de la barrière Schottky,  $\Delta E_c(x)$  la valeur de la discontinuité des bandes entre l'AlGa $N$  et le Ga $N$ ,  $\varepsilon(x)$  la permittivité diélectrique de la couche Al $_x$ Ga $_{1-x}$ N et  $\sigma_{int}(x)$  la densité de charge à l'interface.

De cela, une estimation correcte de  $n_s$  nécessite donc une résolution simultanée des deux équations.

Quand le niveau de Fermi  $E_F$  est bien en dessous des niveaux d'énergie  $E_0$  et  $E_I$ , la densité  $n_s$  a une valeur très faible, c'est le régime de faible inversion. Dès que le niveau de Fermi atteint le bas du puits de potentiel, la structure opérera alors juste en dessous de sa tension de seuil. En approchant celle-ci, le niveau de Fermi se trouve peu au dessus de la bande de conduction et la valeur de  $n_s$  commence alors à augmenter. La structure opère alors en régime de moyenne inversion. Mais dès que le niveau de Fermi est loin au dessus de  $E_c$  on a alors des valeurs considérables de  $n_s$  (c'est le régime de forte inversion), l'expression de  $n_s$  sera alors pour les trois régimes [23].

**En faible inversion :**

$$n_s = 2Dk_B T \exp\left(\frac{q(V_{gs} - V_{th}(x))}{k_B T}\right) \quad (\text{II-17})$$

avec  $D = \frac{m_s^*}{\pi \times \hbar^2}$

**En moyenne inversion :**

$$n_s = n_0 \exp\left[\frac{q\varepsilon(x)(V_{gs} - V_{th}(x) - \frac{q(a_d + a_i)n_0}{\varepsilon(x)})}{q^2(a_d + a_i)n_0 + \varepsilon(x)k_B T}\right] \quad (\text{II-18})$$

Le terme  $n_0$  représente la densité de charge à l'équilibre

**En forte inversion :**

$$n_s = \frac{2\varepsilon(x)qD}{((\varepsilon(x) + 2q^2D(a_d + a_i))} (V_{gs} - V_{th}(x)) \quad (\text{II-19})$$

### II.3.2 Calcul du courant drain-source

Le courant drain-source dans le canal est obtenu à partir de l'équation de la densité de courant [24].

$$I_{ds} = W_G q v n_s(l) \quad (\text{II-20})$$

où  $W_G$  est la largeur de grille,  $n_s(l)$  est la concentration de porteurs par unité de surface à la position  $l$  et  $v(l)$  est la vitesse de déplacement des électrons à la position  $l$ . Aux faibles polarisations de drain, la vitesse de déplacement est inférieure à la vitesse de saturation électronique  $v_{sat}$ , et vaut :

$$v_{sat} = \frac{\mu_0 \frac{dV_c(l)}{dl}}{1 + \frac{\mu_0}{v_{sat}} \frac{dV_c(l)}{dl}} \quad (\text{II-21})$$

$\mu_0$  : la mobilité à faible champ électrique,  $V_c(l)$  est le potentiel du canal à la position  $l$ .

En utilisant les équations II-20 et II-21 dans l'équation II-22, on obtient :

$$I_{ds} = \frac{W_G \epsilon_1 \mu_0 v_{sat}}{(d + \Delta d)} \left( V_{gs} - V_{th} - V_c(l) \right) \frac{dV_c(l)}{dl} \frac{1}{v_{sat} + \mu_0 \frac{dV_c(l)}{dl}} \quad (\text{II-22})$$

où  $\Delta d$  est l'épaisseur effective du canal bidimensionnel.

Le début de la saturation se produit quand la vitesse des électrons dans le canal approche de la vitesse de saturation, ce qui définit  $v_{sat}$  et  $V_{dssat}$  qui est la tension drain source pour laquelle on atteint le courant de saturation de drain.

$$I_{dss} = \frac{W_G \epsilon_1 v_{sat}}{(d + \Delta d)} \left( V_{gs} - V_{th} - V_{dssat} \right) \quad (\text{II-23})$$

#### II.4 Simulation FETIS 3.1 des HEMTs AlGa<sub>x</sub>N/GaN

L'ensemble des calculs précédent a fait l'objet d'une simulation au moyen du logiciel FETIS 3.1 (**Field Effect Transistor Integrated Simulator**) [25] qui nous permet par la suite de voir l'influence du taux d'aluminium  $x$  dans l'alliage Al <sub>$x$</sub> Ga<sub>1- $x$</sub> N, l'épaisseur ainsi que le dopage de la couche barrière sur la concentration de porteurs libres et le confinement du gaz 2D localisé à l'interface Al <sub>$x$</sub> Ga<sub>1- $x$</sub> N/GaN.



II.4.1. Influence du taux d'aluminium et de la polarisation de grille sur  $n_s$ .

La figure II-12 représente la variation de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons avec la tension de la grille pour plusieurs valeurs de la fraction molaire  $x$  de l'aluminium avec  $d_d=d_2=20\text{nm}$  l'épaisseur de la couche donneuse AlGaIn dopée avec un dopage  $N_d=10^{18}\text{cm}^{-3}$  et  $d_1=d_i=3\text{nm}$  l'épaisseur de l'espaceur AlGaIn. Cette figure montre qu'une augmentation du taux d'aluminium dans la couche barrière  $x$  induit une discontinuité de bande de conduction plus prononcée et permet d'améliorer le confinement des électrons dans le puits de potentiel. Elle s'accompagne d'une augmentation de la densité d'électrons 2DEG et induit un déplacement vers les valeurs les plus négatives de la tension de seuil.

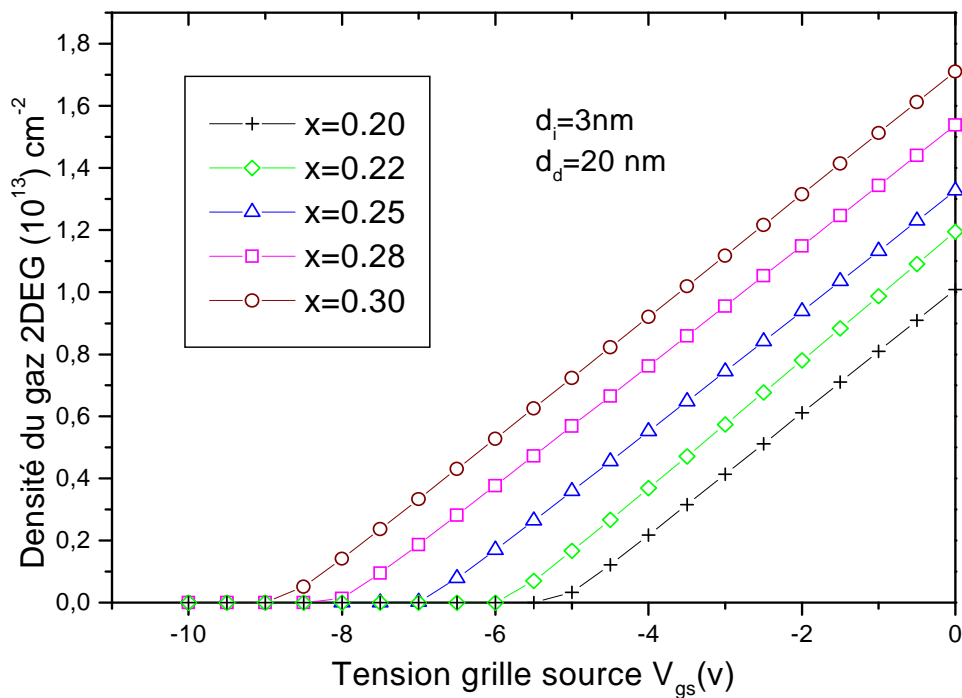


Figure II-12 : Variation de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons avec la tension de la grille pour plusieurs valeurs de la fraction molaire  $x$  de l'aluminium.  $d_d=d_2=20\text{nm}$ ,  $d_1=d_i=3\text{nm}$ ,  $N_d=10^{18}\text{cm}^{-3}$ .

Cependant, l'introduction de la concentration d'aluminium dans la couche AlGaN a pour effet d'augmenter l'extension des mailles et donc d'accroître la densité de porteurs dans le canal. Toutefois, celle-ci est limitée à environ 30% pour essentiellement deux raisons [26] :

- l'augmentation de la concentration d'Al entraîne un nombre croissant de défauts dans le réseau cristallin,
- l'augmentation de la concentration d'Al entraîne une baisse de la mobilité du gaz d'électrons car celui-ci s'étend dans la couche AlGaN.

#### II.4.2 Influence de l'épaisseur de la couche barrière AlGaN dopé sur $n_s$

Les figures II-13 et II-14 montrent la dépendance de la concentration d'électrons  $n_s$  du gaz 2DEG en fonction de la tension appliquée à la grille  $V_{gs}$  pour les deux structures suivantes :

- a)  $d_1=3$  nm,  $x=20\%$  et  $d_2$  varie de 10 nm à 35 nm :

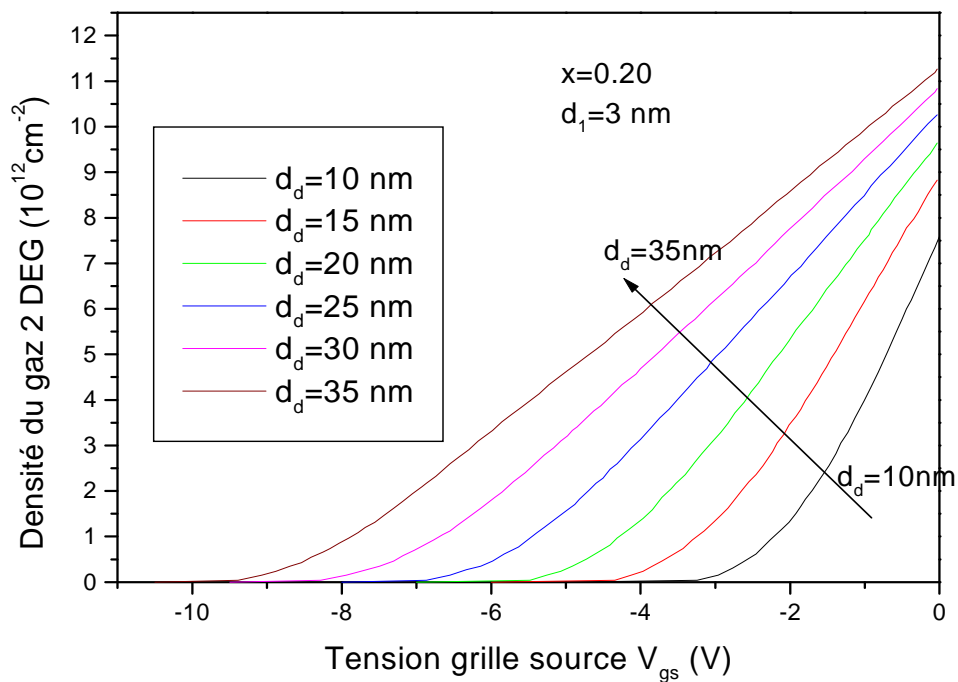


Figure II-13 : Variation de la densité électronique dans le gaz 2D en fonction de la tension appliquée à la grille pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  avec  $x=20\%$ .  $d_d=d_2$ =variable,  $d_1=3$ nm,  $N_d=10^{18}\text{cm}^{-3}$ .

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

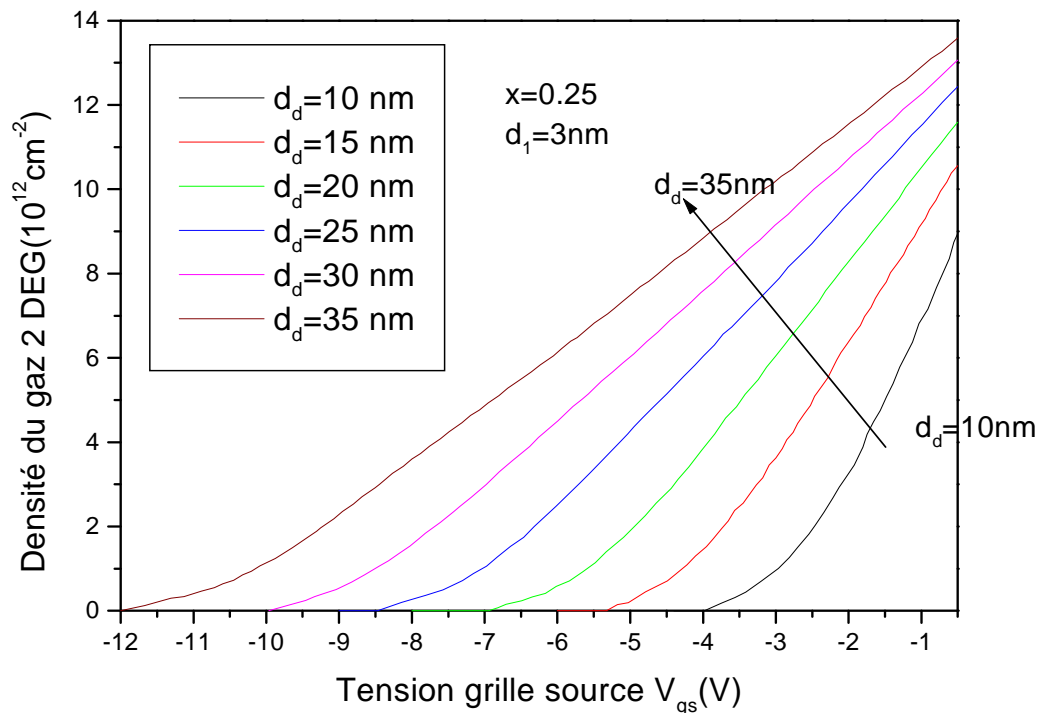


Figure II-14 : Variation de la densité électronique dans le 2DEG en fonction de la tension appliquée a la grille pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  avec  $x=25\%$ .  $d_d=d_2=\text{variable}$ ,  $d_1=3\text{nm}$ ,  $N_d=10^{18}\text{cm}^{-3}$ .

On constate une augmentation de  $n_s$  associé à une dégradation de la tension de seuil du transistor HEMT lorsque l'épaisseur  $d_d$  de la couche barrière AlGaIn augmente. Les valeurs de  $n_s$  peuvent être attribuées à la présence des charges induites par la polarisation totale à l'interface de l'hétérojonction AlGaIn/GaN. On constate aussi que la tension est plus sensible à la variation de l'épaisseur de la couche AlGaIn, qu'à une variation du taux d'aluminium  $x$ .

### II.4.3 Influence du dopage de la couche barrière AlGaN sur $n_s$ .

La figure II-15 montre la variation de  $n_s$  avec l'épaisseur de la couche barrière  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$  relative à différentes valeurs de dopage de cette dernière. On remarque que l'augmentation de l'épaisseur  $d_d$  de la couche dopée induit une grande valeur de la densité  $n_s$  du 2DEG, cette densité prend des valeurs plus importantes quand  $N_d$  augmente. Cette augmentation est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique qui existent à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN et au meilleur confinement d'électrons dans le puits de potentiel.

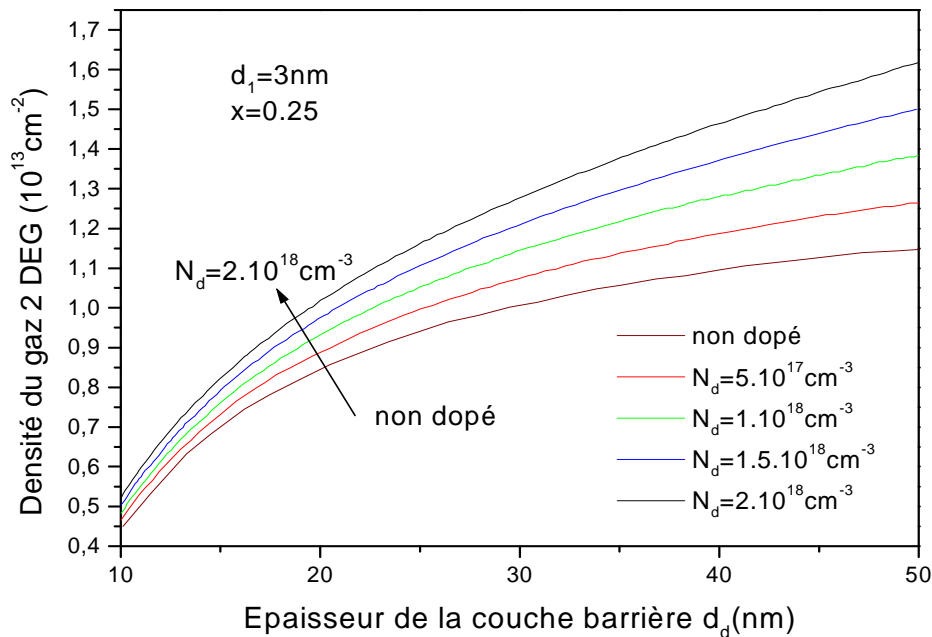


Figure II-15 : Dépendance de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons en fonction de l'épaisseur de la couche barrière d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  pour plusieurs valeurs du dopage  $N_d$ .  
 $d_d = d = \text{abscisse}$ ,  $d_i = d_i = 3 \text{ nm}$ .

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

#### II.4.4 Influence de l'épaisseur de la barrière AlGa<sub>x</sub>N sur la tension seuil $V_{th}$ .

La dépendance de la tension seuil vis à vis du dopage de la couche barrière AlGa<sub>x</sub>N et pour plusieurs épaisseurs  $d_2$  est représentée par la figure II-16.

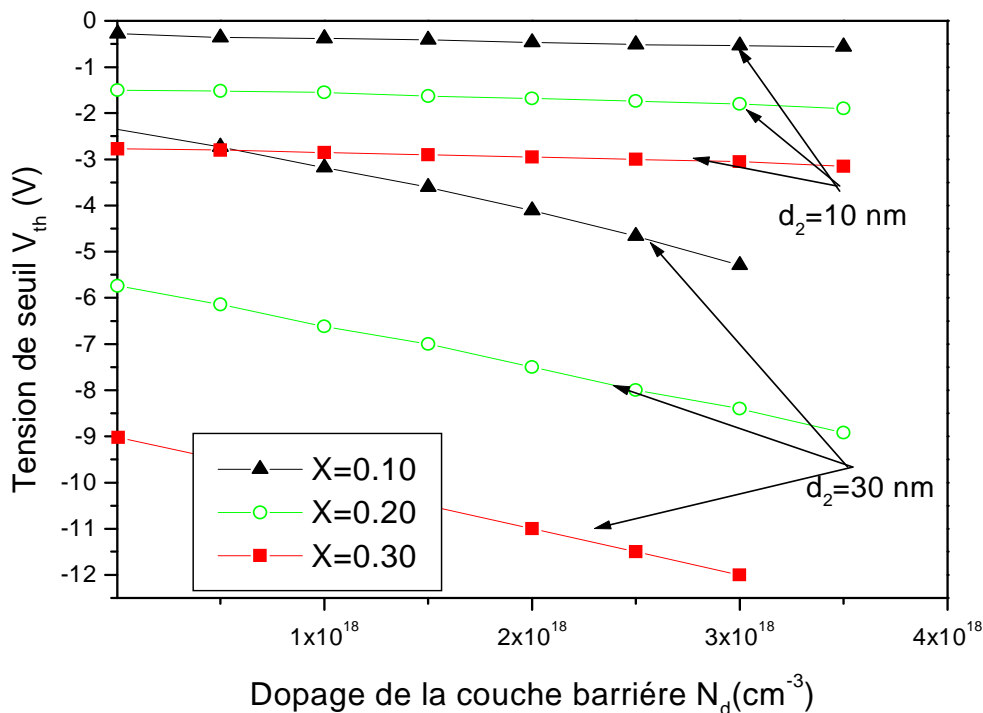


Figure II-16 : Variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopage de la couche Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N pour différentes valeurs d'épaisseurs.

On observe que la tension seuil  $V_{th}$  diminue lorsque l'on augmente le dopage et l'épaisseur de la couche Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N. Cependant,  $V_{th}$  est plus sensible à l'évolution de l'épaisseur de la couche barrière AlGa<sub>x</sub>N qu'au dopage de cette dernière. En effet, ce paramètre est dominé par la

densité de charge induite par les polarisations internes (spontanée et piézoélectrique) et est beaucoup moins influencé par la concentration des atomes donneurs. Il n'est par conséquent pas recommandé d'augmenter le dopage de la couche barrière AlGa<sub>0,3</sub>N.

#### II.4.5 Influence de la couche de cap GaN sur l'hétérostructure AlGa<sub>0,3</sub>N/GaN.

Afin de voir l'influence de la couche de cap GaN et son épaisseur, une simulation est faite respectivement, pour une structure avec un cap de GaN fin de l'ordre (1nm) et une structure avec un cap très épais de l'ordre (14nm).

- Structure GaN(1nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/GaN(200nm)

La densité des porteurs (électrons et trous) et leurs répartitions sont représentées figure II-17 en fonction de la profondeur (cap GaN de 1nm).

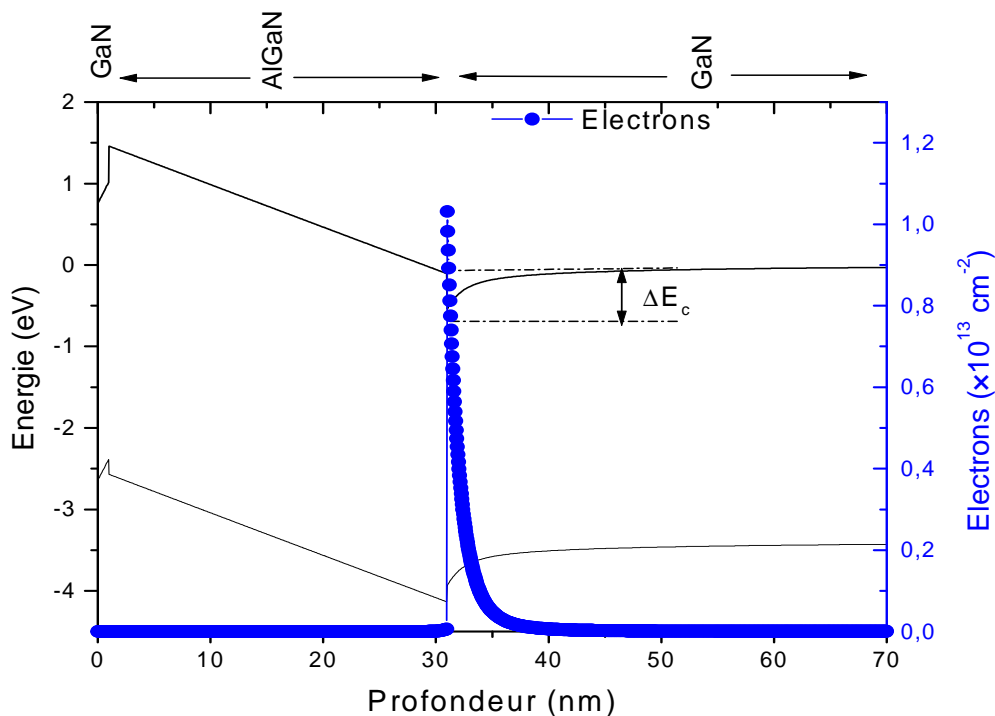


Figure II-17 : Diagramme de bande pour une structure GaN(1nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/GaN.

Les électrons sont confinés dans un puits 2DEG contenant une densité d'électrons  $n_s$  de  $1.05 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ . La discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_c$  entre les deux matériaux est d'ordre de 0.6 eV. La densité de trous est bien évidemment invisible ( $< 5 \times 10^{-37} \text{cm}^{-2}$ ).

- Structure GaN(14nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/GaN(200nm)

La figure II-18 représente une simulation de la même structure que précédemment, mais avec un cap layer de 14nm en GaN.

