



وزارة البحث العلمي والتعليم العالي  
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE  
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE



جامعة عبد الحميد بن باديس مستغانم  
Université Abdelhamid Ibn Badis Mostaganem

كلية العلوم والتكنولوجيا  
Faculté des Sciences et de la Technologie  
DEPARTEMENT DE GENIE ELECTRIQUE

N° d'ordre : M...../GE/2024

## MEMOIRE

Présenté pour obtenir le diplôme de

**MASTER EN GENIE ELECTRIQUE**

**Filière** : Electrotechnique

**Spécialité** : Energie Renouvelable

Par

- CHERRARA Yacine
- BABOUZIDE Seyyidamou

***ETUDE ET CARACTERISATION DES DISPOSITIFS ACTIFS A BASE DE  
GaN POUR DES APPLICATIONS EN PUISSANCE***

Soutenu le / / 2023 devant le jury composé de :

**PRESIDENTE** : Mme. F.BECHIRI

**ENCADRANT**: Mr. Brahim BENBAKHTI

**EXAMINATEUR** : Mme. S. REZINI

**Co-ENCADRANT**: Mr. Mohamed Abdeldjabbar KOUADRIA

ANNEE UNIVERSITAIRE : 2023/2024

## RESUME

Le nitrure de gallium (GaN) est un semi-conducteur de large bande interdite qui a émergé comme une alternative prometteuse aux matériaux conventionnels tels que le silicium (Si) dans les dispositifs de puissance. Ses propriétés exceptionnelles, telles qu'une grande mobilité des électrons, une forte résistance diélectrique et une grande capacité à fonctionner à haute température, rendent le GaN particulièrement adapté aux applications en puissance, notamment dans les systèmes de conversion d'énergie, les amplificateurs RF, et les dispositifs à haute fréquence.

Notre étude se concentre sur l'analyse et la caractérisation des dispositifs actifs à base de GaN, tels que les transistors à haute mobilité électronique (HEMT) et les diodes Schottky, en mettant l'accent sur leur performance dans des conditions de forte puissance. Une attention particulière est portée à l'optimisation des matériaux, la structure des composants et les techniques de fabrication pour améliorer l'efficacité, la fiabilité et la robustesse des dispositifs.

Des techniques de caractérisation électrique, thermique et structurale sont utilisées pour évaluer le comportement des dispositifs sous diverses conditions d'opération. Les résultats montrent que les dispositifs à base de GaN offrent une efficacité supérieure, des pertes de commutation réduites et une meilleure résistance thermique par rapport aux solutions en Si, ouvrant ainsi la voie à des applications de puissance plus performantes, compactes et énergétiquement efficaces.

Cette étude contribue également à l'amélioration de la compréhension des mécanismes de défaillance des dispositifs GaN, fournissant des perspectives pour la conception de composants encore plus robustes et adaptés aux futures exigences industrielles.

**Mots-clés :** Nitrure de gallium (GaN), dispositifs de puissance, transistors HEMT, diodes Schottky, semi-conducteur à large bande interdite, caractérisation électrique, pertes de commutation, efficacité énergétique, fiabilité, optimisation des matériaux.

## Abstract

Gallium nitride (GaN) is a wide bandgap semiconductor that has emerged as a promising alternative to conventional materials such as silicon (Si) in power devices. Its exceptional properties, such as high electron mobility, strong dielectric strength, and high-temperature operation capability, make GaN particularly suitable for power applications, including energy conversion systems, RF amplifiers, and high-frequency devices.

Our study focuses on the analysis and characterization of GaN-based active devices, such as high-electron-mobility transistors (HEMTs) and Schottky diodes, with an emphasis on their performance under high-power conditions. Special attention is given to the optimization of materials, component structure, and manufacturing techniques to improve device efficiency, reliability, and robustness.

Electrical, thermal, and structural characterization techniques are used to evaluate the behavior of the devices under various operating conditions. The results show that GaN-based devices offer superior efficiency, reduced switching losses, and better thermal resistance compared to Si-based solutions, paving the way for more compact, high-performance, and energy-efficient power applications.

This study also contributes to improving the understanding of failure mechanisms in GaN devices, providing insights for designing even more robust components that meet future industrial requirements.

**\*\*Keywords\*\*:** Gallium nitride (GaN), power devices, HEMT transistors, Schottky diodes, wide bandgap semiconductor, electrical characterization, switching losses, energy efficiency, reliability, material optimization.

# Remerciement

Tout d'abord, nous remercions ALLAH, le tout puissant, pour le courage et la volonté qu'il nous a inspiré.