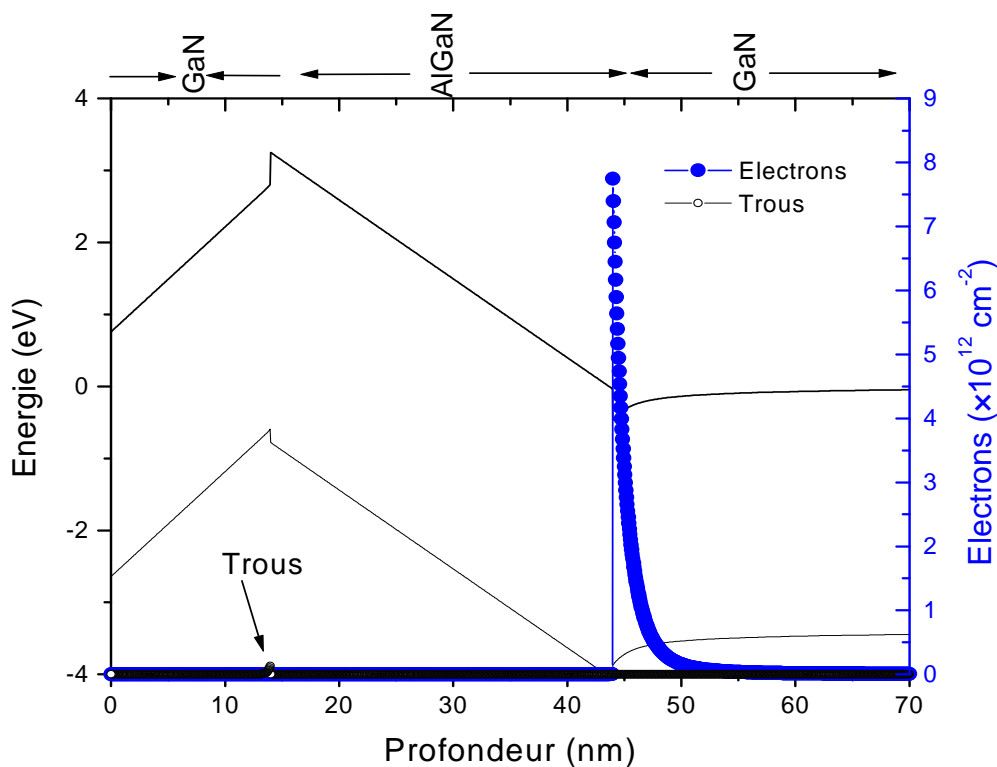


Figure II-18 : Diagramme de bande pour une structure GaN(14nm)/ Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/GaN.

On remarque que la densité d'électrons chute à une valeur de  $8.9 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  mais  $\Delta E_c$  reste constant. Il apparaît dans ce cas, un courant de trou dans la couche de cap avec une densité de trous de valeur  $1.15 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$

#### II.4.6 Influence de la couche de l'espaceur AlN sur l'hétérostructure AlGaN/GaN.

Une simulation est effectuée pour étudier les effets de densité de charge du gaz 2D lorsqu'on utilise une l'hétérostructure AlN /GaN.

- Hétérostructure AlN /GaN

La figure. II-19 montre l'effet de l'épaisseur de la couche AlN sur la densité du gaz 2D pour une hétérostructure AlN /GaN. On constate une augmentation de la densité du puits lorsque l'épaisseur de la couche AlN augmente jusqu'à une épaisseur supérieure à 15 nm ou la valeur de la densité du gaz 2DEG devient saturée d'ordre  $5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ . Cette valeur est presque 3-4 fois plus élevée que la densité de porteurs généralement calculée à partir d'un HEMT  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ .

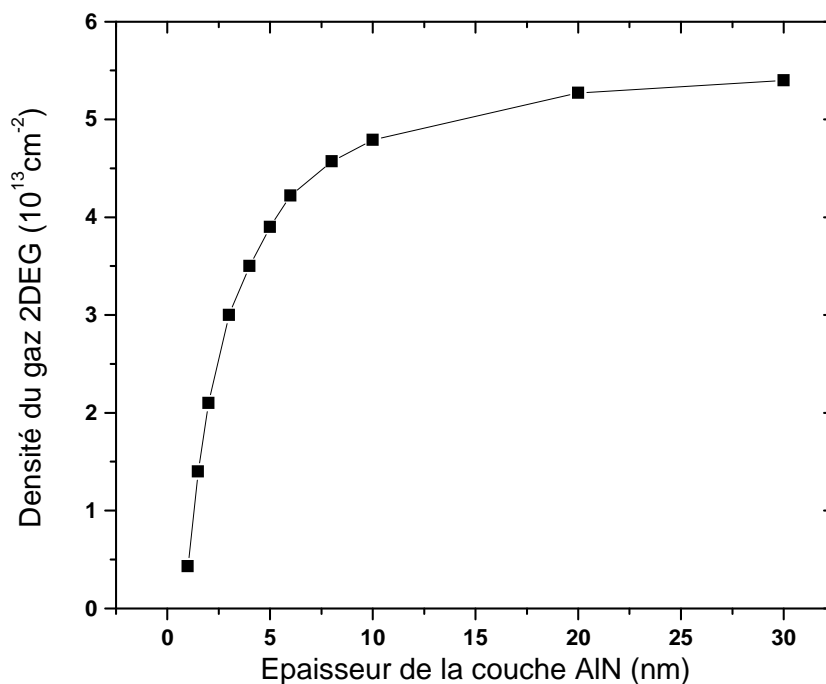


Figure II-19 : Effet de l'épaisseur de la couche AlN sur hétérostructure AlN / GaN.



## Chapitre II : Les HEMTs (Al,Ga)N/GaN, principe de fonctionnement et optimisation des caractéristiques

---

Par conséquent, une couche AlN a montré l'efficacité d'améliorer la densité de courant, améliorant ainsi la mobilité du gaz 2DEG dans des hétérostructures. Il est donc utile de l'incorporer dans la structure classique AlGaN / GaN HEMT. En insérant une couche d'AlN entre l'AlGaN et GaN, nous formons une hétérostructure nouvelle AlGaN / AlN / GaN HEMT.

- Structure GaN(1nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/AlN(1nm)/GaN((150nm)

Une structure composée de GaN(1nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/AlN(1nm)/GaN((150nm) a été simulée pour voir l'influence de l'insertion couche d'AlN entre l'AlGaN et le GaN. La densité des électrons et des trous obtenus est représentée sur la figure II-20. Le cap layer de GaN est dans ce cas, de 1nm.

On peut voir sur la figure II-20 que la bande de conduction de l'hétérostructure AlGaN/AlN/GaN présente un pic très marqué au niveau de la couche d'AlN. Cela est dû d'une part à la grande énergie de bande interdite de l'AlN (6,2 eV) et d'autre part aux très forts effets de polarisation dans cette couche. Par rapport à une hétérostructure classique, la discontinuité de la bande de conduction entre AlGaN et GaN,  $\Delta E_C$ , a augmenté.

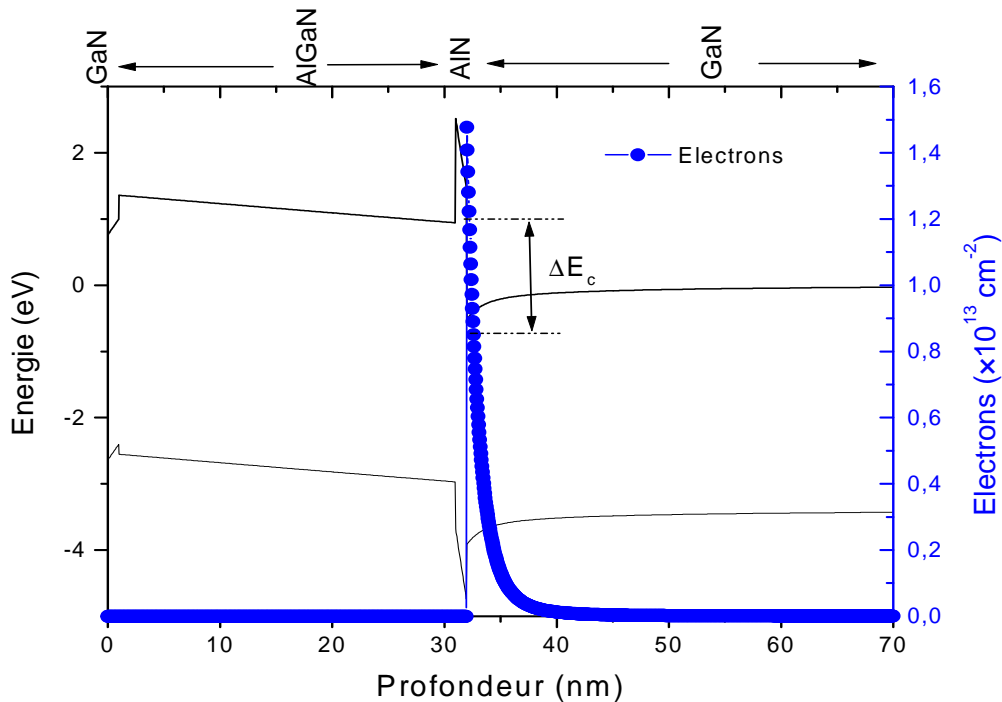


Figure II-20 : Diagramme de bande pour une structure GaN(1nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/AlN(1nm)/GaN.

La variation de potentiel aux bornes de la couche AlN peut atteindre 0,99 V, ce qui conduit à  $\Delta E_C$  de l'ordre de 1,54 eV, valeur deux fois plus élevée que dans un HEMT standard. Cette augmentation de la discontinuité de la bande de conduction  $\Delta E_C$  entraîne une diminution du champ électrique dans la couche AlGaIn et donc la densité d'électron  $n_s$  est grandement améliorée et vaut  $1,47 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Enfin, l'augmentation de la discontinuité de la bande de conduction induit une amélioration de la mobilité des électrons.

- Structure GaN(14nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/AlN(1nm)/GaN(150nm)

La figure II-21 représente une simulation de la même structure que précédemment, mais avec un cap layer de GaN de 14nm et avec une barrière AlN de 1nm.

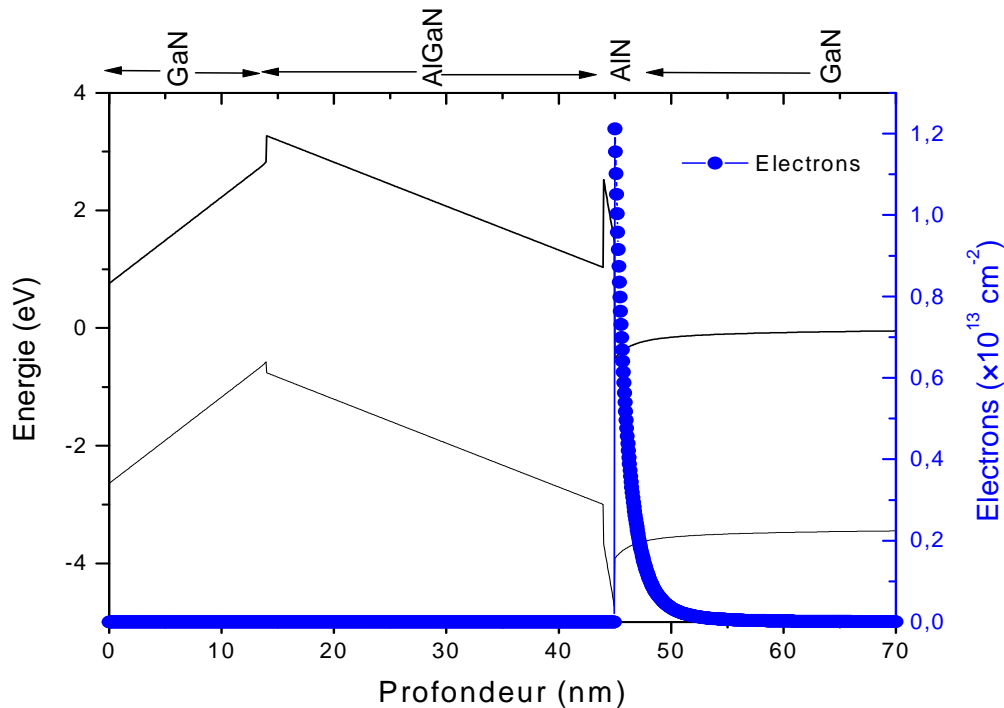


Figure II-21 : Diagramme de bande pour une structure GaN(14nm)/Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>N(30nm)/AlN(1nm)/GaN.

Dans ce cas, la présence d'une couche de cap épaisse diminue légèrement la densité d'électrons dans le puits 2D AlN/GaN ( $n_s = 1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ). En plus, elle donne naissance à un puits de trous, formé dans cette dernière couche et engendre un courant de trous avec une densité de  $7,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ .

En conclusion, avec un espaceur en AlN, l'augmentation de la densité d'électrons obtenue est attribuée à une plus forte charge de polarisation totale induite à l'interface AlN/GaN. La discontinuité de bande à l'interface a augmenté de 0,6eV à 1,54eV pour respectivement une structure sans et avec un espaceur AlN. La mobilité des électrons se trouve alors améliorée. En effet, Antoszewski et al. [27] ont montré que la rugosité d'interface AlGaIn/GaN est la principale cause des collisions des porteurs dans le puits 2D lorsque la densité de ces derniers est supérieure à  $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ .

Dans ce cas, les collisions dues au désordre d'alliage prennent une part importante dans la limitation notamment de la mobilité des électrons [28]. Dans le cas d'une hétérostructure

classique AlGaIn/GaN, la distribution des électrons s'étale d'autant plus du puits vers la couche barrière AlGaIn lorsque leur densité augmente. La présence d'une nano-couche AlN comme espaceur, permet par conséquent, d'améliorer les propriétés de transport simplement par un meilleur confinement et la réduction des collisions dues au désordre d'alliage de la couche barrière AlGaIn. Notons que l'épaisseur de cet espaceur AlN est fixée à 1nm pour bénéficier d'un confinement optimal des électrons dans le puits.

#### II.4.7 Effet de la longueur de grille dans un transistor à base d'AlGaIn/GaN.

A partir de la modélisation d'un transistor connu comme celui présenté dans les figures (II.22 et II.23 ( a) et b) ), il nous est alors possible d'établir des projections en modifiant la topologie des transistors. On peut voir comment la réduction de la longueur de grille de 100  $\mu\text{m}$  à 1  $\mu\text{m}$  peut mener à l'augmentation de la densité de courant depuis 0.05A/mm jusqu'à 0.95A/mm et de la transconductance de 18 mS/mm jusqu'à 150 mS/mm.

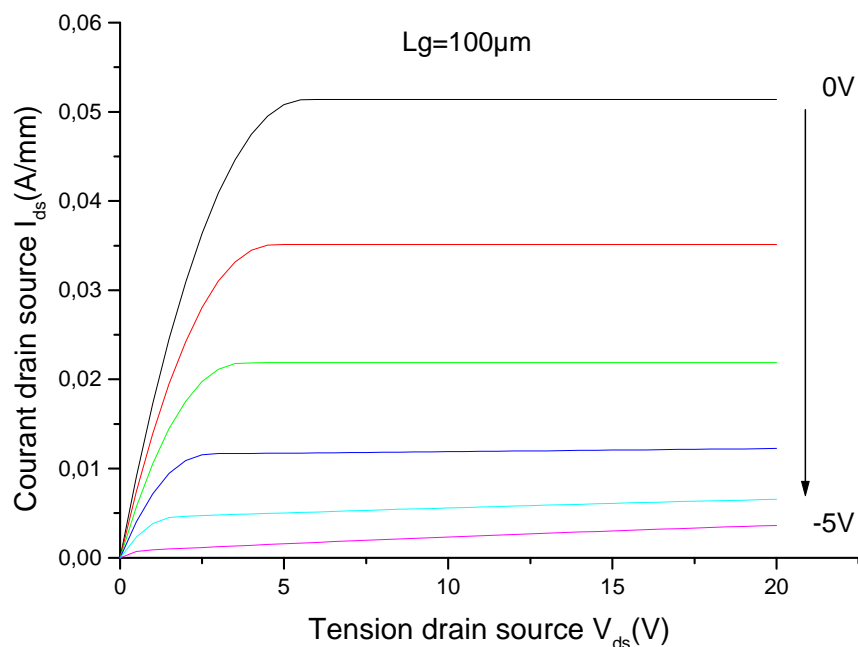


Figure II.22: a) Caractéristique de sortie Courant-Tension de transistors HEMTs  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}(30\text{nm})/\text{GaN}(500\text{nm})$  pour une longueur de grille  $L_g=100\mu\text{m}$  avec un pas de  $V_{gs} = -1V$ .

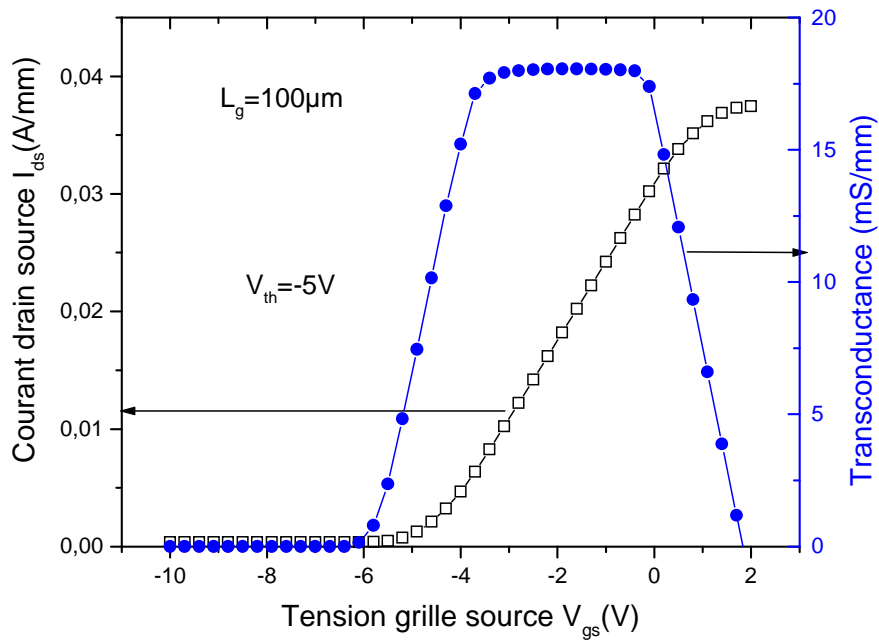


Figure II.22:b) Caractéristique de transfert Courant-Tension et transconductance Tension de transistors  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}(30\text{nm})/\text{GaN}(500\text{nm})$  pour une longueur de grille  $L_g = 100 \mu\text{m}$  et  $V_{ds} = 4\text{V}$ .

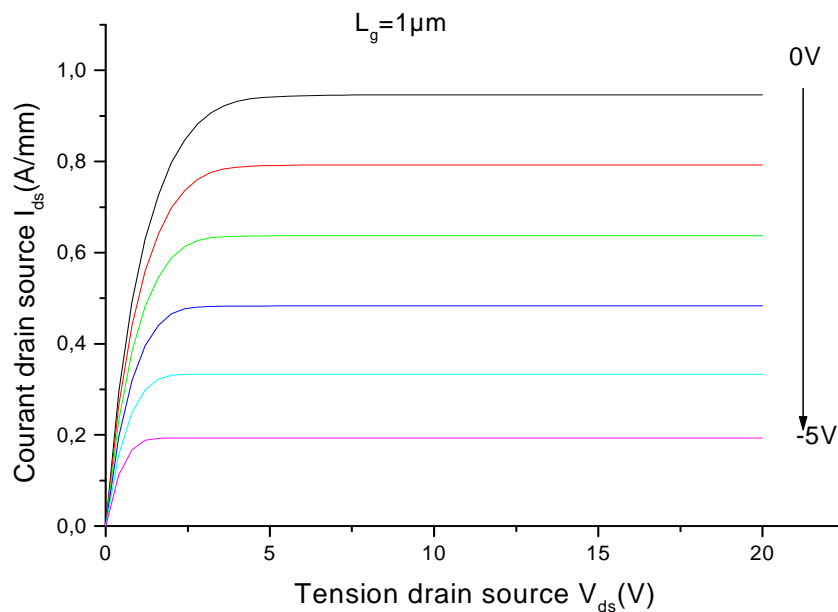


Figure II.23:a) Caractéristique de sortie Courant-Tension de transistors HEMTs  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}(30\text{nm})/\text{GaN}(500\text{nm})$  pour une longueur de grille  $L_g = 1 \mu\text{m}$  avec un pas de  $V_{gs} = -1\text{V}$ .

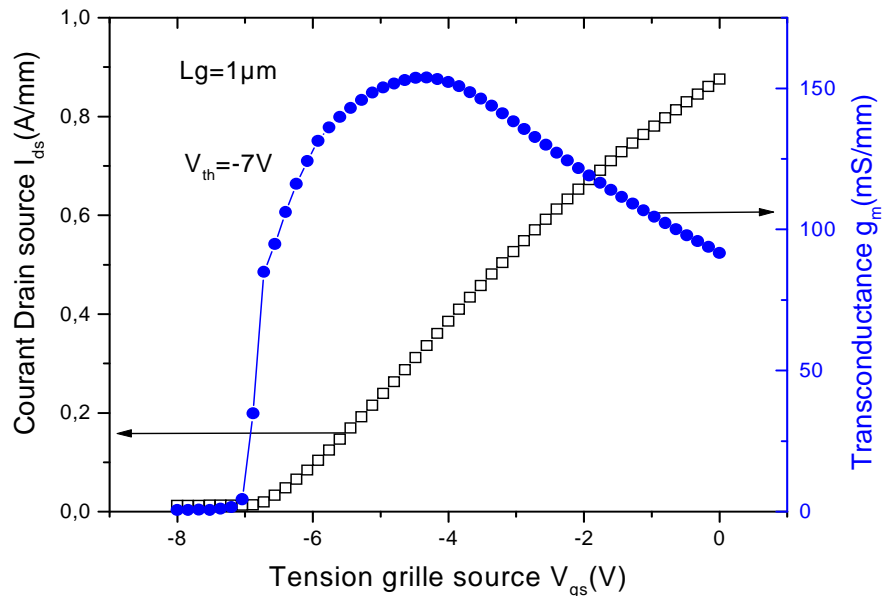


Figure II.23:b) Caractéristique de transfert Courant-Tension et transconductance Tension de transistors HEMTs  $Al_{0,25}Ga_{0,75}N(30nm)/GaN(500nm)$  pour une longueur de grille  $L_g=1\mu m$  et  $V_{ds}=2V$ .

On peut aussi observer que plus la longueur de la grille est grande et plus la valeur absolue de la tension de seuil  $V_{th}$  diminue.

#### II.4.8 Effet de la plaque de champ ou field plate

Une autre amélioration possible entraînant une augmentation de la densité de courant consiste en une passivation du composant, constituée d'une couche de diélectrique  $Si_3N_4$  recouverte en partie par une couche métallique. Cette couche métallique a pour effet une réduction du pic du champ électrique qui entraîne une augmentation de la tension de claquage de la diode grille-drain et la passivation entraîne une augmentation du courant drain-source et permet de réduire les courants de fuite du contact Schottky [29]. La figure II.24 présente la simulation de la caractéristique  $I_{ds}=f(V_{ds})$  pour deux transistors HEMT  $AlGaIn/GaN/SiC$  avec et sans field plate pour  $V_{gs}=0V$ . On peut voir sur cette figure que le courant  $I_{dss}$  augmente de 0,95A/mm jusqu'à 1,06A/mm pour un transistor sans et avec field plate pour  $V_{gs}=0V$ .

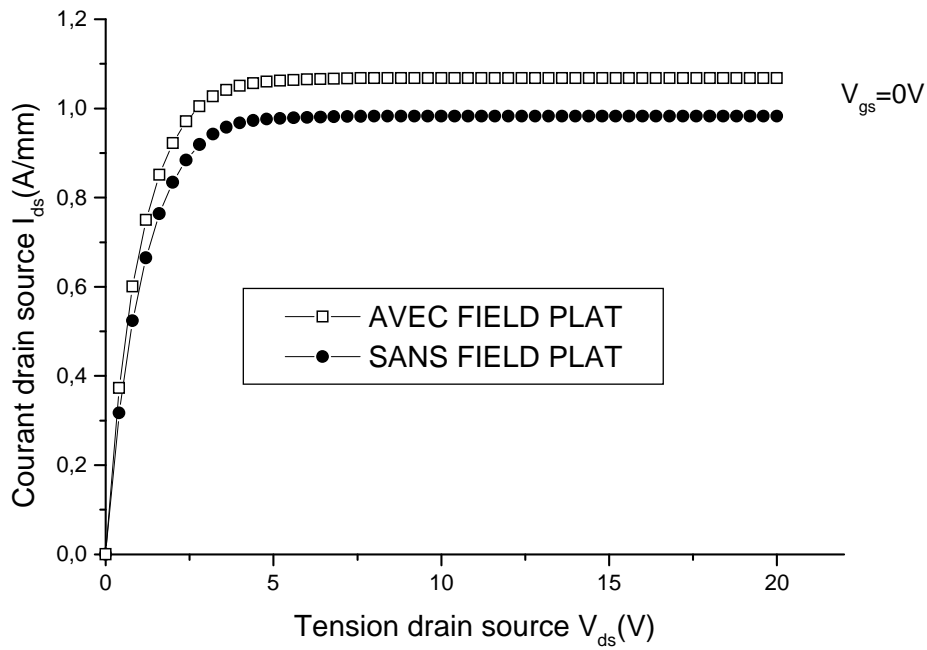


Figure II-26 : Influence de la plaque de champ,  $L_g=1\mu\text{m}$ .

Cet outil simple de simulation FETIS 3.1 permet donc de prévoir les caractéristiques des transistors HEMTs dans le cas où ces derniers sont idéaux où les phénomènes qui accompagnent les dimensions réduites sont négligeables.

### **Conclusion**

Dans ce chapitre, nous avons décrit la structure et le fonctionnement du transistor HEMT. Les HEMT réalisés sur des hétérostructures à base de GaN sont capables de fournir de fortes densités de courant dans le domaine des hyper-fréquences. On a analysé le HEMT de base constitué d'une couche donneuse AlGa<sub>N</sub>, un espaceur non dopé AlGa<sub>N</sub>, une couche GaN non dopée déposée sur substrat SiC. On observe alors que la tension de seuil est plus dominée par la densité de charges induites par la polarisation que par le dopage; par contre, la concentration  $n_s$  est sensible à l'épaisseur de la couche active puisqu'elle augmente quand celle-ci augmente. La présence d'une couche de cap épaisse diminue légèrement la densité d'électrons dans le puits 2D AlN/GaN. On a aussi remarqué que plus la longueur de la grille est petite et plus la densité de courant augmente. Enfin, une autre amélioration possible entraînant l'augmentation de la densité de courant consiste en une passivation du composant, recouverte en partie par une couche métallique. Le chapitre suivant présente la technologie des transistors HEMTs qui ont été étudiées dans ces travaux.



### **Références du Chapitre II**

- [1] M. A. Khan, J. N. Kuznia, J. M. V. Hove, N. Pan and J. Carter, Applied Physics Letters 60, 3027 (1992).
- [2] M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia and D. T. Olson, Applied Physics Letters 63, 1214 (1993).
- [3] Y. F. Wu, B. P. Keller, S. Keller, D. Kapolnek, S. P. Denbaars and U. K. Mishra, Electron Device Letters 17, 455 (1996).
- [4] [www.afsset.fr/.../18\\_champs\\_electromagnetiques\\_vf\\_09](http://www.afsset.fr/.../18_champs_electromagnetiques_vf_09).
- [5] Nicolas DUBUC, thèse doctorat d'état, Université de Limoges, N° 51-2003.
- [6] H. Mathieu, *Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques*, 6<sup>ème</sup> édition. Dunod, 2004.
- [7] D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, T. Linh Nuyen, Electronics Letters, vol. 16, 667, (1980).
- [8] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, and K. Nanbu, Japanese Appl. Phys. 19, 225 (1980).
- [9] P. Pouvil, Composants semiconducteurs micro-ondes, Collection technologiques. Masson (1994).
- [10] E.T. Yu, G.J. Sullivan, P.M. Asbeck, C.D. Wang. D. Qiao, S.S. Lau, Appl. Phys. Lett. 71 2794 (1997).
- [11] D. Jena, U.K. Mishra, Appl. Phys. Lett. 80,64 (2002).
- [12] H. Morkoc, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley-VCH,1,(2008).
- [13] L. Lacheze, thèse doctorat, Université Bordeaux 1, n°3975 (2009).
- [14] H. Morkoc, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley-VCH,2, (2008).
- [15] k. SCHRODER. « *Semiconductor Material Device characterization* », 4<sup>rd</sup> Edition Wiley and Sons Ed New York 1998.
- [16] S. Grabowski, M. Schneider, H. Nienhaus, W. Manch, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, Appl. Phys. Lett,78, 2503, (2001).

- [17] C. Charbonniaud, thèse doctorat, université de limoges n° 55 (2005).
- [18] D. Delagebeaudeuf and N.T. Linh, IEEE Trans. Elec. Dev, TED-29,955 (1982).
- [19] C. [Wood, J. Debdeep](#) “Polarization Effects in Semiconductors” Edition 1 Springer 2008.
- [20] S. Grabowski, M. Schneider, H. Nienhaus, W. Manch, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, Appl. Phys. Lett, 18, 503 ( 2001).
- [21] Y.-K. Kuo and W.-W. Lin, *Japanese Journal of Appl. Phys*, 41, 5557 (2002).
- [22] Rashmi, A.Kranti, S.Haldar, R.s.Gupta, Solid-State Electronics, 46, 621 (2002).
- [23] Dimitrijević, S., *Understanding Semiconductor Devices*. 2000: Oxford University Press
- [24] H. Morkoc, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley, 3 (2008).
- [ 25] Logiciel FETIS, <http://www.semitech.us/products/FETIS>.
- [26] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck, J. Appl. Phys. 85, 3222 (1999).
- [27] J. Antoszewski, M. Gacey, J.M. Dell, L. Faraone, T.A. Fisher, G. Parish, Y.F. Wu, U.K. Mishra, J. Appl. Phys. 87, 3900 (2000).
- [28] L. Hsu, W. Walukiewicz, Phys. Rev. B 56, 1520 (1997).
- [29] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, S. Heikman, S. Keller, U.K. Mishra, Electronics Letters, 40, 1 (2004).

# Chapitre III

Technologie des composants

## I . Introduction

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

Une première partie de ce chapitre présente la photolithographie, la lithographie électronique et les différentes méthodes de gravure du GaN (sèche, humide) en vue de réaliser le fossé de grille ou les contacts ohmiques. Les avantages et les inconvénients de chacune de ces techniques sont présentés.

La seconde partie est consacrée à la description des principales étapes technologiques relatives à la réalisation de composants HEMT étudiés dans cette thèse.

Enfin, la dernière partie présente la conception et la réalisation de nouvelles topologies de transistors de type HEMT de la filière AlGaIn/GaN basée sur la technique du *fieldplate* ou électrode de champ (FP-HEMT) dans le but d'augmenter les performances en puissance par rapport aux transistors conventionnels. Parmi les structures étudiées, certaines ont été fabriquées par l'IEMN à Lille d'autres par le laboratoire de l'INL de l'INSA de Lyon.

## Partie 1 :

**III- La lithographie optique et lithographie électronique****III.1 La lithographie optique ou photolithographie**

Le principe de la lithographie optique est d'éclairer par les UV une résine photosensible à travers un masque en verre sur lequel ont été imprimés des motifs en chrome. Ce masque peut être ou ne pas être en contact avec la surface à insoler. Les motifs du masque sont ainsi transférés sur la résine (figure.III.1): classiquement. Pour une étape de métallisation, un masque positif et une résine optique positive sont combinés. Ainsi, la résine éclairée, c'est-à-dire non protégée des UV par les motifs chromés du masque, est dissoute par des produits chimiques dits révélateurs. En revanche, typiquement, pour réaliser une gravure, un masque négatif est combiné avec une résine optique positive. Bien sûr, il est théoriquement possible d'utiliser un masque négatif avec une résine négative pour réaliser une métallisation ou alors un masque positif et une résine négative pour une gravure. En pratique, les résines négatives sont moins solubles que les résines positives, c'est pour cela que l'on privilégie généralement l'usage de résines positives pour obtenir de meilleurs résultats.

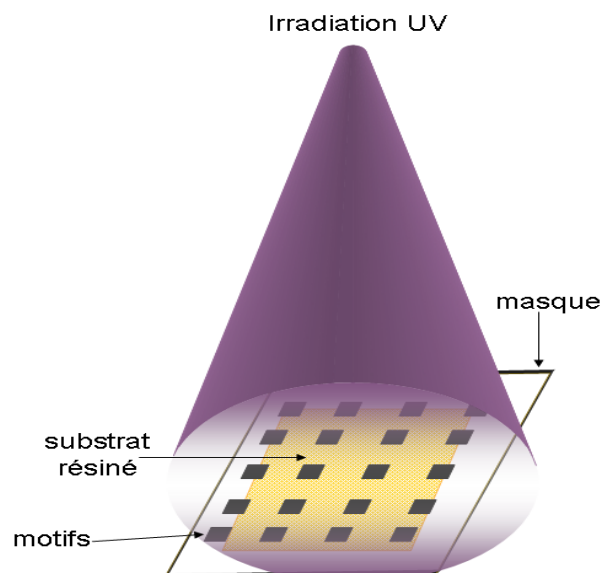


Figure. III.1 – Photolithographie : exposition globale de la résine déposée sur le substrat au travers d'un masque.

L'IEMN de Lille possède un aligneur pour la lithographie optique de chez Suss MicroTec (MA6/BA6). Deux longueurs de rayons UV sont disponibles : 250 nm (UV profonds) et 400 nm.

La résolution de la photolithographie est liée aux phénomènes de diffraction. Elle dépend aussi principalement de la déformation due à la pression exercée par le masque sur la résine. C'est pour cela que pour des tailles nanométriques, la lithographie électronique est privilégiée. En effet, la longueur d'onde de Broglie d'un électron accéléré par un champ de 50 keV est de 0,05 Å. On limite ainsi les problèmes de diffraction en utilisant cette lithographie par rapport à la photolithographie.

Pour la photolithographie, nous avons choisi des résines photosensibles positives. Nous avons opté pour un masque formé d'une bicouche de résines pour faciliter le décollement du masque de résine après métallisation.

### III.2 La lithographie électronique

La lithographie électronique consiste à utiliser un faisceau focalisé d'électrons accélérés pour écrire des motifs sur des couches de résine électronique. Il s'agit d'une écriture directe qui ne nécessite pas de masque en verre comme pour la photolithographie. La résolution de cette technique dépend de la taille du faisceau d'électrons qui peut être typiquement inférieure à 10 nm, ce qui permet une résolution d'alignement entre deux niveaux inférieure à 30 nm alors que pour la photolithographie, cette résolution peut être inférieure au micron.

L'écriture électronique est faite par séquences (figure.III.2) et est par conséquent plus coûteuse que la photolithographie.

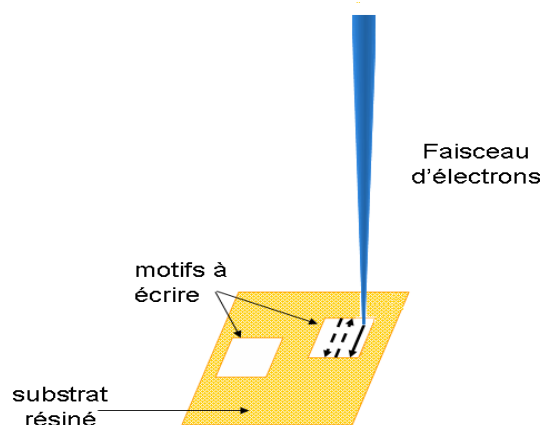


Figure.III. 2 – Lithographie électronique : exposition locale de la résine par le faisceau des électrons.

### III.3 Masques utilisés

Les deux masques utilisés pour ces études sont présentés par la figure III.3. Chaque masque est constitué d'un ensemble de motifs d'alignements optiques, de motifs pour les mesures à effet Hall, de motifs pour la mesure de la résistance de contact et de lignes de calibration.

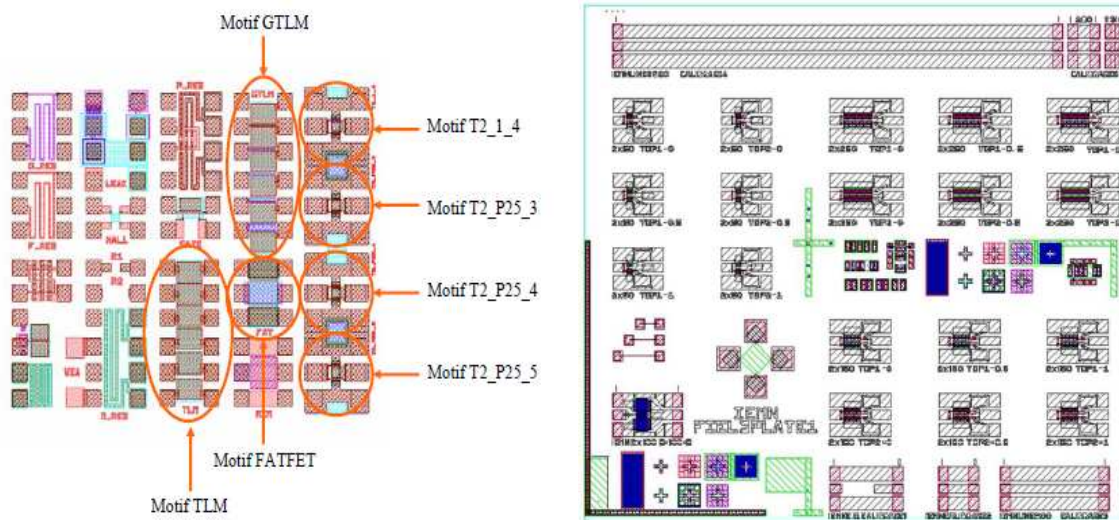


Figure.III. 3. Les masques utilisés pour l'étude des transistors HEMTs

Dans ces motifs, on trouve des FATFETs (FAT-Field Effect Transistors) qui sont des transistors à grande surface de grille, des GTLM (Gated Transmission Line Method) qui nous servent comme des composants à longueurs de grilles variables, des transistors à grille unique et à multiples doigts de grille, des Hall pour des mesures à effet Hall et des motifs comme T2\_P25\_4 dont le 2 présente le nombre de grille, P25 présente la longueur de grille ( $L_g = 0.25\mu\text{m}$ ) et 4 est la distance entre drain source.

### III.4 Gravure du GaN

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

	Avantages	Inconvénients
Gravures chimique (ou gravure humide)	Faible endommagement de la surface	-gravure suivant les plans réticulaires -non respect des motifs et des dimensions -nécessite des chimies chauffées
Gravure plasma (ou gravure sèche)	-dépend des conditions du plasma -gravure rapide ou très lente -rugosité+/- importante	

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

- **Gravure chimique** : La gravure humide ou chimique endommage beaucoup moins le matériau puisque les procédés utilisés sont beaucoup plus chimiques que physiques. De ce fait, elle est plutôt isotrope (attaque chimique dans toutes les directions).

Les chimies les plus réactives sont à base de KOH, NaOH (sels fondus) et H<sub>3</sub>PO<sub>4</sub>. Elles permettent de graver le matériau GaN jusqu'à 3.2µm/mn à des températures comprises entre 90°C et 250°C. Les matériaux riches en aluminium à base de GaN peuvent être gravés par ces mêmes chimies avec des températures de réactions plus basses (entre 50-100°C) [1].

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

### III.4.1 Le fossé de grille

La réalisation du fossé de grille, communément appelé *recess*, est l'étape qui consiste à graver la couche d'AlGaIn, afin d'enfoncer le contact Schottky vers le canal. Cette étape intervient avant la métallisation. C'est certainement l'étape la plus délicate dans la réalisation d'un composant. Des études ont été faites au sein du groupe sur cette étape technologique pour l'intégrer dans la fabrication des transistors AlGaIn/GaN à grille nitrure.

La gravure du fossé de grille détermine :

- La tension de pincement du composant. Celle-ci est liée à la profondeur de gravure de la couche barrière d'AlGaIn et à l'état de la surface du semiconducteur gravé avant la métallisation.



- 
- La qualité du contrôle de charges : la présence d'oxyde ou de pièges de surface peut influencer les caractéristiques du composant.
  - La conductance de sortie du transistor et sa tenue en tension.

En effet, la largeur du fossé de grille influence tous ces paramètres, puisqu'elle modifie la carte du champ électrique dans le composant ainsi que la répartition des porteurs.

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

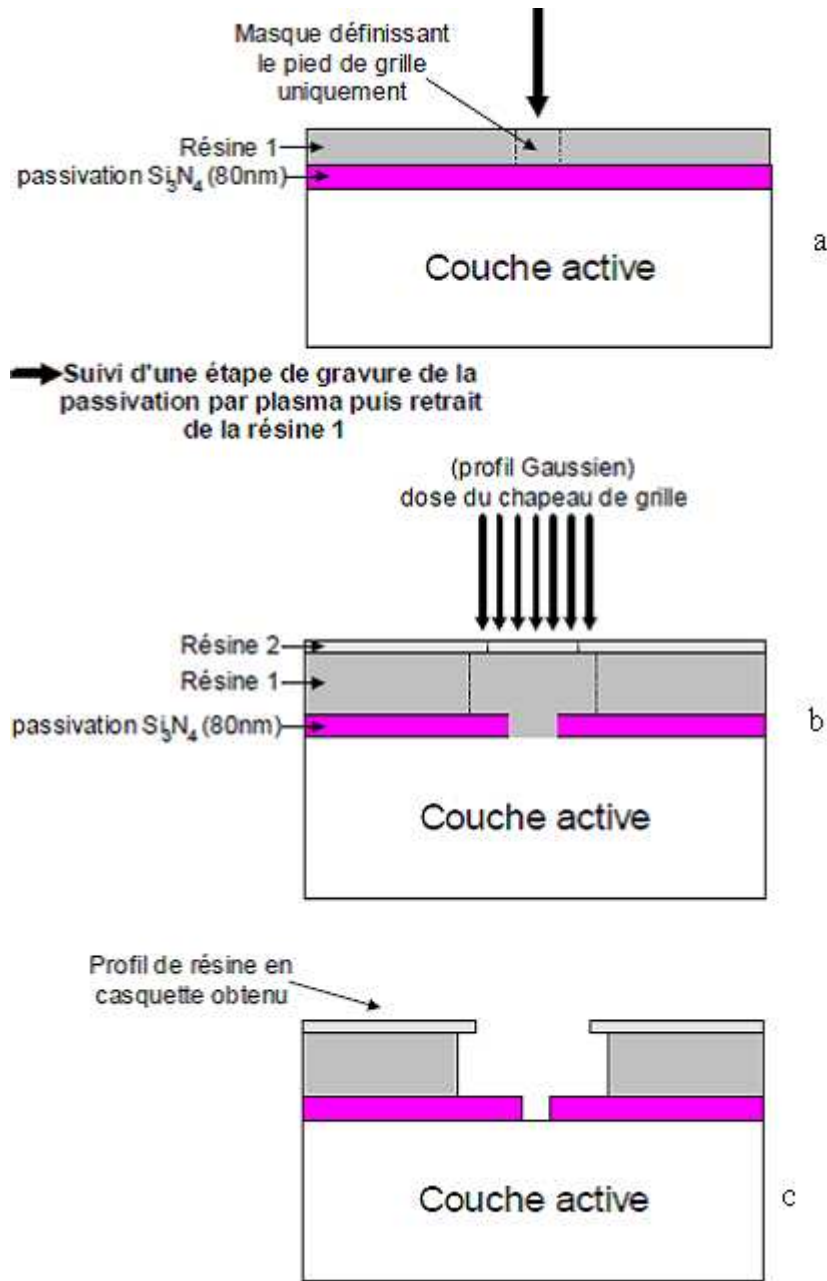


Figure III.4 : Descriptif de la technologie de grille.

### III.4.1.1 Apport du fossé de grille pour les performances du composant HEMT AlGaN/GaN

Le fossé (recess) de grille contribue à améliorer deux aspects :

- Le premier aspect concerne l'existence d'une couche fortement dopée appelée aussi « cap layer ». Le cap layer parce qu'il est fortement dopé, permet d'améliorer la caractéristique des contacts ohmiques. Cependant, dans le cas d'une structure planaire, le contact Schottky se retrouve posé sur une couche fortement dopée, ce qui entraîne par conséquent la dégradation du contact de grille. Grâce au recess, on parvient à graver le cap layer qui recouvre la barrière d'AlGaN non dopée. La grille est déposée sur un matériau non dopé ce qui permet d'avoir peu de courant de fuite de grille. Le recess permet donc d'avoir de bons contacts ohmiques sur une couche dopée et un bon contact Schottky sur une couche moins dopée. La difficulté majeure dans la gravure de ce fossé de grille sur GaN vient du fait que l'on ne sait pas arrêter la gravure précisément à l'interface entre la couche « cap » et la couche d'AlGaN. La structure avec et sans recess est illustrée sur la figure III.5. On peut remarquer également sur cette figure que la grille est en contact avec la cap layer fortement dopée ce qui est néfaste pour le courant de fuite de grille. Dans le cas d'un cap layer fortement dopé, il faut faire une gravure du fossé de grille plus large que la longueur de grille pour éviter tout contact entre les deux.

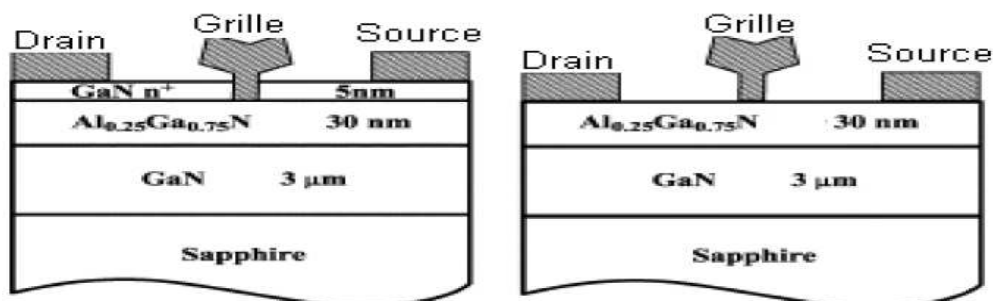


Figure III.5: structure avec et sans recess de grille

Il est à noter que dans le cadre de notre étude, nous avons uniquement travaillé sur des couches soit sans cap layer soit avec une couche superficielle de GaN (3nm) faiblement dopée.

## Partie 2 : Présentation des principales étapes

Le transistor HEMT AlGaIn/GaN est une structure planaire et la technologie des composants étudiés dans ces travaux de thèse peut être résumée en 7 étapes, depuis la réalisation de la plaquette épitaxiale jusqu'à la mise en boîtier des transistors.

### Etape 1 : Nettoyage

Cette méthode utilise les solvants acétone et méthanol, chacun pendant 10 mn, afin de nettoyer la surface des résidus organiques. Ces traitements sont alternés par des bains de  $\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$  et de  $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$ .

### Etape 2 : Isolation inter-composant

L'isolation de chaque composant est nécessaire afin de délimiter la zone de fonctionnement du transistor. Cette isolation peut s'effectuer de 2 manières différentes (voir figure III.6) :

- gravure physico-chimique (Mesa)
- implantation ionique (technologie planaire)

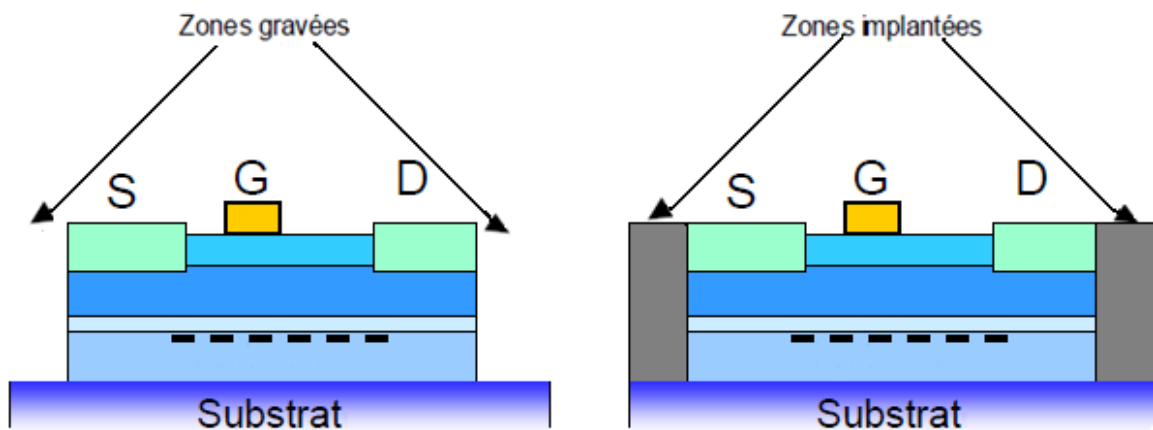


Figure III.6 : Profils de gravures obtenus par les méthodes de gravure (à gauche) et d'implantation (à droite).

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

---

Généralement, toute chimie composée d'un gaz chlore (comme le  $\text{SiCl}_4$ ) permet de graver GaN avec plus de 20nm/min. Ce procédé est utilisé pour réaliser l'isolation de composants de type MESFET GaN ou HEMT AlGaN/GaN.

- b) Pour augmenter le rendement de fabrication des composants, améliorer la fiabilité et conserver une technologie planaire, beaucoup de technologues réalisent l'isolation des composants par implantation ionique. Ce procédé consiste à briser le réseau cristallin pour le rendre amorphe, sous l'effet d'un bombardant ionique (énergie comprise entre 10keV et 400keV) de manière à obtenir un comportement isolant électrique. Cette étape ne peut se faire qu'après le recuit de contact ohmique, sous peine de réparer les liaisons atomiques cassées lors de l'implantation et de dégrader l'isolation obtenue. Cette étape ne nécessite pas une grande précision, elle est par conséquent réalisée par lithographie optique. L'isolement du GaN par implantation ionique peut se faire en utilisant des ions argon, hydrogène, hélium, azote, oxygène, titane, chrome, ou fer.

### **Etape 3 : Contact ohmique drain-source**

Pour atteindre des performances en puissance et en fréquence, il est indispensable de réaliser des contacts ohmiques de source et de drain de faible résistivité. La rugosité de surface de ces contacts a également une importance non négligeable, dans un procédé de fabrication. Une rugosité importante peut entraîner des problèmes de contacts avec les piliers des ponts à air dans le cas de la fabrication de transistors à grand développement.

Une étape de lithographie est réalisée pour définir ces contacts ohmiques. Les contacts ohmiques sont réalisés par des structures multi-couches, utilisant des métaux comme le titane, l'aluminium, l'or, le nickel, le platine, le molybdène ou le tantale. Les séquences d'empilement peuvent être les suivantes: Ti/Al/Ni/Au, Ti/Al/Ti/Au, Ti/Al/Mo/Au, Ti/Al/Pt/Au, Al/Ti/Ta, Ti/Al, Ti/Al/Au, et cette liste n'est pas exhaustive. Le dépôt métallique est du Ti/Al (500Å/1000Å). Les épaisseurs typiques des différentes couches sont par exemple dans le cas des contacts réalisés en Ti/Al/Ti/Au de l'ordre de (200/1000/450/550Å). Le dépôt des contacts ohmiques est suivi d'un recuit thermique rapide. Des températures de 800 à 950°C pendant une durée de l'ordre de 30 s sont couramment employées. Le recuit de contact produit une importante diffusion du titane dans les couches GaN et AlGaN.

De cette diffusion résulte la création par réaction de différents alliages (TiN, AlN, TiAlNGa...) et préférentiellement de l'alliage TiN. Ce dernier, très bon conducteur électrique relie le gaz

bidimensionnel d'électrons à la surface ; et grâce au titane, on a une barrière efficace à la diffusion des autres matériaux dans le semiconducteur. Il sert donc de couche d'accrochage. L'or est nécessaire pour améliorer la conductivité du contact, le nickel sert de barrière de diffusion entre l'aluminium et l'or.

La réalisation de composants performants passe donc par l'optimisation de la résistivité des contacts ohmiques. Celle-ci est définie par la résistivité spécifique de contact ( $\rho_c$  en  $\Omega.cm^2$ ).

A titre d'exemple, les contacts ohmiques réalisés en Ti/Al/Ni/Au présentent une résistivité de contact spécifique de l'ordre de  $8,9 \times 10^{-8} \Omega.cm^2$ . Ceux réalisés en Ti/Al/Pt/Au présentent une résistivité de contact spécifique de l'ordre de  $8,4 \times 10^{-5} \Omega.cm^2$ , et sont stables dans le temps [2]. Ceux réalisés en Ti/Al/Mo/Au présentent une résistivité de contact spécifique de l'ordre de  $4,5 \times 10^{-7} \Omega.cm^2$ , conduisant à des résistances de contact de  $0,2 \Omega.mm$  [3]. La figure III.7 présente la résistance de contact de différents contacts ohmiques réalisés sur des couches GaN ou AlGaN [4].

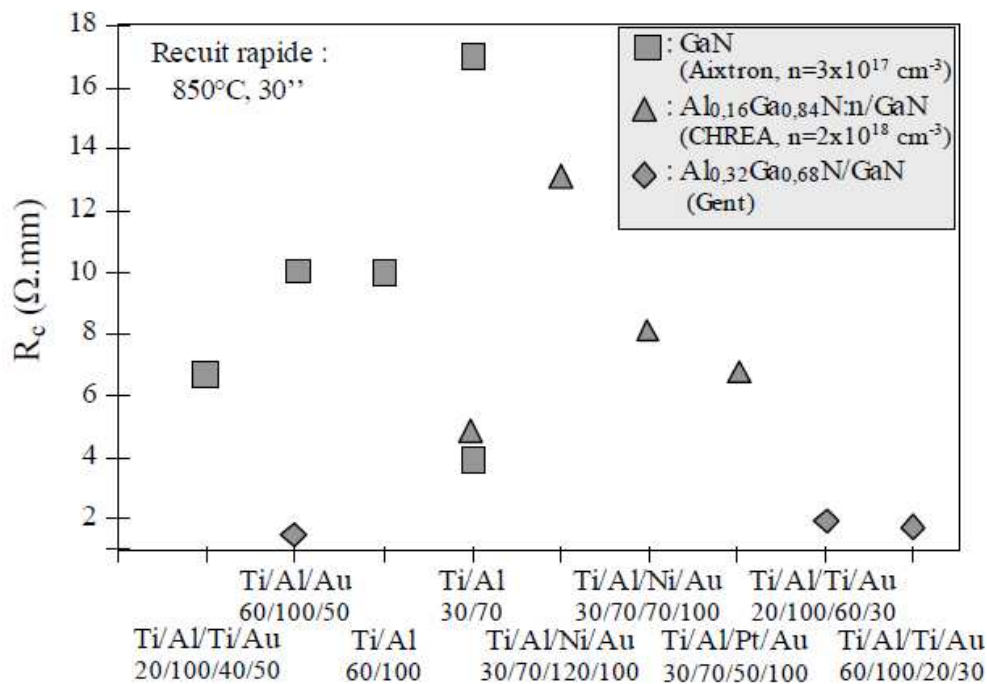


Figure III.7 : Résistance de contact pour différents types de contacts ohmiques [4].

On peut constater que les plus faibles résistances de contact sur une couche  $\text{Al}_{0,32}\text{Ga}_{0,68}\text{N}$  sont obtenues en utilisant un empilement Ti/Al/Au, ou Ti/Al/Ti/Au. Pour les contacts réalisés en Ti/Al/Ti/Au, la rugosité de surface augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'or. Cette dernière doit donc être fine ( $500\text{\AA}$ ). Enfin, les contacts réalisés en Ti/Al/Au

(60/100/50Å) ont montré une meilleure morphologie de surface que les contacts en Ti/Al/Ti/Au.

Des recherches ont été menées sur l'utilisation de tantale pour réaliser l'interface entre la couche AlGaN et le contact ohmique [5]. Ces contacts sont réalisés avec un empilement Al(500 Å)/Ti(500 Å)/Ta(500 Å), et présentent une résistivité de  $(5\pm 2) \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ , valeur qui doit être comparée à  $(7\pm 1) \times 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  pour un contact réalisé en Al(200 Å)/Ti(1500 Å). L'équipe de Kumar [6], vient de montrer l'efficacité d'un contact ohmique Mo/Al/Mo/Au avec une épaisseur globale de 70nm, et une température de recuit de 500°C à 600°C.

#### Etape 4 : Contact Schottky

Les grilles sont déposées au masqueur électronique avec des longueurs de 0,15µm à 0,5µm, ou par photolithographie optique pour des longueurs de 0,7 à 1µm. Les contacts Schottky les plus couramment réalisés sont Pt/Au, Ni/Au, Pt/Ti/Au, ou encore Pd/Au [7][4][8].

La figure III.8 présente les diagrammes des bandes d'énergie de valence et de conduction du métal de grille et du semi conducteur avant (a) et après mise en contact (b) à l'équilibre thermodynamique [9].

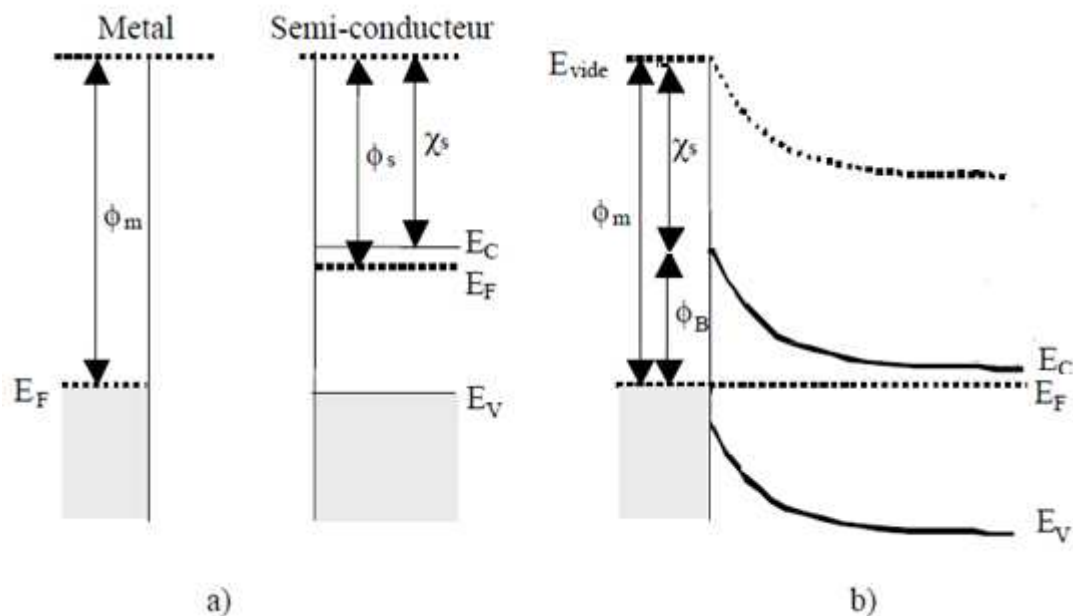


Figure III.8 : Diagrammes des bandes d'énergie de valence et de conduction du métal de grille et du semiconducteur avant et après mise en contact à l'équilibre thermodynamique.

Avant la mise en contact, les différents matériaux sont caractérisés par la position du niveau de Fermi par rapport au vide, c'est à dire  $\phi_m$  pour le métal, et  $\chi_s$  pour le semi-conducteur. Lors

de la mise en contact, les niveaux de Fermi s'alignent. Il en résulte une barrière de potentiel  $\phi_B$ . Le tableau III.2 donne la valeur de  $\phi_m$  pour les principaux métaux intervenant dans la réalisation des contacts Schottky des HEMTs basés sur GaN.

Métal	Pt	Ni	Pd	Au
$\phi_m$ (eV)	5.65	5.15	5.12	5.1

Tableau III.2 : Valeurs de  $\phi_m$  pour les principaux matériaux intervenant dans la réalisation des contacts Schottky des HEMTs basés sur GaN [8].

La hauteur de la barrière de potentiel  $\phi_B$  du contact Schottky est donnée dans le cas idéal par l'équation :

$$\phi_B = \phi_m - \chi_s \quad (\text{III-1})$$

où  $\phi_m$  est le travail de sortie du métal,  $\chi_s$  est l'affinité électronique du semiconducteur.

La hauteur de la barrière de potentiel  $\phi_B$  augmente avec le travail d'extraction du métal  $\phi_m$ .

Le tableau III.3, ci-dessous regroupe les hauteurs de barrière Schottky dans les composants à base de GaN, et leur limite en température lors du fonctionnement du composant.

Métal	$\phi_m$ (eV)	Hauteur de barrière	Limite thermique
Pt	5.65	1.00-1.10 eV	400°C
Au	5.1	0.91-1.15 eV	575°C
Ti	4,33	0.10-0.60 eV	-
Pd	5.12	0.94-0.95 eV	300°C
Ni	5.15	0.66-0.99 eV	600°C
Ag	4.3	0.90 eV	-
Ni/Au		0.97 eV	-
Cu [10]	4.4	1.15 eV	

Tableau III.3 : les hauteurs de barrière Schottky dans les composants à base de GaN et leurs limites en température lors du fonctionnement du composant [11]

### Etape 5 : Passivation



---

La passivation est réalisée à partir d'une couche diélectrique de protection déposée en surface d'un semiconducteur qui permet d'une part, de protéger le composant des agressions extérieures mais aussi de préserver l'état électrique de l'interface pour notamment gagner en fiabilité, lors du fonctionnement du composant aux conditions extrêmes (température, fort champ...). En effet, les semiconducteurs à base de GaN sont des matériaux polaires très sensibles à l'environnement extérieur. La rupture de la périodicité du réseau en surface du semiconducteur engendre la formation de liaisons pendantes. L'oxydation naturelle en surface du semiconducteur à température ambiante et l'absorption d'atomes étrangers entre autres, constituent les principaux défauts de surface à neutraliser. La couche de passivation doit nécessairement présenter une densité d'états d'interface la plus petite possible (pour limiter les fuites de courant en surface), une résistivité électrique et un champ de claquage élevé (montée en puissance) et une permittivité élevée (homogénéité du champ). Dans le cas des transistors à base de GaN, les diélectriques SiO<sub>2</sub>/SiN (1000Å/500Å) ou du SiN standard (1000Å) sont les plus couramment utilisés pour réaliser cette fonction. Ce dépôt est réalisé par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à une température de 340°C[11]. Il existe d'autres types de passivation, MgO, Sc<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BaTiO<sub>3</sub> ou LiNbO<sub>3</sub>.

### **Etape 6 : Interconnexions**

Les plots de contacts ohmiques sont prolongés et épaissis ainsi que le plot de connexion de grille par un dépôt de Ti/Pt/Au (50nm/50nm/600nm) d'épaisseur totale de 700 nm.

### **Etape 7 : Assemblage**

Les étapes finales sont la métallisation de la face arrière des composants, la découpe de la plaquette et le montage des composants en boîtier voir (figure.III.10). Les composants sont brasés à l'or/étain dans le boîtier. La brasure utilisée présente une épaisseur de 30µm et le composant est connecté par des fils d'or thermo compressés.

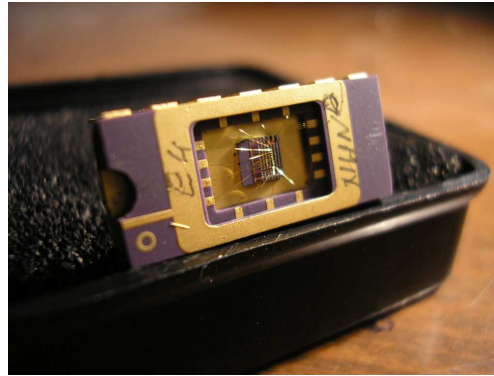
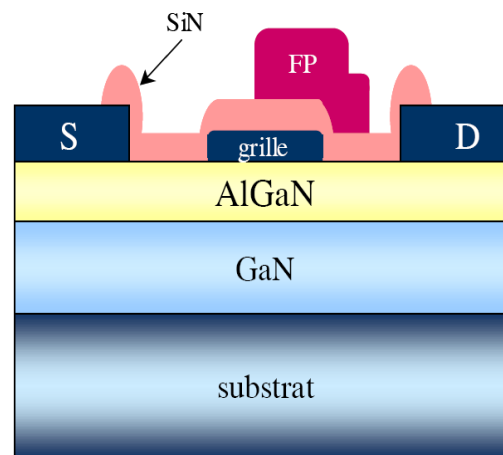


Figure III.10 – Photographies d'un HEMT encapsulé dans un boîtier

### Partie 3 : Réalisation de plaque de champ FP-HEMT.

L'objectif de cette étude consiste à concevoir une nouvelle configuration du transistor HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur substrat SiC. Basé sur la technique du "field plate" ou plaque de champ (FP-HEMT). Ces composants sont destinés à fonctionner pour des applications dans la bande 2-12GHz (S,C,X). La réalisation d'un FP-HEMT consiste en une passivation du composant, constituée d'une couche de diélectrique Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> [13] et recouverte en partie par une couche métallique voir (figure.III-11).



FigureIII-11: Structure d'un transistor HEMT GaN avec field-plate (FP)

Cette structure implique des avantages :

1. Passiver et donc "protéger" le composant [14],
2. Redistribuer le champ électrique entre la grille et le drain [15].
3. Augmenter les tensions de claquages  $V_{br}$  ( $V_{br}$  de 99V sur HEMT et  $V_{br}$  de 596V sur FP-HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sur SiC [16]).

4. Minimiser les effets de pièges en surface, donc augmenter la densité de porteurs dans le canal [15].

Cette nouvelle structure devrait permettre de multiplier les performances en puissance avec un composant demeurant plus robuste, plus stable et qui présente des caractéristiques électriques plus reproductibles.

### Transistors HEMT avec *Fieldplate* (FP-HEMT)

Une vue en coupe prise au FIB (Focused Ion Beam) et une de dessus d'un transistor bigrille, de chaque topologie de transistor FP-HEMT réalisée, sont présentées sur la figure III.12 -13-14.

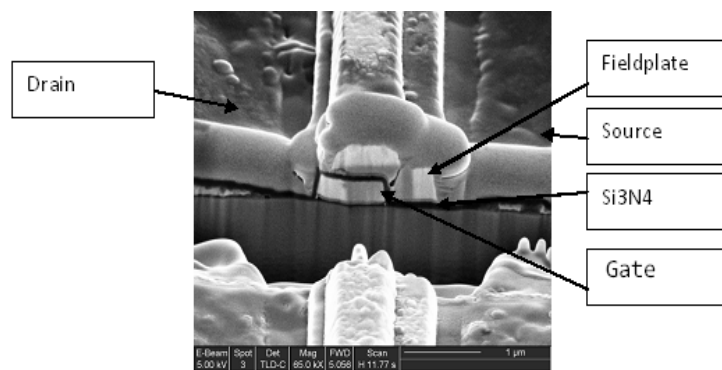


Figure III.12 : Coupe FIB d'un FP-HEMT avec diélectrique de grille  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

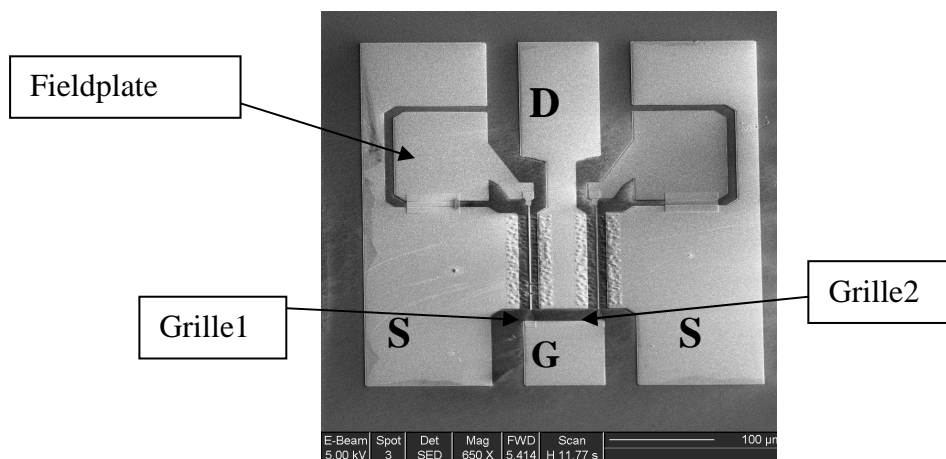


Figure.III.13: Vue de dessus d'un transistor bigrille ou deux doigts avec Fieldplate.  
G=grille, S=source, D=drain.

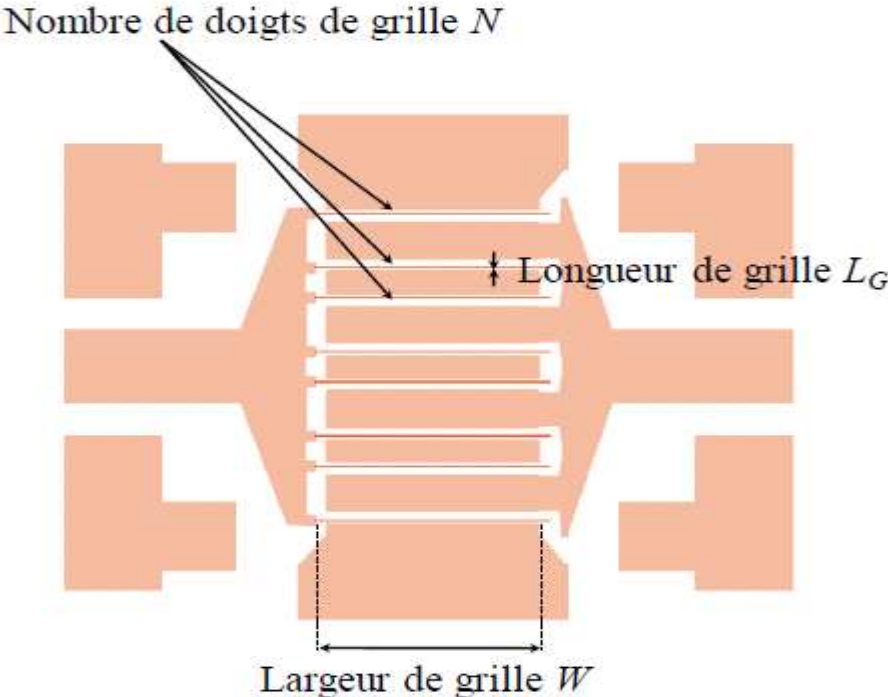


Figure.III.14 : Empreinte du composant énumérant le nombre de doigts de la grille

### Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté l'ensemble des techniques utilisées pour réaliser les transistors de type HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>. Le procédé technologique a été mis au point et optimisé afin de pouvoir améliorer les performances en fréquence et en puissance.

Différentes méthodes de gravure sèche et humide sur Ga<sub>N</sub> ont été réalisées en vue d'obtenir un fossé de contact ohmique ou de grille.

Enfin, la réalisation de nouvelles topologies de transistors de type HEMT de la filière AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> basée sur la technique du "*fieldplate*" ou électrode de champ (FP-HEMT) a été présenté, ceci dans le but d'augmenter les performances en puissance. Les mesures prises sur les transistors avec et sans "*fieldplate*" seront présentées au chapitre (IV) et permettront d'appréhender son action et de définir la meilleure technologie à utiliser pour une gamme de fréquence donnée.

---

### Références du Chapitre III

- [1] C.B. Vartuli, S.J. Pearton, J.W. Lee, C.R. Abernathy, J.D. MacKenzie, J.C. Zolper, R.J. Shul, F. Ren, , J. Electrochem. Soc. 143, 3681 (1996).
- [2] C. T. Lee, H. W. Kao. Applied Physics Letters, 6, 2364 (2000).
- [3] D. Selvanathan, L. Zhou, V. Kumar, and I. Adesida, Phys. Stat. Sol. (a) 194, 583 (2002).
- [4] E Muñoz, A. Jiménez, J. A. Garrido, J. M. Tirado, R. Ranchal, F. Calle, E. Calleja (ESA Contract 13519/99/NL/MV: GaN).
- [4] D. Qiao, L. Jia, L. S. Yu, P. M. Asbeck, S. S. Lau, S.-H. Lim, Z. Liliental-Weber, T. E. Haynes and J. B. Barner. Journal of Applied Physics, 89, 5543 (2001).
- [5] V. Kumar, D. H. Kim, A. Basu, and I. Adesida, Electron Device Letters, 29, 18(2008).
- [6] B.J. Zhang, T.Egawa, G.Y. Zhao, H. Ishikawa, M. Umeno, T. Jimbo. Applied Physics Letters, 79, 16, 2567 (2001).
- [7] N. E. Monroy, F. Calle, R. Ranchal, T. Palacios, M. Verdu, F.J. Sanchez, M.T. Montojo, M. Eickhoff, F. Omnès, Z. Bougrioura, and I. Moerman. Semicond. Sci. Technol.1, 47( 2002).
- [8] A. M. Malik, thèse, Université de Stuttgart, Allemagne, 2003.
- [9] R. Aubry, Thèse soutenue à l'université de Lille, France, 19 (2004).
- [10] Jin-Ping , D. Kikuta, N.Kubota, Y.Naoi, and Y.Ohno. IEEE EDL, 24, 500 (2003).
- [11] M. H. Wong “GaN materials and applications” School of Electrical and Computer Engineering, Cornell University, 2004.
- [12] A. Curutchet Thèse soutenue à l'université de Bordeaux (2005)
- [13] Khan et al. United States patent, US 6.690.042 B2, 10 (2004).
- [14] Y.-F. Wu et al. IEEE Electron Device Letters 25, 3 (2004).
- [15] Y. Wu et al. United States patent, US 6.586.781 B2, (2003).
- [16] Y. Takada et al, Phys. stat. sol. (c) 0 7 2347(2003).

# **Chapitre IV**

**Caractérisations électriques, interprétation  
et discussions**

---

## Introduction

Les propriétés physiques du nitrure de gallium permettent de réaliser des transistors HEMTs présentant des densités de courant de drain supérieures à 1,4 (A/mm), des fréquences de coupure élevées autour de 100 GHz et des tensions drain-source de claquage de l'ordre de 100V [1]. La miniaturisation est une des voies principales de l'évolution, car elle permet d'un côté d'augmenter la densité des composants sur un même substrat, donc de réaliser des puces plus performantes. D'un autre côté d'augmenter la fréquence de fonctionnement. Cette fréquence de coupure  $f_T$  dépend de la vitesse moyenne des électrons  $v$  et de la distance parcourue égale à la longueur de grille  $L_g$ . La vitesse maximale des électrons dépend du matériau utilisé, ce qui veut dire que pour augmenter la fréquence de fonctionnement et donc diminuer le temps de passage d'un électron sous la grille, il faut utiliser un matériau à forte mobilité. C'est ce qui a été entrepris dans le cadre de développement des filières III-N (AlGaIn/GaN) et décrit dans le chapitre I. Un autre élément pour diminuer le temps de transit est de diminuer la longueur de la grille. Dans ce contexte, des transistors AlGaIn/GaN avec des longueurs de grilles différentes ont été réalisées.

Dans ce chapitre, seront abordées, dans un premier temps, la technologie et la mesure des caractéristiques statiques  $I_{ds}(V_{ds})$ ,  $I_d(V_{gs})$  et  $g_m(V_{gs})$  et l'extraction des divers paramètres pour des structures avec des longueurs de grilles différentes.

L'étude du courant Schottky du transistor est l'une des étapes de caractérisation indispensable pour la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques qui limitent les performances des composants. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques au matériau sur lequel le dispositif a été réalisé ou alors, la technologie de fabrication de celui-ci. De ce fait, la caractérisation de la grille Schottky a fait l'objet de la seconde étape de mesure courant-tension et capacité-tension. Par la suite, l'interprétation des résultats sera développée suivie d'une discussion après une comparaison des performances électriques statiques des technologies étudiées.



**IV-1 Analyses expérimentales des caractéristiques électriques:**

Les mesures ont été effectuées sur deux types de transistors HEMTs à base AlGaN/GaN en régime quasi-statique. Le premier type de transistors HEMTs fournis par l'équipe le laboratoire de l'INL de l'INSA de Université de Lyon. Ces transistors sont désignés par T1-SiC (T: nom de la technologie, 1: numéro de la puce, SiC: type du substrat). Le deuxième type de transistors HEMTs fournis par l'équipe de l'IEMN de Université de Lille sont désignés par T2-SiC (technologie 2 sur SiC).

La caractérisation statique comprend la caractéristique de transfert  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{gs}$ , la caractéristique transconductance  $g_m$  en fonction de  $V_{gs}$ , les caractéristiques de sortie  $I_{ds}$  en fonction de  $V_{ds}$ . Ces caractéristiques expérimentales permettent de déterminer les valeurs des paramètres suivants :

- ✓ Le courant maximal  $I_{dss}$  ;
- ✓ La tension de seuil ou de pincement  $V_{th}$  ;
- ✓ La transconductance maximale  $g_m$  ;

Alors que la caractéristique d'entrée  $I_{gs}$  en fonction de  $V_{gs}$  en direct et en inverse permet de déterminer les valeurs des paramètres suivants :

- ✓ Le facteur d'idéalité  $n$ ;
- ✓ Le courant de saturation  $I_s$  ;
- ✓ La résistance série  $R_{Sdiode}$  ;
- ✓ La hauteur de la barrière de potentiel  $\Phi_B$  ;
- ✓ Le courant de fuite  $I_g$  en inverse.

Ces mesures sont réalisées à température ambiante, à l'aide d'un banc de mesure HP mètre semiconducteur Parameter Analyser 4155B qui permet des saisies automatiques de la tension et du courant. Cependant la caractéristique capacité  $C_{gs}$  en fonction de  $V_{gs}$  permet de déterminer les valeurs des paramètres suivants : la densité des électrons dans le canal 2 DEG  $n_s$  et la fréquence de transition  $f_t$  grâce à un HP mètre LF Impedance Analyser 4192A.

## IV-2 Présentation technologique et caractérisation du premier type des transistors étudiés T1-SiC:

Pour la première topologie, on dispose d'un seul type de transistors qui sont appelés T1-SiC (T: nom de la technologie, 1: numéro de la puce, SiC: type du substrat).

### IV.2.1 Transistors T1-SiC

Ces HEMTs AlGaN/GaN, appelés **T1-SiC**, sont composés d'une hétérostructure constituée d'une couche dopée  $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$  de 30 nm d'épaisseur et d'une couche non dopée GaN de 3  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, la structure épitaxiale étant réalisée par la technique de dépôt MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) sur un substrat SiC. Ces transistors sont sans cap layer. Les contacts ohmiques de source et de drain sont réalisés à partir de couches composites de type Ti/Al/Ni/Au. La diode Schottky est réalisée par une couche de type Pt/Au. Ces transistors sont passivés par dépôt d'une couche de diélectrique  $\text{SiO}_2$  (100 nm) suivi d'une couche de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (50 nm). Ils possèdent deux doigts de grille ou bigrilles (voir figure (IV.1 a))) et présentent une longueur de grille ( $L_g = 20 \mu\text{m}$ ) et une largeur de grille ( $W_g = 75 \mu\text{m}$ ).

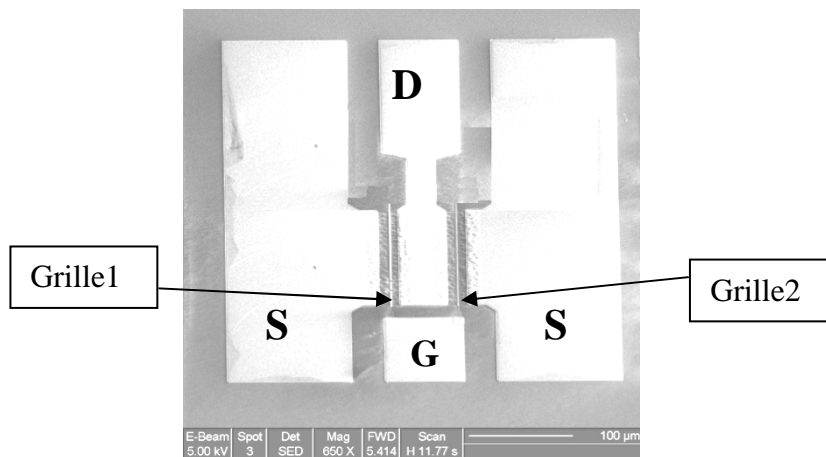


Figure IV.1: a) Vue de dessus d'un transistor bigrille. G=grille, S=source, D=drain.

Sur la figure (IV.1 b)), nous donnons une coupe transversale du transistor HEMT AlGa<sub>0,25</sub>N/GaN sur substrat SiC.

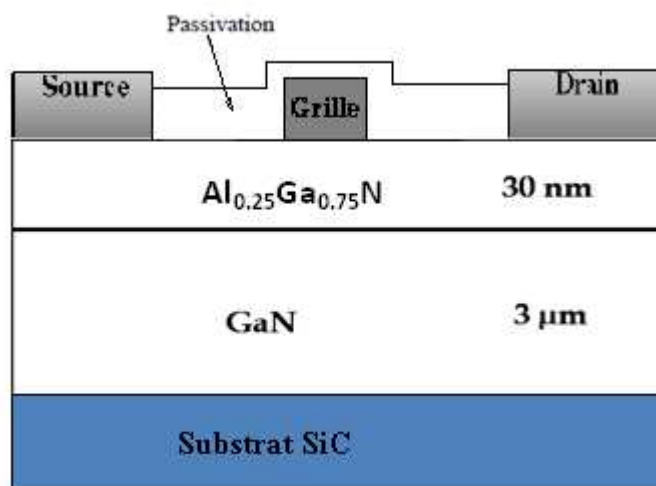


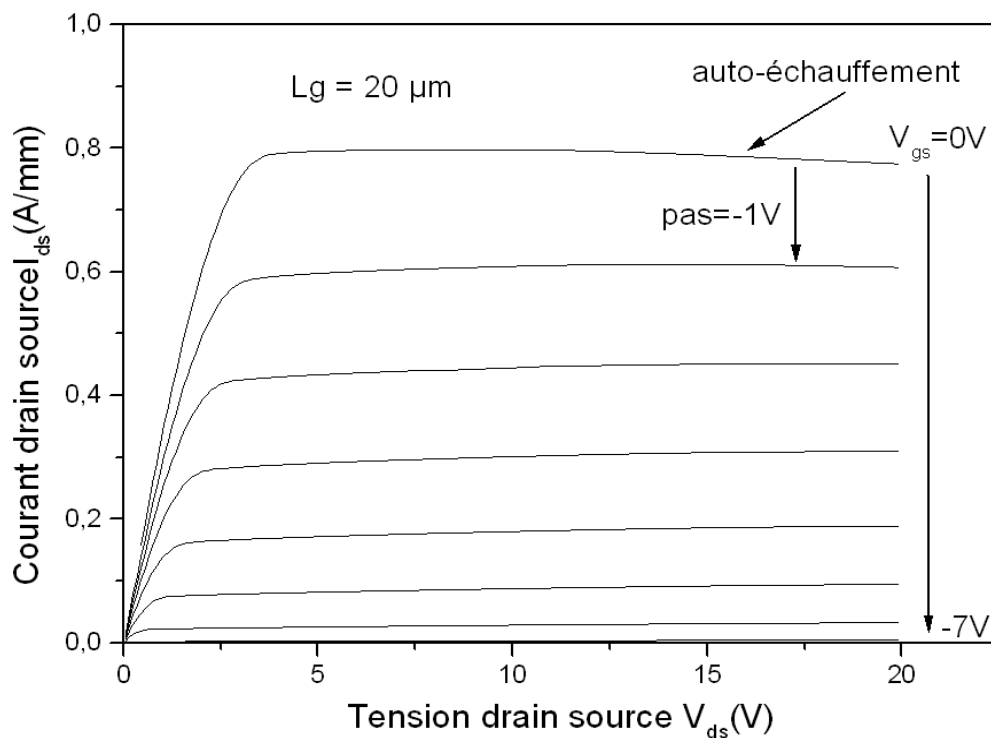
Figure IV.1: b) Structure épitaxiale des HEMTs T1-SiC étudiés.

## IV.2.2 Caractéristiques statiques des transistors T1-SiC.

### IV.2.2.1 Caractéristique de sortie

Nous avons étudié le réseau direct de sortie  $I_d = f(V_{ds})$  à tension grille source ( $V_{gs}$  constante), la fonction de transfert  $I_d = f(V_{gs})$  à  $V_{ds}$  constante et la transconductance des transistors ( $g_m$ ) en fonction de  $V_{gs}$  à  $V_{ds}$  constante.

La *Figure IV.2* représente la caractéristique de sortie d'un transistor réalisé avec une grille de longueur de  $20\ \mu\text{m}$  et de largeur de  $75\ \mu\text{m}$ . Nous observons, des pentes négatives pour  $V_{gs} = 0\ \text{V}$  ou une conductance négative. Cette dernière est attribuée à des effets de pièges qui peuvent être activés par la température ; c'est l'effet d'auto-échauffement qui sera discuté dans le paragraphe (IV.4). Ces transistors présentent un courant de drain maximum  $I_{dss}$  plus au moins important de l'ordre de  $750\ \text{mA/mm}$  pour une tension de drain  $V_{dss}$  ou tension de déchet d'ordre de  $4\ \text{V}$ . Cette forte valeur



*Figure IV.2 : Caractéristiques  $I_{ds}$ - $V_{ds}$  d'un HEMT AlGaIn/GaN sur SiC pour une longueur de grille  $L_g = 20\ \mu\text{m}$ .*

est liée au faible dopage de la barrière AlGaIn, à l'absence de couche dopée en surface (cap layer) et la moins bonne mobilité des électrons dans le GaN comparée à celle dans le GaAs qui d'ordre  $0,5V$ .

### IV.2.2.2 Caractéristique de transfert

La tension de seuil  $V_{th}$  du transistor est généralement définie comme la valeur de la tension  $V_{gs}$  nécessaire pour obtenir un courant drain-source inférieur ou égal à 5% de  $I_{dss}$ [2]. Pour plus de précision, l'extraction de la tension de seuil  $V_{th}$  est obtenue par extrapolation de la caractéristique de transfert  $I_{ds}(V_{gs})$  à  $I_{ds} = 0$ , mesurée pour une faible valeur de  $V_{ds}$ [3], comme l'illustre la figure IV.3, la tension de pincement est de l'ordre de -3.4 V.

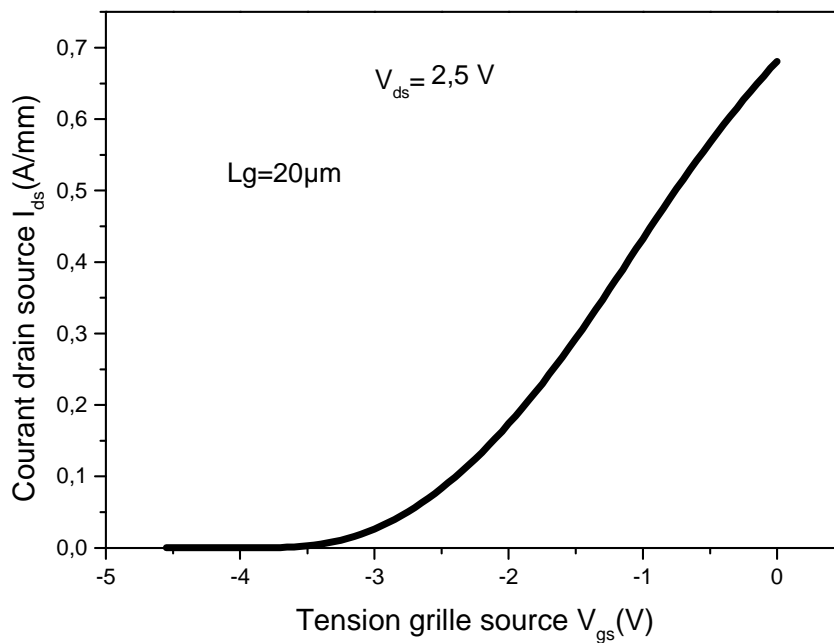


Figure IV.3 : Caractéristiques  $I_d$ - $V_{gs}$  du HEMT AlGaIn/GaN sur TI-SiC pour une tension  $V_{ds}=2.5V$  et  $L_g = 20 \mu m$ .

La transconductance est un élément principal du transistor, qui traduit le contrôle du courant de drain par la tension de grille pour une tension de drain constante.

Dans notre cas, voir *figure IV.4*, la transconductance du composant étudié est maximale pour  $V_{gs} = -1$  V et  $V_{ds} = 2.5$  V, sa valeur est  $g_m = 58$  mS/mm. Au-delà de ce maximum, la transconductance diminue avec l'augmentation de la polarisation grille-source.

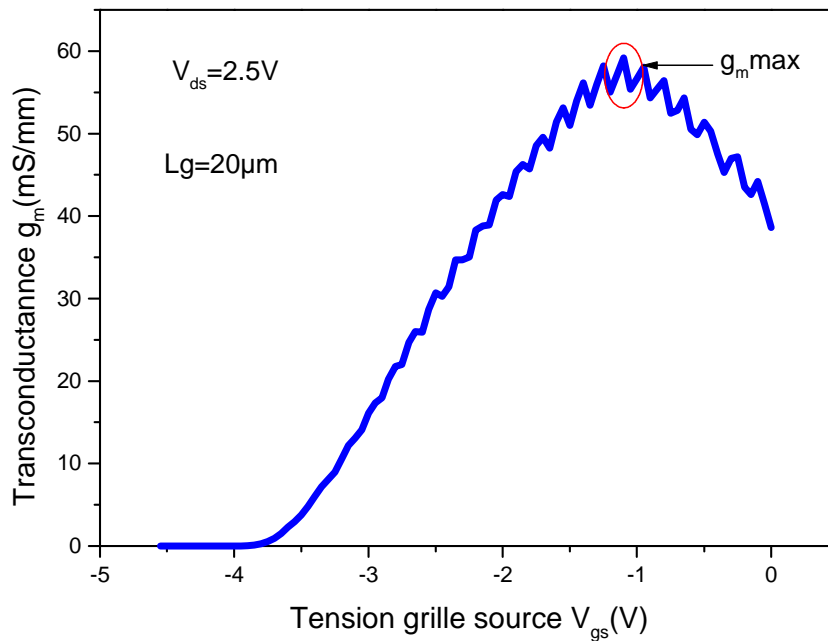


Figure IV.4 : Transconductance d'un HEMT AlGaIn/GaN avec  $L_g = 20$  µm.

Cette diminution est liée à l'augmentation de la densité de charges dans la barrière au fur et à mesure que la polarisation grille-source augmente c.-à-d. quand la densité de charge augmente la mobilité diminue [5].

- **Tension de claquage drain-source.**

La tension de claquage drain-source pour cette série de transistor est de l'ordre  $V_{bd} = 40$  V.

#### IV.2.2.3 Courant de la grille

- **En direct**

La variation du courant de la grille en fonction de la tension de la grille  $I_g$ - $V_{gs}$  en direct tracée dans une échelle linéaire (voir *figure IV.5*) montre que le courant varie exponentiellement et donc les structures présentent un contact Schottky et que ces diodes se saturent à partir d'une tension de 1.5V.

La détermination de la totalité des paramètres électriques nécessitent d'utiliser un tracé de la caractéristique dans une échelle logarithmique voir (figure VI.5).

Les régions linéaires des caractéristiques permettent de calculer les facteurs d'idéalité  $n$ , les courants de saturation  $I_s$  et les hauteurs de barrière  $\phi_B$  définis par [4]:

$$n = \frac{q}{2.3K_B T} \frac{dV}{d \log(I)} \quad (IV-1)$$

$$\Phi_B = \frac{K_B T}{q} \ln \left( \frac{AA^* T^2}{I_s} \right) \quad (IV-2)$$

avec  $T$ ,  $A^*$ ,  $A$ ,  $I_s$ : sont respectivement la température en degré Kelvin, la constante de Richardson, la section du matériau et le courant de saturation. Leurs valeurs sont  $n= 2,3$ ,  $I_s=3.10^{-10}$ A et  $\phi_B = 0,58$  eV.

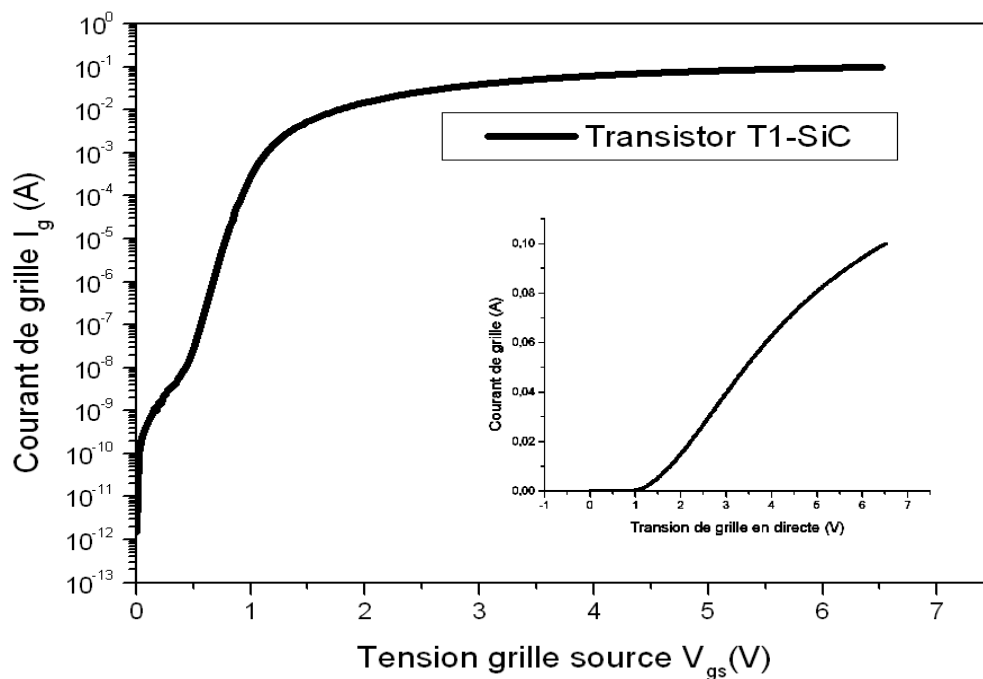


Figure IV.5 : Courant de la grille  $I_{gs}$  ( $V_{gs}$ ) en directe.

La résistance série définis par:  $R_{Sdiode} = \frac{\Delta V}{I}$  est calculée à partir de la région de saturation du courant sa valeur est de l'ordre  $21\Omega$ .

• *En inverse*

La figure IV.6 représente la variation en inverse du courant  $I_g$  en fonction de la variation de  $V_{gs}$

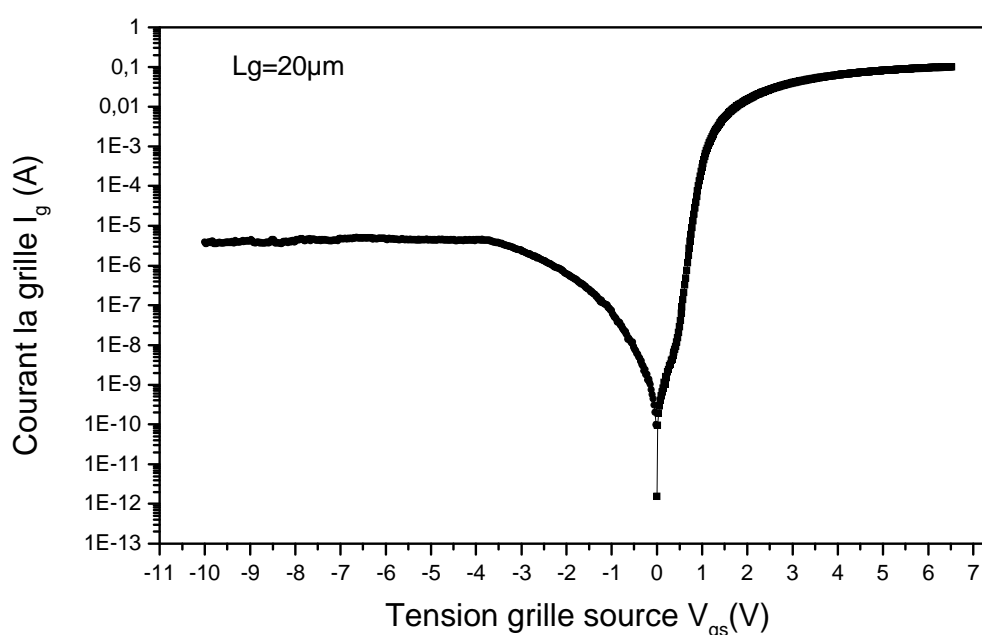


Figure IV.6 : Courant de la grille  $I_g(V_{gs})$  en inverse et en directe

On remarque que l'échantillon T1-SiC a un courant de fuite  $I_g$  de l'ordre de  $5\mu A$  pour une tension en inverse supérieure à  $-4V$ .

Les paramètres électriques de l'échantillon **T1-SiC** que nous avons calculé à partir des caractéristiques  $I_g-V_{gs}$  (figure IV.6) sont résumés dans le tableau IV-1.



Transistor	n	$I_s$ (A)	$R_{Sdiode}$ ( $\Omega$ )	$\phi_B$ (eV)	$I_G(\mu A)$
T1-SiC	2,3	$3.10^{-10}$	21	0,58	5

Tableau IV-1 : Paramètres électriques du Transistor **T1-SiC**.

La valeur élevée du facteur d'idéalité ( $n=2.3$ ) indique que d'autres phénomènes de conduction que l'effet thermoïonique sont présents dans cette diode tels que l'effet de la résistance shunt ( $R_{shunt}$ ) qui induit un courant de fuite, l'effet tunnel et l'effet de la génération-recombinaison dû à la présence de centres profonds dans la barrière AlGaN[6]. La valeur de la hauteur de barrière 0.58eV est petite comparée avec la valeur théorique 1.8eV qui est associée à l'apparition de *courants de fuite* sous la grille en inverse. Le courant de fuite de grille des HEMT des technologies à base de GaN est plus élevé que celui des technologies à base de GaAs. En effet, ces filières technologiques sont moins mûres et les procédés de fabrication mis en œuvre pour les réaliser peuvent encore être améliorés. Les mécanismes physiques responsables du courant de fuite de grille sont encore à l'étude. Les études récentes évoquent l'effet Tunnel [6] [7] ou l'effet des pièges engendrés par des dislocations [8]. Le courant de fuite de grille peut être diminué par un traitement plasma à l'oxygène à 200°C, sans dégrader la transconductance et les caractéristiques statiques de drain [9].

#### IV.2.2.4 Caractéristique capacité- tension

Pour valider la présence d'un gaz 2D d'électrons, nous avons effectué des mesures des capacités  $C(V)$  du contact Schottky (figure IV.7). L'analyse de la caractéristique Capacité-Tension permet la détermination de la distribution de la densité  $n_s$  d'électrons dans le gaz 2D. La figure IV.7 montre la caractéristique  $C(V)$  obtenue à 1MHz, L'évolution de ce type de mesures montre un plateau puis une chute importante de la capacité à la tension dite de pincement  $V_{th}$ . Ceci est caractéristique de la désertion du gaz 2D d'électrons situé sous la grille où l'on observe une capacité résiduelle de 1,5 pF environ pour des tensions de polarisation au-delà de la tension de seuil  $V_{th} = -3.65V$  du transistor.

Cette capacité résiduelle est générée par les plots métalliques d'accès grille et source (ou drain). Elle peut, par conséquent, être directement retranchée de la capacité totale mesurée [5], [6].

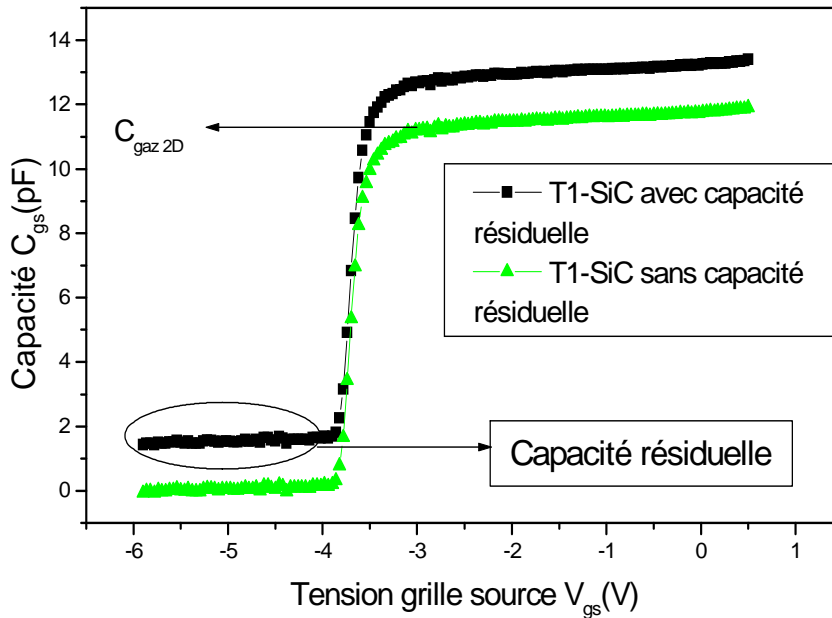


Figure IV.7: Mesure de la caractéristique capacité grille source-tension  $C_{gs}(V)$ .

La valeur de la densité d'électrons  $n_s$  dans le gaz 2D est déterminée expérimentalement à partir l'équation suivante [10]:

$$n_s = \int \frac{C_{gaz\ 2D} dv}{qA} \quad (V: 0 - V_{th}) \quad (IV-3)$$

avec  $C_{gaz\ 2D}$  est la capacité corrigée dans le gaz 2D,  $q$  la charge,  $A$  la section de la grille.

La valeur de la capacité du gaz 2D déterminée à partir de figure IV.7 est de l'ordre de 11.2 pF avec  $V_{th} = -3.65$  V d'où la valeur de la densité d'électrons  $n_s$  dans le gaz 2D est de l'ordre  $2.33 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ .

• **Estimation de la fréquence de transition ou la fréquence coupure**

La fréquence de transition  $f_t$  est estimée à partir de l'équation [11] (IV-4)

$$f_t \approx \frac{g_m}{2 \times \pi \times C_{gs}} \quad (IV-4)$$

$g_m$ : est la transconductance max,

$C_{gs}$ : la capacité grille-source ou la capacité dans le gaz 2D ( $C_{gaz\ 2D}$ )

Ces transistors T1-SiC présentent donc une fréquence de transition  $f_t$  d'environ 2 GHz.

### IV.3.1 Présentation technologique du deuxième type des transistors étudiés:

Nous allons, dans ce qui suit, présenter les caractéristiques des HEMTs, cette fois-ci, avec une topologie différente et à différentes longueurs de grille. Ces transistors ont été fabriqués par l'IEMN (Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie de Université de Lille).

La *figure (IV.8 a)* montre une vue en coupe schématique de ce deuxième type de technologie qui sont des transistors HEMTs d'AlGaN/GaN sur substrat SiC. Ces structures ont été réalisées par la technique MOCVD (Metal-Organic Chemical Vapour Deposition). Elles se composent

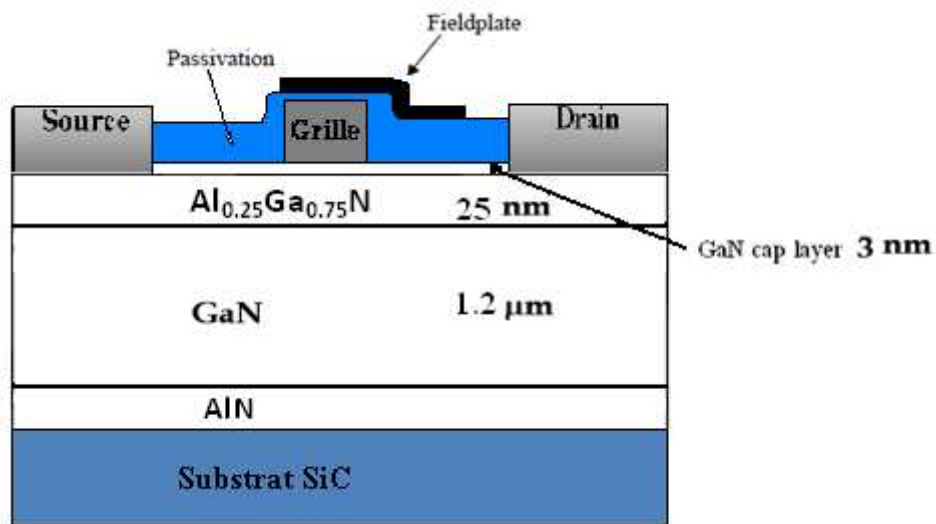


Figure IV.8: a) Vue en coupe schématique de la deuxième série des transistors HEMTs.

d'une couche mince d'AlN/GaN, d'une couche non intentionnellement dopée (nid) de GaN d'épaisseur de 1.2 µm, d'une couche d' $Al_xGa_{1-x}N$  à modulation de dopage, où  $x$  représente la

fraction molaire d'aluminium et d'une couche de cap d'épaisseur de 3 nm. Dans notre cas la fraction molaire d'aluminium est de l'ordre de 25% et la couche d'AlGaN a une épaisseur de 25 nm. Ces transistors ont été passivés avec une couche diélectrique  $\text{Si}_3\text{N}_4$  (1500 Å). Les dispositifs étudiés présentent une largeur de grille  $W_g$  de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  avec deux doigts de grille (voir figure (IV.8 b)).

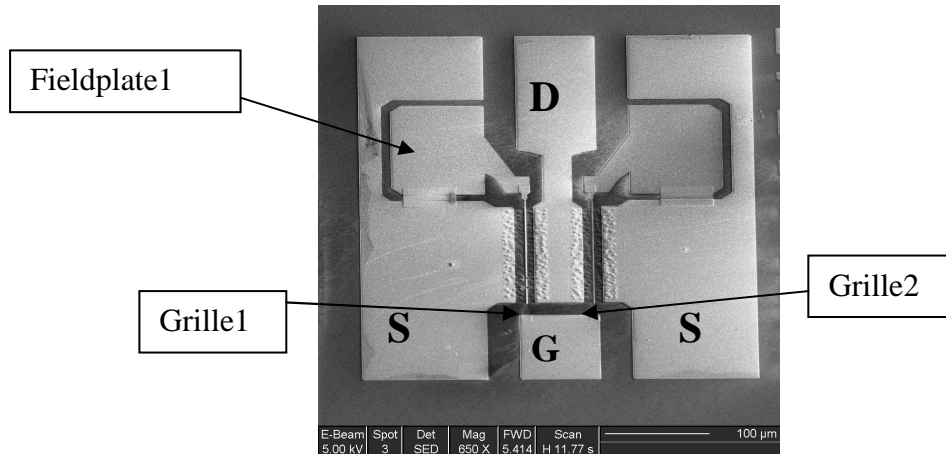


Figure IV.8: b) Vue de dessus d'un transistor bigrille avec Fieldplate. G=grille, S=source, D=drain.

La distance entre la grille et la source est de 1  $\mu\text{m}$  et l'espace grille-drain est de 2.5  $\mu\text{m}$ . Ces structures présentent des plaques de champ (fieldplate) d'une épaisseur de l'ordre 0.5 $\mu\text{m}$ . Avec cette deuxième technologie, trois types de transistors sont réalisés avec trois longueurs de grille  $L_g$  différentes :

1. Les transistors possédant une longueur de grille  $L_g = 70 \mu\text{m}$  sont appelés **T2- SiC1**
2. Les transistors possédant une longueur de grille  $L_g = 0.1 \mu\text{m}$  sont appelés **T2-SiC2**
3. Les transistors possédant une longueur de grille  $L_g = 0.25 \mu\text{m}$  sont appelés **T2-SiC3**

Nous avons effectué dans un premier temps des mesures donnant les caractéristiques statiques de sortie et de transfert tels que  $I_{ds}=f(V_{ds})$ ,  $I_{ds}=f(V_{gs})$  et  $g_m=f(V_{gs})$  sur les trois transistors cités ci-dessus (T2-SiC1, T2-SiC2 et T2-SiC3). Ensuite, nous avons effectué des mesures de courant de grille Schottky  $I_{gs}=f(V_{gs})$  et de la capacité  $C_{gs}=f(V_{gs})$ . Dans cette deuxième partie, de mesure, nous présentons uniquement les caractéristiques obtenues sur le transistor T2-SiC3. Les transistors T2-SiC1 et T2-SiC2, un problème au niveau de la soudure du fil de

contact de grille s'est posé et ainsi il nous a été impossible de continuer d'effectuer des mesures sur ces deux derniers.

### IV.3.2 Caractéristiques statiques des transistors T2-SiC1.

#### IV.3.2.1 Caractéristique de sortie

Nous présentons sur la figure IV.9 le réseau direct  $I_d = f(V_{ds})$  à  $-2.75V < V_{gs} < 0V$  avec un pas de  $-0.25 V$  des transistors T2-SiC1 réalisés avec une grille de longueur de  $70 \mu m$ . Nous remarquons que les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds})$  de nos transistors présentent aussi une diminution linéaire du courant de drain pour  $V_{ds}$  supérieur à  $V_{dsat}$  (la tension drain –source de saturation) et pour une tension  $V_{gs}$  supérieure à  $V_p$  (tension de pincement). Cette conductance négative est attribuée à des effets de pièges qui peuvent être activés par la température ; c'est l'effet d'auto-échauffement. D'autre part, nous observons une augmentation brutale de courant de drain après saturation, cet effet est connu sous le nom d'effet kink (effet de coude en français) et décrit dans le paragraphe (IV.4).

Ces transistors présentent un courant de drain maximum  $I_{dss}$  de l'ordre de  $98 \text{ mA/mm}$  pour une tension de drain de  $4 V$ .

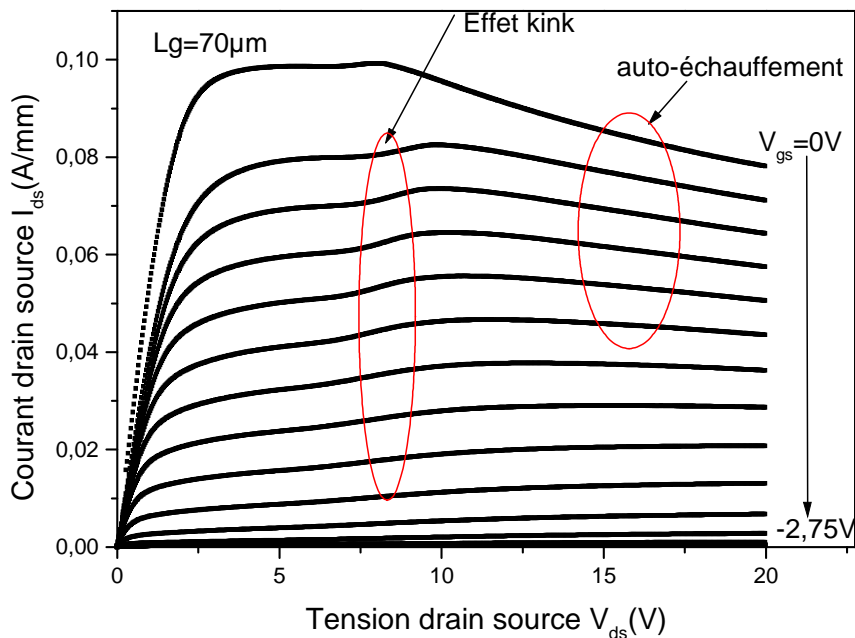
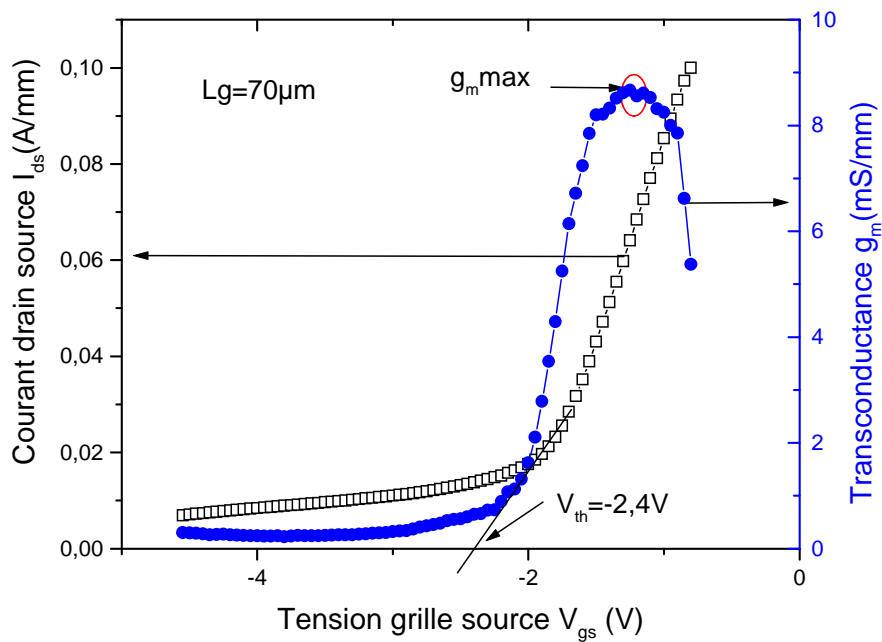


Figure IV.9 le réseau direct  $I_d = f(V_{ds})$  à  $-2.75V < V_{gs} < 0V$  avec un pas de  $-0.25 V$ .

### IV.3.2.2 Caractéristique de transfert

La tension de pincement et la transconductance maximale des transistors T2-SiC1 sont relevées à partir de la figure IV.10.



Figures IV.10 : Caractéristiques courant-tension  $I_{ds}$ - $V_{gs}$  et  $g_m$ - $V_{gs}$  des transistors **T2-SiC1**.

La tension de pincement est de l'ordre de  $-2.4V$  et la transconductance maximale est de l'ordre de  $8.75 \text{ mS/mm}$  pour  $V_{gs} = -1.2V$ . Là aussi, au-delà de ce maximum, la transconductance diminue avec l'augmentation de la polarisation grille-source.

### IV.3.3 Caractéristiques statiques des transistors T2-SiC2.

#### IV.3.3.1 Caractéristique de sortie

Nous présentons sur la figure IV.11, le réseau direct  $I_{ds} = f(V_{ds})$  à  $-7V < V_{gs} < 0V$  avec un pas de  $-1V$  des transistors T2-SiC2 réalisés avec une grille de longueur de  $0.1\mu m$ . Nous observons là aussi que les caractéristiques  $I_{ds}(V_{ds})$  de nos transistors présentent une augmentation brutale de courant de drain après saturation, connu sous le nom d'effet kink et nous remarquons aussi un effet d'auto-échauffement pour  $V_{gs} = 0V$ .

Ces transistors présentent un courant de drain maximum  $I_{dss}$  de l'ordre de  $1.1 A/mm$  pour une tension de drain de  $7V$ .

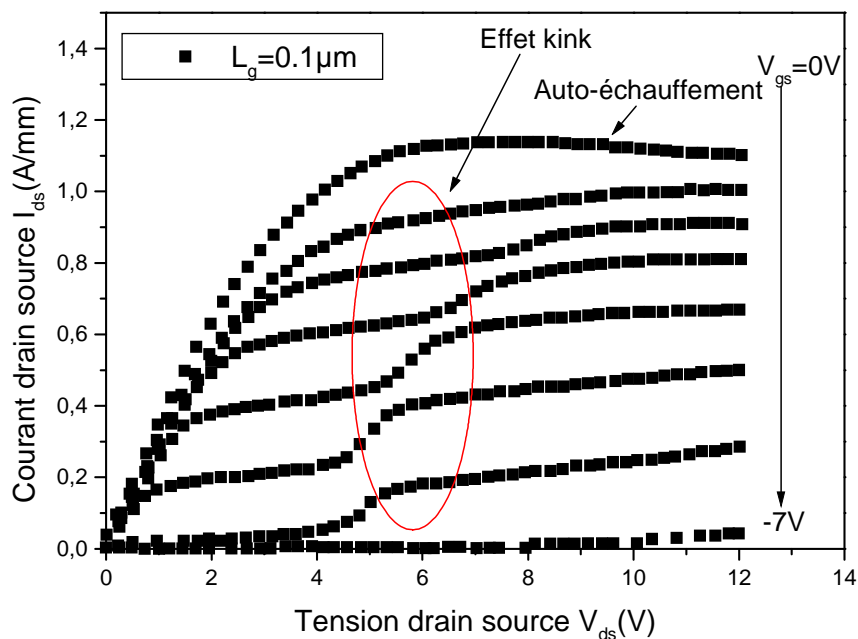
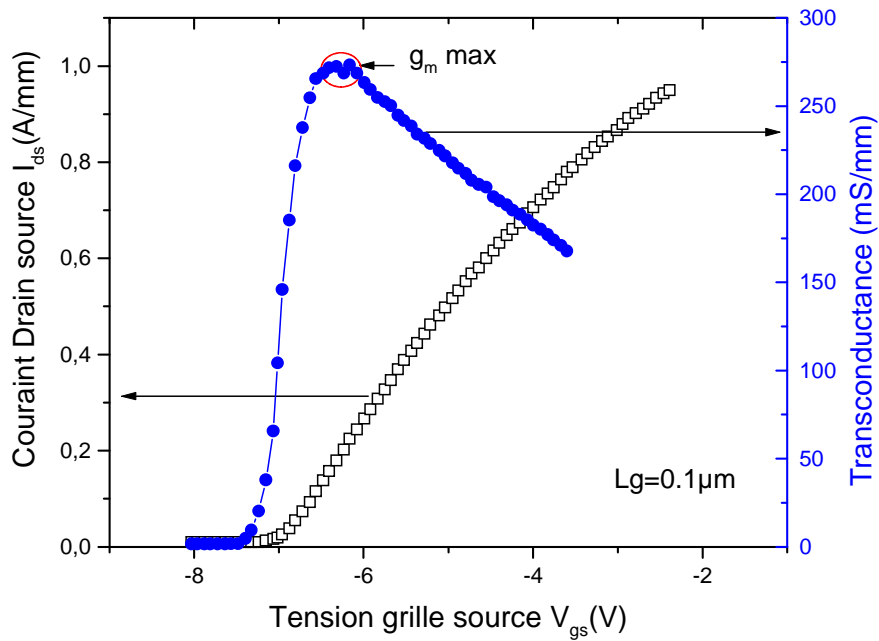


Figure IV.11: Réseau direct  $I_d = f(V_{ds})$  à  $-2.75V < V_{gs} < 0V$  avec un pas de  $-1V$  du transistor T2-SiC2.

### IV.3.3.2 Caractéristique de transfert

La tension de pincement et la transconductance maximale des transistors T2-SiC1 sont relevées à partir de la figure IV-12.



Figures IV.12 : Caractéristiques courant-tension  $I_{ds}$ - $V_{gs}$  et  $g_m$ - $V_{gs}$  des transistors **T2-SiC2** pour  $V_{ds}=7\text{V}$

On observe une augmentation de la tension de pincement en valeur absolu et la transconductance maximale qui sont respectivement de l'ordre de -7V et de 271mS/mm à  $V_{gs} = -6.5\text{V}$ .



### IV.3.4 Caractéristiques statiques des transistors T2-SiC3.

#### IV.3.4.1 Caractéristique de sortie

Nous présentons sur la *figure IV.13* le réseau direct  $I_d = f(V_{ds})$  à  $-5V < V_{gs} < 0V$  avec un pas de  $-1V$ . On constate là encore une diminution du courant de drain pour les fortes valeurs de  $V_{ds}$ . Il y a donc un effet d'auto-échauffement. Par contre, on n'observe pas d'effet de coude sur le réseau  $I_{ds}-V_{ds}$  de ces transistors **T2-SiC3**.

Les résultats indiquent un courant de drain maximum de l'ordre de  $1.01 \text{ A/mm}$  pour une tension drain-source de  $5 \text{ V}$  à  $V_{gs}=0V$ .

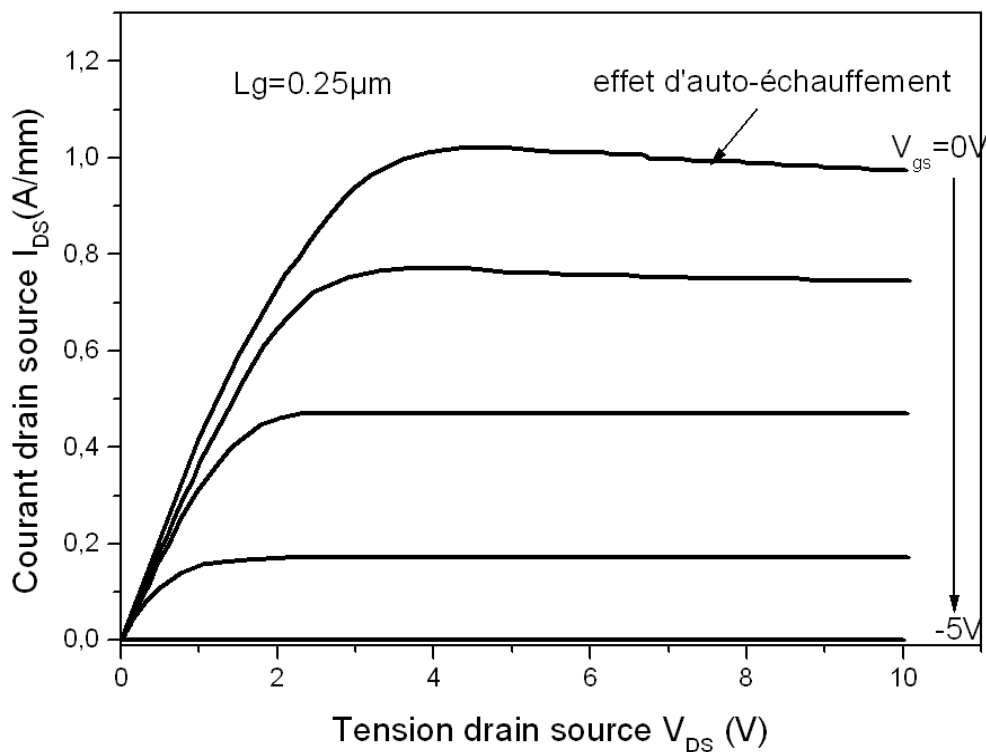
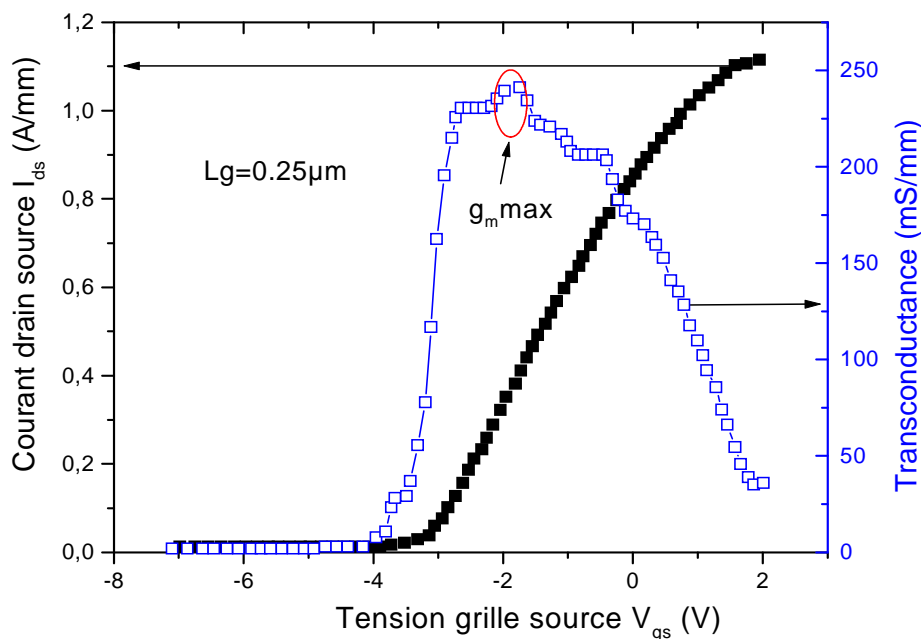


Figure IV.13 le réseau direct  $I_d = f(V_{ds})$  à  $-5V < V_{gs} < 0V$  avec un pas de  $-1 \text{ V}$ .

#### IV.3.4.2 Caractéristique de transfert

La tracé figure IV.14 présente la transconductance et la caractéristique de transfert  $I_{ds}(V_{gs})$  des transistors T2-SiC3.



Figures IV.14 : Caractéristiques courant-tension  $I_{ds}$ - $V_{gs}$  et  $g_m$ - $V_{gs}$  des transistors **T2-SiC3** pour  $V_{ds}=7V$

La transconductance du composant étudié est maximum pour  $V_{gs} = -2 V$  et  $V_{ds} = 7 V$  : sa valeur est  $g_m = 245 mS/mm$ . Alors que la tension de pincement est de l'ordre  $-3.75 V$ .

- **Tension de claquage drain-source.**

La tension de claquage drain-source pour ces transistors T2-SiC3 est plus au moins élevée de l'ordre  $60 V$ . Ceci est du à l'utilisation de la plaque de champ qui permet d'augmenter la tension de claquage des composants en étalant la zone de charge d'espace (ZCE) au-delà de la grille et en réduisant par la même le pic de champ électrique [12].

#### IV.3.4.3. Courant de grille en direct et en inverse

Nous présentons sur la figure IV.15 a) le courant de la grille en directe pour le transistor T2-SiC3. Les paramètres électriques facteur d'idéalité, courant de saturation, hauteur de barrière et résistance sérié que nous avons extrait de cette courbe sont respectivement  $n=1,83$ ,  $I_S=1.10^{-10}$  A,  $\phi_B = 0,78$  eV et  $R_{sdiode}=10\Omega$ .

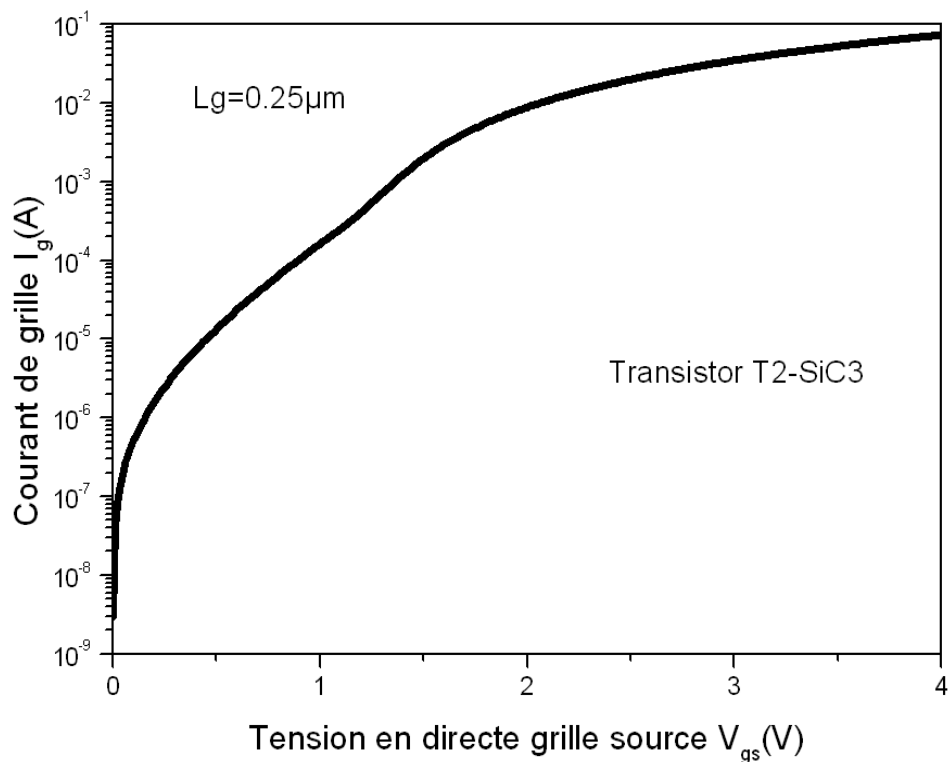


Figure IV.15 :a) Courant de Grille  $I_g$  ( $V_{gs}$ ) en directe des transistors T2-SiC3.

La figure IV15.b) représente la variation en inverse du courant  $I_G$  en fonction de la variation de  $V_{gs}$ .

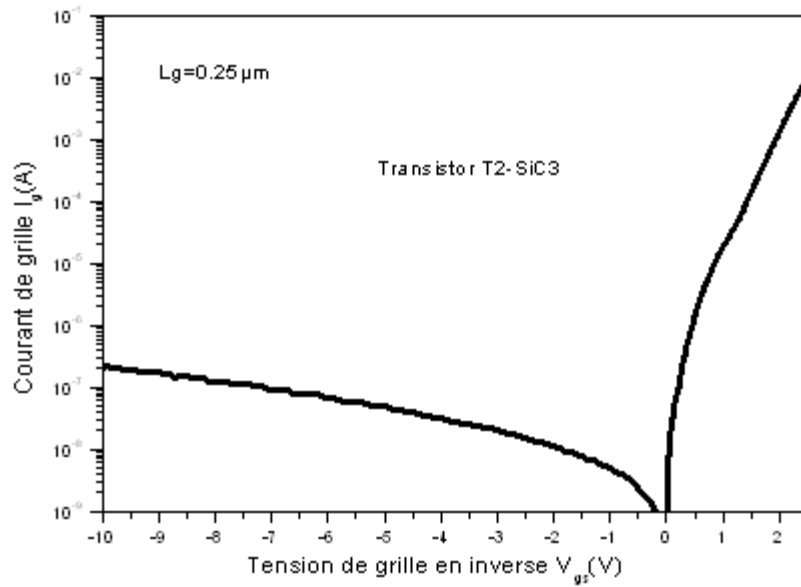


Figure IV.15 :b) Courant de Grille  $I_g(V_{gs})$  en inverse des transistors T2-SiC3

On remarque que l'échantillon T2-SiC3 a un courant de fuite  $I_g$  de l'ordre de  $0.22\mu\text{A}$  pour une tension en inverse égale à  $-10\text{V}$ . Les paramètres électriques que nous avons calculés à partir des caractéristiques  $I_g(V_{gs})$  (figure IV-15) sont résumés dans le tableau IV-2.

Echantillons	n	$I_s$ (A)	$R_{S\text{diode}}$ ( $\Omega$ )	$\phi_{\text{BN}}$ (eV)	$I_g(\mu\text{A})$
T2-SiC3	1,83	$1.10^{-10}$	10	0,78	0.22

Tableau IV-2 : Paramètres électriques des transistors **T2-SiC3**.

Le courant de fuite de grille des transistors T2-SiC3 est un peu plus faible en inverse que celui des transistors T1-SiC. Ces transistors T2-SiC3 utilisant une plaque de champ subissent moins l'effet tunnel et l'effet des pièges par réduction de l'influence des charges en surface. En effet le champ critique côté drain est plus faible avec une plaque de champ, donc le courant  $I_g$  inverse est plus faible.

#### IV.3.4.4. Caractéristique capacité – tension grille source

La figure IV-16 présente la caractéristique capacité tension entre la grille et la source pour des transistors T2-SiC3 à 1MHz. On remarque que cette caractéristique ne présente pas de capacité résiduelle.

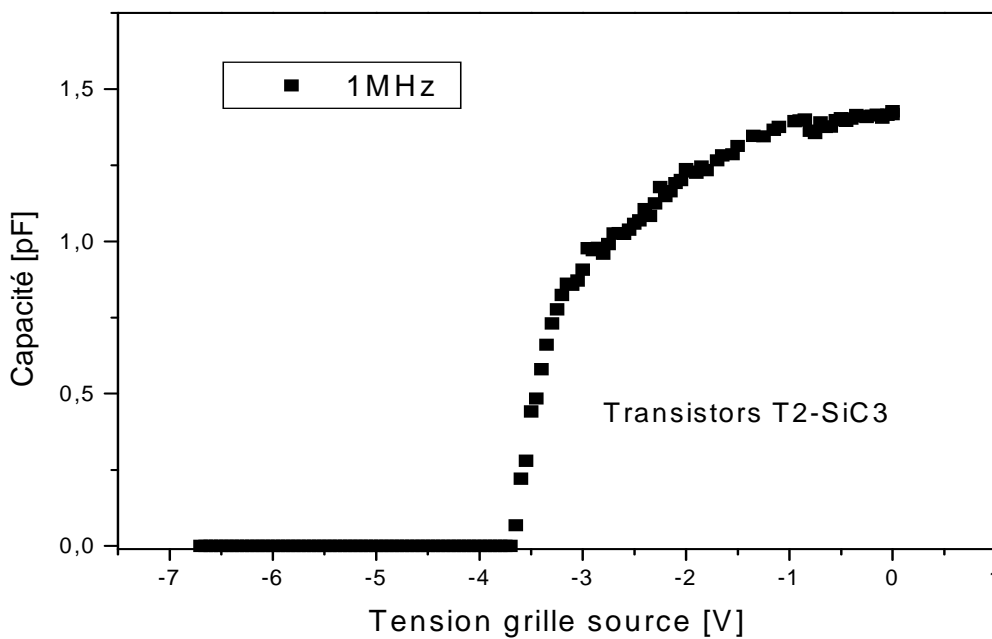


Figure IV-16: Mesure de la caractéristique capacité grille source-tension  $C_{gs}(V)$  pour les transistors T2-SiC3

Les valeurs de la tension de seuil  $V_{th}$  et de la densité d'électrons  $n_s$  dans le gaz 2D déterminées à partir de la figure IV-15 sont respectivement  $-3.75$  V et  $7.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

#### • Estimation des fréquences de transition et les fréquences maximales

La fréquence de transition  $f_t$  est estimée à partir des équations (IV-4). Ces transistors T2-SiC3 présentent donc une fréquence de transition  $f_t$  d'environ 25 GHz.

Enfin, pour cette deuxième série de transistors T2-SiC, nous observons que le courant de saturation  $I_{dss}$ , la tension de seuil  $V_{th}$  et la transconductance  $g_m$  sont d'autant plus meilleure que la longueur de grille  $L_g$  est faible.

Un décalage du maximum de transconductance vers la tension de pincement est observé. Le maximum de transconductance du transistor T2-SiC3 ( $L_g=0.25\mu m$ ) apparaît à  $V_{gs}=-2V$ , alors que celui du transistor T2-SiC2 ( $L_g=0.1\mu m$ ) apparaît à  $V_{gs}=-6,5V$ . Ce décalage est attribué à des effets de canal court [13] qui est provoqué ici par une réduction du rapport d'aspect de la structure. On définit en effet le rapport d'aspect comme étant le rapport entre la longueur de grille  $L_G$  et l'épaisseur de la couche barrière  $d$ . Dans le cas du transistor T2-SiC2, la longueur a été réduite alors que l'épaisseur de la couche barrière est restée constante. Cette dégradation du rapport d'aspect entraîne un mauvais contrôle du canal par la grille et donc un décalage du maximum de transconductance vers la tension de pincement. Nous remarquons aussi que la transconductance maximale et le courant de drain diminuent avec l'augmentation des longueurs de grille. Cette diminution peut être reliée aux effets thermiques qui limitent le courant de drain lorsque le développement de grille devient plus important. Nous constatons également un courant de fuite de grille des transistors T2-SiC3 un peu plus faible. Ceci est dû à l'utilisation de plaque de champ. Enfin, nous obtenons une bonne tenue en tension pour les transistors T2-SiC2 et T2-SiC3.

#### IV.4 Interprétation et discussions

D'après les caractéristiques de sortie  $I_{ds}(V_{ds})$  des dispositifs étudiés, on remarque que :

€ L'ensemble des transistors étudiés présentent un effet d'auto-échauffement qui se traduit par une puissance dissipée dépendant du fonctionnement du transistor et des performances radio fréquences (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 [14].

---

€ Pour la deuxième série des transistors T2-SiC1 et T2-SiC2, un effet kink apparaît qui est défini comme étant l'augmentation brutale de courant de drain après saturation, ce qui entraîne une augmentation de la conductance de drain et une compression de la transconductance  $g_m$ , dégradant ainsi les performances des transistors à effet de champ [15]. Plusieurs auteurs mettent en avant le lien direct entre l'ionisation par impacts et les effets de pièges pour expliquer l'effet Kink [16-19]. En effet, une multiplication des électrons du canal par le mécanisme d'ionisation par impact modifie peu la densité de ces derniers et par conséquent n'a pas d'effet considérable sur le courant de drain. Cependant, à tout électron généré, correspond un trou. Cette modification de la densité des porteurs minoritaires est à l'origine de l'effet de coude. En effet, les trous générés par ionisation par impact peuvent induire une modification de l'état d'occupation des niveaux profonds dans le substrat ou à l'interface canal/substrat entraînant l'apparition de l'effet de coude [20].

€ Des effets de canal court apparaissent dans le cas de faibles longueurs de grille ( $L_g=0,1\mu\text{m}$  et  $L_g=0,25\mu\text{m}$ ). Les principaux phénomènes observés sont la diminution de la tension de seuil et le décalage du maximum de transconductance vers la tension de pincement. Il apparaît toutefois que ces effets de canal court peuvent être réduits par exemple en maintenant constant ou en augmentant la valeur du facteur de forme  $L_G/d$ , où  $L_G$  est la longueur de grille et  $d$  la distance grille canal. L'augmentation de ce rapport améliore le contrôle des électrons du canal par la grille et réduit la variation de tension de seuil pour une longueur de grille qui diminue [21]. Mais une trop forte diminution de la distance grille canal dégrade le courant de grille en facilitant l'effet tunnel. Il s'agit donc de faire un compromis pour avoir un fonctionnement optimal.

Le tableau II-3 présente les principales caractéristiques électriques et technologiques des transistors étudiés.

	Topologie 1	Topologie 2		
<b>Les grandeurs statiques</b>	T1-SiC	T2-SiC1	T2-SiC2	T2-SiC3
<b>L<sub>g</sub>(μm)</b>	20	70	0.1	0.25
<b>Passivation</b>	passivés	passivés	passivés	passivés
<b>Fieldplat</b>	sans fieldplat	avec fieldplat	avec fieldplat	avec fieldplat
<b>Cap layer</b>	sans cap	avec cap	avec cap	avec cap
<b>I<sub>dss</sub> (A /mm)</b>	0.75	0.098	1.1	1.01
<b>V<sub>th</sub> (V)</b>	-3.65	-2.4	-7	- 3.75
<b>g<sub>max</sub>(mS/mm)</b>	58	8.75	271	245
<b>I<sub>s</sub>(A)</b>	3.10 <sup>-10</sup>	-	-	1.10 <sup>-10</sup>
<b>n</b>	2.3	-	-	1.83
<b>R<sub>sdiode</sub> (Ω)</b>	21	-	-	10
<b>Φ<sub>BN</sub> (eV)</b>	0.58	-	-	0.78
<b>I<sub>g</sub>(μA)</b>	5	-	-	0.22
<b>n<sub>s</sub>(cm<sup>-2</sup>)</b>	2.33×10 <sup>12</sup>	-	-	7.3×10 <sup>13</sup>
<b>f<sub>t</sub> (GHz)</b>	2	-	-	25
<b>Tension de claquage V<sub>bd</sub>(V)</b>	40	35	85	60

Tableau IV-3 : Valeurs statiques des transistors HEMTS étudiés

On remarque que le T2-SiC2 de la deuxième série des transistors présente une valeur de courant de saturation ( $I_{dss}=1.1A/mm$ ) et une transconductance maximale ( $g_{mmax}=271mS/mm$ ) supérieure à celle des autres transistors alors que le T2-SiC2 présente la plus faible valeur de courant de saturation  $I_{dss}$  et de transconductance maximale si on le compare avec les autres transistors de la même série. On note alors que plus la longueur de la grille est grande et plus la valeur absolue de la tension de seuil  $V_{th}$  et la valeur du courant de saturation  $I_{dss}$  diminuent. On note aussi que le maximum de la transconductance diminue avec l'augmentation de la longueur de grille ce qui est cohérent avec la simulation. On constate également un courant de fuite de grille pour les transistors T2-SiC3 un peu plus faible, ceci est dû à l'utilisation d'une plaque de champ. Enfin, on remarque une bonne tenue en tension pour les transistors T2-SiC2 et T2-SiC3.

Les transistors T1-SiC présentent des performances électriques et RF moyennes et c'est aux transistors T2-SiC3 que ces performances sont meilleures puisque le meilleur résultat ( $I_g=0.22\mu A$ ,  $f_t= 25GHz$  et  $V_{bd}=60V$ ) a été obtenu pour une structure pour laquelle sa grille est courte  $L_g=0.25\mu m$  passivée et recouverte d'une plaque de champ.



## Conclusion

Ce chapitre nous a donc permis de comprendre plusieurs aspects technologiques liés au performance des transistors HEMTs AlGaIn/GaN, ceci à partir de la caractérisation expérimentale statique. On a noté que plus la longueur de la grille est grande, plus la valeur absolue de la tension de seuil  $V_{th}$  et la valeur du courant de saturation  $I_{dss}$  diminuent. On a noté aussi que le maximum de la transconductance diminue avec l'augmentation de la longueur de grille ce qui est confirmé avec la simulation. Ainsi, la réalisation de grilles plus courtes peut mener à des fréquences de coupure plus grandes. Le meilleur résultat ( $I_g=0.22\mu A$ ,  $V_{bd}=60V$  et  $ft=25$  GHz) a été obtenu pour des transistors T2-SiC3 pour lesquels la grille est courte  $L_g=0.25\mu m$ , passivée et recouverte d'une plaque de champ, ceci malgré que ces transistors présentent un effet d'auto-échauffement.

D'une façon générale, la présence de ces anomalies de fonctionnement sur les caractéristiques statiques et de transfert des HEMTs peut être corrélée à l'existence des pièges dans la bande interdite des couches épitaxiées constituant la structure ou résultant de défauts technologiques. Dans ce contexte, d'autres études pourraient apporter plus d'informations sur la nature et la localisation des pièges d'une part et d'autre part de trouver des solutions technologiques pour minimiser ces effets.

---

### Références du Chapitre IV

- [1] Y. Pei, F. Recht, N. Fichtenbaum, S. Keller, S. P. DenBaars and U. K. Mishra, *IEEE Electronics Letters* 43, 1466 (2007).
- [2] P. Pouvil, *Composants semiconducteurs micro-ondes*, Collection technologiques. Masson (1994)
- [3] H. Mathieu, *Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques*, 6<sup>ème</sup> édition, Dunod, 2004.
- [4] k. Schroder. « *Semiconductor Material Device Characterization*», 4<sup>rd</sup> Edition Wiley and Sons Ed New York 1998.
- [5] N.Vellas, thèse doctorat, université de Lille n° 3405 (2003)
- [6] H. Mazari, N. Benseddik, Z. Benamara, K. Ameer, B. Soudini, H. Dib. [Sensor Letters](#), 7, 905, (2009).
- [7] H. Hasegawa, T. Inagaki, S. Ootomo, and T. Hashizume, *Journal of Vacuum Science and Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures*. 21, 4, 1844 (2003).
- [8] H. Zhang, E. Miller, and E. Yu, *Journal of Applied Physics*, 99, 2,1( 2006).
- [9] S. Hong, K. Shim, and J. Yang, *Electronics Letters*, 44, 18, 1091( 2008).
- [10] N. Onojima, A. Kasamatsu, N. Hirose, T. Mimura, T. Matsui, *Applied Surface Science* 254, 6162 (2008).
- [11] H. Morkoc, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. Wiley-VCH, 2, (2008).
- [12] N. Benseddik, Z. Benamara, H. Mazari, K. Ameer, A. Soltani, and J. M. Bluet, *Sensor Letters*. 9, 2302, (2011).
- [13] Y. Awano, M. Kosugi, K. Kosemura, T. Mimura, M. Abe, *IEEE Transactions on Electron Devices*, 36, 10, (1989)
- [14] M.Werquin, Thèse de doctorat, Université de Lille 14 décembre (2005)
- [15] Alexandre Siligaris, Gilles Dambrine, François Danneville, 12th GAAS Symposium- Amsterdam, 2004
- [16] T. Zimmer, D. O. Bodi, J. M. Dumas, N. Labat, A. Touboul, and Y. Danto, *Solid State Electron.*,35, 10, 1543,(1992).

[17] W. Kruppa and J. B. Boos, *IEEE Trans. Electron Devices*. 42, 1717, (1995).

[18] Richard T. Webster, *IEEE Electron Device Letters*, 21, 5, (2000).

[19] Mark H. Somerville, *IEEE Electron Device Letters*, 17, 10, (1996).

[20] A. Mazzanti, G. Verzellesi, L. Vicini, C. Canali, A. Chini, G. Meneghesso, E. Zanoni, C. Lanzieri, *Proc. of EDMO2001, 2001 Symposium on High Performance Electron Devices for Microwave & Optoelectronic Applications*, 137, (2001).

[21] M.B. Das, *IEEE Transactions On Electron Devices*, 32, 1, (1985).

# Conclusion générale

Les travaux exposés dans cette thèse, correspondent à l'étude et la caractérisation des structures III-N en particulier les transistors HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>/SiC utilisées pour des applications en puissance et en hyperfréquences.

Le premier chapitre a relaté les rappels de quelques éléments pertinents connus de la physique concernant les matériaux semiconducteurs de la filière III-N utiles pour notre étude. Nous avons rappelé les principales propriétés des semiconducteurs III-N, telles que la structure cristalline du nitrure de gallium (Ga<sub>N</sub>), la structure de bandes et les effets de polarisation dans le cristal. Nous avons décrit aussi les substrats utilisés pour la croissance du Ga<sub>N</sub>, les techniques de croissance ainsi que les problèmes liés aux choix du substrat. Nous avons présenté ensuite, l'état de l'art des transistors HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, qui reste le composant privilégié pour l'amplification de puissance.

Dans le deuxième chapitre, nous avons décrit la structure et le fonctionnement du transistor HEMT. Les HEMTs réalisés sur des hétérostructures à base de GaN sont capables de fournir de fortes densités de courant dans le domaine des hyper-fréquences. On a analysé le HEMT de base constitué d'une couche donneuse AlGaIn, un espaceur non dopé AlGaIn, une couche GaN non dopée déposée sur substrat SiC. Les résultats obtenus ont permis d'observer les propriétés électriques des structures avant la fabrication des transistors et de constater l'impact des différentes phases technologiques sur ces propriétés. On a observé que la tension de seuil est plus dominée par la densité de charges induites par la polarisation que par le dopage; par contre, la concentration  $n_s$  est sensible à l'épaisseur de la couche active puisqu'elle augmente quand celle-ci augmente. La présence d'une couche de cap épaisse diminue légèrement la densité d'électrons dans le puits 2D AlN/GaN. On a aussi remarqué que plus la longueur de la grille est petite et plus la densité de courant augmente. Enfin, une autre amélioration possible entraînant l'augmentation de la densité de courant consiste en une passivation du composant, recouverte en partie par une couche métallique.

Dans le chapitre troisième est présenté l'ensemble des techniques utilisées pour réaliser les transistors de type HEMT AlGaIn/GaN. Le procédé technologique a été mis au point et optimisé afin de pouvoir améliorer les performances en fréquence et en puissance. Différentes méthodes de gravure sèche et humide sur GaN ont été exposées en vue d'obtenir un fossé de grille ou un contact ohmique. Enfin, la réalisation de nouvelles topologies de transistors de type HEMT de la filière AlGaIn/GaN basée sur la technique du *fieldplate* ou plaque de champ (FP-HEMT) est présentée dans le but d'augmenter les performances en puissance.

Le quatrième chapitre a présenté la caractérisation expérimentale des différentes structures des transistors HEMTs. On a noté que plus la longueur de la grille est grande et plus la valeur absolue de la tension de seuil  $V_{th}$  et la valeur du courant de saturation  $I_{dss}$  diminuent. On a aussi noté que le maximum de la transconductance augmente avec la diminution de la longueur de grille ce qui est cohérent avec la simulation. Ainsi, la réalisation de grilles plus courtes peut mener à des fréquences de coupure plus grandes. Le meilleur résultat ( $I_g=0.22\mu A$ ,  $V_{bd}=60V$  et  $ft=25$  GHz) a été obtenu pour des transistors T2-SiC3 pour lesquels la grille est courte  $L_g=0.25\mu m$  passivée et recouverte d'une plaque de champ, malgré que ces transistors présentent un effet d'auto-échauffement.

D'une façon générale la présence de ces anomalies de fonctionnement sur les caractéristiques statiques et de transfert des HEMTs peut être corrélée à l'existence des pièges dans la bande interdite des couches épitaxiées constituant la structure ou résultants de défauts technologiques. Dans ce contexte, d'autres études pourraient apporter des informations sur la

nature et la localisation des pièges d'une part et d'autre part de trouver des solutions technologiques pour minimiser ces effets.

# Annexe

Le principal paramètre gouvernant les performances du HEMT AlGaN/GaN est la concentration des porteurs ( $n_s$ ) dans le canal. Ayant estimé plus haut la densité de charge due à la polarisation. Nous allons maintenant développer l'expression de  $n_s$  en fonction de la tension de polarisation de la grille (équation de Poisson) et l'expression de  $n_s$  en fonction des niveaux d'énergie (équation de Schrodinger). La concentration totale du 2-DEG sera obtenue par la résolution des deux équations en même temps.

### A. Intégration de l'équation de Poisson

Le principe de la continuité du vecteur de déplacement électrique à l'interface AlGaN/GaN nous permet d'écrire :  $\epsilon_1 E_1(0) = \epsilon_2 E_2(0)$  (A-1) où  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  sont respectivement les constantes diélectriques du GaN et de AlGaN.  $E_1(0)$  et  $E_2(0)$  sont respectivement le champ électrique induit côté GaN et AlGaN. Pour calculer  $E_2(0)$ , il suffit d'intégrer l'équation de Poisson dans AlGaN successivement pour  $x_1 < x < 0$  et  $x_d < x < x_i$  :

- Pour  $x_1 < x < 0$  (dans l'espaceur), la charge d'espace est nulle de sorte que le champ électrique est constant et en particulier égal à  $E_2(0)$ .

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = 0 \rightarrow \frac{dV}{dx} = Cte = -E_2(0)x_i = E_2(0)d_i \quad (A-2)$$

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

$$V_{xi} - V_0 = \int_0^{x_i} -E_2(0) dx = -E_2(0)x_i = E_2(0)d_i \quad (A-3)$$

- Pour  $x_d < x < x_i$ , c'est-à-dire dans la région dopée AlGaN et dans la mesure où la déplétion est totale et que le dopage est homogène, la charge d'espace est  $qN_D$ . On a ainsi :

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{qN_D}{\epsilon_2} \quad (A-4)$$

$$\text{et } \frac{dV}{dx} = -\frac{qN_D}{\epsilon_2} \times x + Cte = \left(-\frac{qN_D}{\epsilon_2}\right)(x - x_i) - E_{xi} \quad (A-5)$$

La continuité du vecteur déplacement en  $x=x_i$  permet d'écrire  $E_{xi} = E_2(0)$ . Une deuxième intégration entre  $x_d$  et  $x_i$  donne :

$$V_{dx} - V_{xi} = \left(-\frac{qN_D}{2\epsilon_2}\right) \times d_d^2 + E_2(0)d_d \quad (A-6)$$

Les expressions A-3 et A-6 permettent d'écrire l'expression de la différence de potentiel existant aux bornes de AlGaN d'épaisseur  $d = d_d + d_i$ .

$$\Delta V = V_{xd} - V_0 = \left(-\frac{qN_D}{2\epsilon_2}\right) \times d_d^2 + E_2(0)d \quad (A-7)$$

$$\Delta V = V_{xd} - V_0 = -\frac{1}{q} [E_{c2}(x_d) - E_{c2}(0)] \quad (A-8)$$



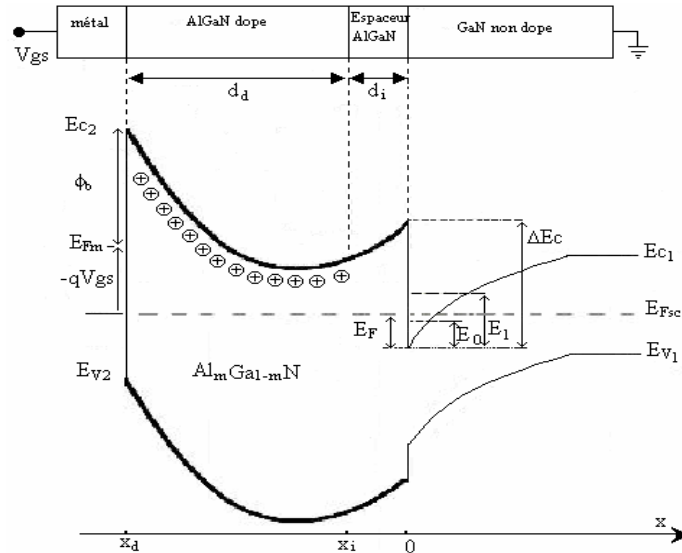


Figure A.1 : Structure étudiée et son diagramme d'énergie associé.

Le diagramme énergétique de la figure A.1 permet de relier cette différence de potentiel à la tension de polarisation  $V_{gs}$ .

En appelant  $\phi_b$  la hauteur de la barrière Schottky métal/AlGaN,  $\Delta E_C$  la discontinuité de bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaN/GaN et  $E_F$  l'énergie de dégénérescence dans le puits à l'interface de GaN, on peut écrire les relations suivantes :

$$E_{C2}(x_d) = E_{C1}(0) + E_F - qV_{gs} + \phi_b \quad (\text{A-9})$$

$$E_{C2}(0) = E_{C1}(0) + \Delta E_C \quad (\text{A-10})$$

$$\text{De sorte que } \Delta V \text{ s'écrit : } \Delta V = (-E_F/q) + V_{gs} - (\phi_b/q) + (\Delta E_C/q) \quad (\text{A-11})$$

$$\text{Les relations (A-7 et A-11) donnent : } E_2(0) = (1/d)[V_{gs} - (E_F/q) - V_{th}] \quad (\text{A-12})$$

$$\text{où la tension } V_{th} \text{ est donnée par : } V_{th} = (\phi_b/q) - (\Delta E_C/q) - (qN_d/2\epsilon_2)d_d^2 \quad (\text{A-13})$$

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

$$E_1(0) = -Q_1/\epsilon_1 = qn_s/\epsilon_1 \quad (\text{A-14})$$

La continuité du vecteur déplacement à l'interface AlGaN/GaN et les relations (A-12 et A-14) permettent d'établir la relation  $n_s(V_{gs}, E_F)$  :

$$n_s = \epsilon_2/qd[V_{gs} - (E_F/q) - V_{th}] \quad (\text{A-15})$$

La concentration totale des charges sera donc la somme des charges induites par la polarisation propre au matériau et celle induite par le champ électrique. Nous pouvons donc exprimer  $n_s(V_{gs}, E_F, \sigma_{pol})$  [1] par :

$$n_s = (\sigma_{pol}/q) + (\epsilon_2/qd)[V_{gs} - (E_F/q) - V_{th}] \quad (\text{A-16})$$

$$\text{On peut donc écrire que : } n_s = (\epsilon_2/q(d_d + d_i))[V_{gs} - (E_F/q) - V_{th}] \quad (\text{A-17})$$

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

$$V_{th} = (\phi_b/q) - (\Delta E_C/q) - ((qN_d)/2\epsilon_2)d_d^2 - (\sigma_{pol}/\epsilon_2)(d_d + d_i) \quad (\text{A-18})$$

## B. Résolution de l'équation de Schrödinger

[1] M. Bon, A. Scavennec, Techniques de l'Ingénieur, traite de l'électronique, 450, 2 (1999).

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

La quantification des états électroniques en sous-niveaux énergétiques permet de donner [3]

$$E = E_i + (\hbar^2 k_B^2 / 2m_e^*) \quad (\text{A-19})$$

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

La quantification en sous-bandes d'énergie  $E_i$  se fait suivant  $k_z$  et la variation pseudo continue se fait dans le plan xy suivant  $k_B$  avec  $k_B^2 = k_x^2 + k_y^2$  comme montre sur la figure A.2. La presque totalité des électrons sont distribués dans les deux premiers niveaux d'énergie  $E_0$  et  $E_1$ , ainsi l'équation A-19 peut être exprimée par :  $E = E_0 + E_1 + (\hbar^2 [k_x^2 + k_y^2] / 2m_e^*)$  (A-20)

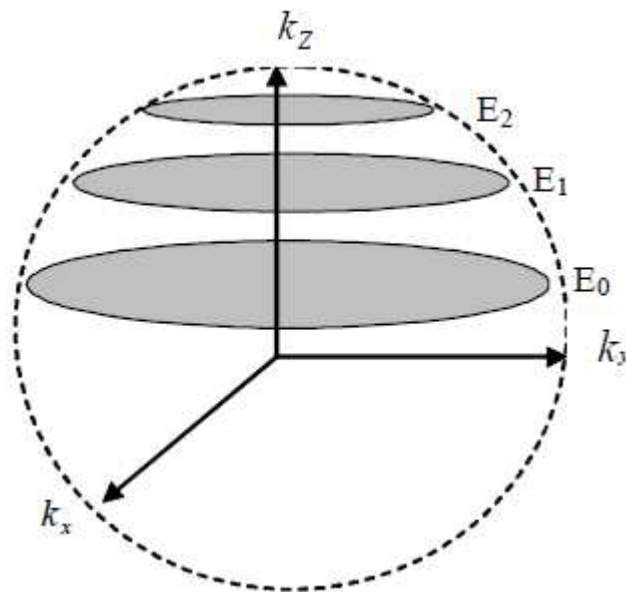


Figure A.2 : Les états électroniques distribués dans l'espace.

La densité d'état dans l'espace des vecteurs d'ondes pour une sous bande d'énergie  $E$  est donnée par [3]:  $g(E) = m_e^* / \pi \hbar^2$  (A-21)

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

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{3q\pi}{2} E_{eff} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{\frac{2}{3}} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A-22})$$

$E_{eff}$  représente le champ électrique effectif présent dans la zone de charge d'espace, sa valeur moyenne est donnée par :  $E_{eff} = (q/\epsilon_1)[N_{dep} + (n_s/2)]$  (I-23)

où  $N_{dep}$  est la charge de déplétion, elle est négligeable devant  $n_s$ , de sorte qu'en explicitant  $E_{eff}$  dans l'équation A-18,  $E_i$  s'écrit :  $E_i = \gamma_i n_s^{2/3}$

$$\text{avec } \gamma_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{3q^2\pi}{4\epsilon_1} E_{eff} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{\frac{2}{3}} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A-24})$$

[2] R. Chu, "Properties of Gallium nitride-based heterostructures", Thèse de B.Sc. Hong Kong University of science and technology (2002).

[3] H. Mathieu, "Cours de Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Edition Dunod, Paris (2001).

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

$$n_{s(i)} = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad (\text{A-25})$$

$$n_{s(i)} = \frac{m_s^*}{\pi \hbar^2} k_B T \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{K_B T} \right) \right) \quad (\text{A-26})$$

$$n_{s(i)} = \frac{m_s^*}{\pi \hbar^2} k_B T \sum_i \ln \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_i}{K_B T} \right) \right) \quad (\text{A-27})$$

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

$$n_s = \frac{m_s^*}{\pi \hbar^2} k_B T \ln \left[ \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_0}{K_B T} \right) \right) \times \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_1}{K_B T} \right) \right) \right] \quad (\text{A-28})$$

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

$$n_s = D k_B T \ln \left[ \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_0}{K_B T} \right) \right) \times \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_1}{K_B T} \right) \right) \right] \quad (\text{A-29})$$

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

Finalement le système d'équation à résoudre est :

$$\begin{cases} n_s = \frac{\epsilon_2}{qd} \left( V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) & (\text{A-30}) \\ n_s = D k_B T \ln \left[ \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_0}{K_B T} \right) \right) \times \left( 1 + \exp \left( \frac{E_F - E_1}{K_B T} \right) \right) \right] & (\text{A-31}) \end{cases}$$

avec

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{\frac{2}{3}} \quad (\text{A-32})$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s^{\frac{2}{3}} \quad (\text{A-33})$$

$$\gamma_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_s^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{9q^2 \pi}{16 \epsilon_1} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{A-34})$$

$$\gamma_1 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_s^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \frac{21q^2 \pi}{16 \epsilon_1} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{A-35})$$

avec :  $\gamma_0 = 2.123 \times 10^{-12}$ ,  $\gamma_1 = 3.734 \times 10^{-12}$  [5].

La tension de seuil  $V_{th}$  est donnée par l'expression suivante ou la dépendance de  $\epsilon_2$  vis à vis de la fraction molaire d'aluminium  $x$  a été explicitée :

$$V_{th}(x) = \phi_m - \Delta E_c(x) - \frac{qN_D d_d^2}{2\epsilon(x)} - \frac{\sigma(x)}{\epsilon(x)} (d_d - d_i) \quad (\text{A-36})$$

En écrivant  $\epsilon_2 = \epsilon(x)$  [5], [6] avec:

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

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

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

$$\Delta E_c(x) = 0.7[\text{Eg}(x) - \text{Eg}(0)] \text{ (eV)} \quad (\text{A-37})$$

$$\text{ou } \text{Eg}(x) = 6.13 + 3.42(1-x) - x(1-x) \text{ (eV)}$$

$$\text{Eg}(0) = 3.42 \text{ (eV)}$$

$\sigma(x)$  est la valeur absolue de densité de charge fixe à l'interface [6]. Le système de deux équations (A-30) et (A-31) n'a pas de solution analytique. Cependant, nous pouvons obtenir des solutions approchées dans trois gammes de polarisation spécifiques : régime de faible, moyen et forte inversion.

### a. Régime de faible inversion

Pour des faibles densités d'électrons à l'interface : le niveau de Fermi se situe en deçà de la première sous bande. Les exposants apparaissant dans l'équation (A-31) sont alors négatifs et un développement limite de type  $(\ln(1+\epsilon) \approx \epsilon)$  de cette équation permet de donner :

$$n_s = D k_B T \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \left[ \exp\left(\frac{-E_0}{k_B T}\right) + \exp\left(\frac{-E_1}{k_B T}\right) \right] \quad (\text{A-38})$$

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

$$n_s = D k_B T \exp\left(\frac{E_F}{k_B T}\right) \quad (\text{A-39})$$

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

$$E_F = k_B T \ln\left[\frac{n_s}{2D k_B T}\right] \quad (\text{A-40})$$

En reportant cette expression dans l'équation (A-29) et en supposant que la densité d'électrons est faible par rapport à la densité d'états associée aux deux premières sous bandes, rendant le terme logarithmique très inférieur à 1, on obtient :

$$n_s = 2D k_B T \exp\left(\frac{q(V_{gs} - V_{th}(x))}{k_B T}\right) \quad (\text{A-41})$$

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

### b. Régime d'inversion modéré

Dans le régime d'inversion modéré, le niveau de Fermi se situe au fond du puits de potentiel, juste de quelques  $k_B T$  en-deçà de la bande de conduction. La structure opère alors tout près du seuil. Ainsi, on peut réécrire l'équation (A-30) :

$$n_s = n_{s0} \left[ \frac{E_F}{k_B T} \right] \approx n_{s0} \left( 1 + \frac{E_F}{k_B T} \right) \quad (\text{A-42})$$

[5] Rashmi, A. Kranti, S. Haldar, R.S. Gupta, AlGaIn/GaN HEMTs", Solid State Electronics, **46** (2002) 621-630.

[6] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, L.F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck, J. Appl. Phys. **85** 3222 (1999).

En combinant l'équation (A-42) et (A-29), on trouve que :

$$E_F = \frac{q\varepsilon(x)k_B T \left( V_{gs} - V_{th}(x) - \frac{q(d_g + d_l)n_{s0}}{\varepsilon(x)} \right)}{q^2(d_g + d_l)n_{s0} + \varepsilon(x)k_B T} \quad (\text{A-43})$$

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

$$n_s(x) = n_{s0} \exp \left[ \frac{q\varepsilon(x) \left( V_{gs} - V_{th}(x) - \frac{q(d_g + d_l)n_{s0}}{\varepsilon(x)} \right)}{q^2(d_g + d_l)n_{s0} + \varepsilon(x)k_B T} \right] \quad (\text{A-44})$$

où  $n_{s0}$  est la densité de porteurs à l'équilibre thermodynamique qui peut être obtenue par la solution auto cohérente [7].

### c. Régime de forte inversion

En régime de forte inversion, la densité électronique dans le canal devient suffisamment importante pour que le niveau de Fermi passe au-dessus du bas de la deuxième sous-bande  $E_1$ . Les termes exponentiels dans l'équation (A-31) deviennent alors très supérieurs à 1 et nous pouvons écrire par approximation que :  $n_s = D(2E_F - E_0 - E_1)$  (A-45) d'où l'expression de  $E_F$  peut être déduite :

$$E_F = \frac{E_0 + E_1}{2} + \frac{\pi \hbar^2}{2m_s^*} n_s \quad (\text{A-46})$$

En explicitant les expressions de  $E_0$  et  $E_1$  on obtient :

$$E_F = \frac{\gamma_0 + \gamma_1}{2} n_s^{\frac{2}{3}} + \frac{\pi \hbar^2}{2m_s^*} n_s \quad (\text{A-47})$$

En reportant cette expression dans l'équation (A-30) on obtient :

$$n_s \left( 1 + \frac{\varepsilon(x)\pi \hbar^2}{2q^2 d m_s^*} + \frac{\varepsilon(x)(\gamma_0 + \gamma_1)}{2q^2 d} n_s^{\frac{2}{3}} \right) = \frac{\varepsilon(x)}{2d} (V_{gs} - V_{th}) \quad (\text{A-48})$$

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

$$n_s = \beta (V_{gs} - V_{th}) \quad (\text{A-49})$$

$$\text{avec } \beta = \frac{2\varepsilon(x)q m_s^*}{2d q^2 m_s^* + \varepsilon(x)\pi \hbar^2}$$

[7] A. Christou, Elsevier Physica B 296, 264(2001).

الخلاصة :

الهدف من عمل هذه المذكرة هو فهم الآليات الفيزيائية التي تحكم التوصيل وظيفية الترانزستورات HEMTs AlGaIn/GaN ذات الحركية العالية ومعرفة حدود هذه التكنولوجيا. تعتبر هذه الترانزستورات في السنوات الأخيرة من أهم المركبات في التطبيقات التي تحتاج إلى قوة و طاقه عالية جدا. قمنا بدراسة تأثير مختلف الطبقات المكونة لهذا المركب قمنا بدرس إضافة الكهربائي المجال. وسيتم تنفيذ العمل الحالي الإلكتروني نوع الجهد، السعة الجهد بها، من أجل فهم آليات تشكيل هذه المواد والاستفادة المثلى من تشغيل هذه الأجهزة النانومترية الحجم مصنوعة من هذه المواد. قمنا أيضا باستكمال العمل التجريبي بالتفسيرات والمناقشات.

**Résumé :**

Les transistors à effet de champ basé sur les semiconducteurs III-V sont à l'heure actuelle les candidats les plus prometteurs pour des applications de puissance telles que les télécommunications. Pour ce faire, des transistors à effet de champ tels les HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> (High Electron Mobility Transistor) seront réalisés afin d'étudier certaines caractéristiques comme la montée en fréquence, la linéarité, les fortes puissances et une bonne tenue en tension. L'objectif de cette thèse consiste à comprendre les mécanismes physiques qui régissent la conduction et le fonctionnement des transistors HEMTs AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, à améliorer et à maîtriser une technologie stable à haute fréquence. Afin de repousser davantage les limites imposées par les pièges de surface et la tenue en tension de ces composants, l'ajout d'une électrode de champ sera étudié. Des mesures électroniques du type courant-tension, capacité-tension seront effectuées, ceci afin de comprendre les mécanismes de formation de ces matériaux et d'optimiser le fonctionnement de ces dispositifs nanométriques réalisés à partir de ces matériaux. Enfin des interprétations et des discussions viendront compléter ce travail expérimental.

**Abstract :**

The field effect transistors based on III-V semiconductors are currently the most promising candidates for power applications such as telecommunications. For this purpose, field effect transistors HEMTs such as AlGa<sub>N</sub> / Ga<sub>N</sub> (High Electron Mobility Transistor) will be made to study characteristics such as the rise in frequency, linearity, high power and good dielectric strength. The objective of this thesis is to understand the physical mechanisms governing the conduction and function of transistors HEMTs AlGa<sub>N</sub> / Ga<sub>N</sub>, improve and control a stable technology at high frequency. To push back more the limit imposed by surface traps and the component hold voltage, the addition of fieldplate has been study. Electronic measurements of the type current-voltage, capacity-tension will be made, in order to understand the mechanisms of formation of these materials and to optimize the operation of these nanometric devices made from these materials. Finally interpretations and discussions will complement this experimental work.