Nous exprimons toute notre gratitude à monsieur BENBAKHTI Brahim, notre encadrant et on tient à le remercier pour ces conseils éclairés et attentionnés et valeureux, sa disponibilité et de nous avoir guidé pendant toute cette période en nous incitant à développer plus d'effort, sa patience, Grace à la confiance qu'il nous a témoigné, on a pu mener à bout ce travail, on lui adresse toute notre reconnaissance et nos remerciements pour son encadrement idéal.

Nous exprimons une profonde reconnaissance à Mme/Mr F.BACHIRI Professeur de nous avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Nous adressons nos sincères remerciements à tous nos Professeurs qui nous ont aidé, conseillé, amélioré nos connaissances durant toute la période de nos études universitaires.

Et plus profondément et chaleureusement, je tiens à remercier ma maman B.S qui a été toujours à mes Côté , pour son soutien et inspiration indéfectibles au fil de toutes mes années scolaires et universitaires, sa confiance en moi a alimenté ma confiance et ses conseils ont façonné mon chemin. Sans oublier de remercier ma grande maman S.T pour son amour, ces conseils, son aide financière et ses douaa, ma tante N.B pour son amour et conseils. Un grand MERCI à tout le monde.(Yacine.C)

## Dédicaces

Nous dédions notre travail à nos parents pour leur confiance et leur soutien.

A nos frères et sœurs.

A tous nos proches

A tous nos amis de loin ou de près.

# Table de matières

- Résumé	
- Listes des figures	
- listes des tableaux	
- Listes des abréviations	
- Introduction générale.....	1

## Chapitre I : Généralités sur Transistors GaN

<b>I.1.Introduction</b> .....	4
<b>I.2.Classifications des matériaux</b> .....	4
I.2.1 Les semi-conducteurs. ....	4
I.2.2 Les conducteurs .....	4
I.2.3 Isolants .....	5
<b>I.3. Semi-conducteurs extrinsèques</b> .....	5
I.3.1 Dopage .....	5
I.3.2 Semi-conducteurs de type N .....	6
I.3.3 Semi-conducteurs de type P .....	7
<b>I.4 Structure cristallographique</b> .....	8
I.4.1 Structure wurtzite .....	8
I.4.2 Structure blende de zinc .....	10
<b>I.5. Intérêt des semi-conducteurs III-V</b> .....	10
<b>I.6. Propriétés électroniques</b> .....	11
I.6.1 Bande Interdite .....	11
I.6.2 Variation du gap avec la température .....	12
I.6.3 Champ critique ou champ de claquage .....	12
I.6.4 Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique .....	13
I.6.5 Mobilité des électrons .....	13
<b>I.7. Transistor HEMT</b> .....	15
I.7.1 Historique du Transistor HEMT .....	15
I.7.2 Structure d'un HEMT .....	16

I.7.3 Transistor HEMT AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> .....	19
I.7.4 Principe de fonctionnement du HEMT AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> .....	19
<b>I.8. Fabrication d'un Transistor</b> .....	<b>20</b>
<b>I.9. Caractéristiques Electriques du HEMT</b> .....	<b>21</b>
I.9.1 Propriétés Fondamentales .....	21
<b>I.10. Conclusion</b> .....	<b>22</b>

## **Chapitre II : Modélisation et simulation analytique du dispositif GaN**

<b>II.1. Introduction</b> .....	<b>26</b>
<b>II.2. Conception du dispositif</b> .....	<b>27</b>
<b>II.3. Description du dispositif</b> .....	<b>27</b>
A. Caractéristique du transport du 2DEG.....	28
B. Densité de charge 2DEG et tension de seuil.....	29
C. Courant de drain et transconductance .....	30
D. Température et auto-échauffement .....	32
<b>II.4. Conclusion</b> .....	<b>34</b>

## **Chapitre III : Résultats et Interprétations**

<b>III.1. Introduction</b> .....	<b>36</b>
<b>III.2. Interprétation des résultats</b> .....	<b>37</b>
<b>III.3. Conclusion</b> .....	<b>41</b>
<b>- Conclusion générale</b> .....	<b>44</b>
<b>- Référence</b>	

## - Listes des figures

- **Figure I-1** : diagramme de bande d'énergie d'un conducteur, d'un isolant et d'un semi-conducteur.
- **Figure I-2** : dopage de type N
- **Figure I-3** : diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur de type N.
- **Figure I-4** : Position du niveau de Fermi d'un semi-conducteur extrinsèque de type N.
- **Figure I-5** : dopage de type p
- **Figure I-6** : diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur de type --P.
- **Figure I.7** : Structure hexagonale wurtzite du GaN.
- **Figure I.8** : Polarités gallium et azote dans GaN hexagonal
- **Figure I.9** : Structure cristalline blende de zinc du GaN.
- **Figure I.10**. La variation de la mobilité en fonction de la concentration du gaz 2DEG

Pour différents substrats et concentrations d'Aluminium

**Figure I.11** : Structure d'un transistor HEMT.

**Figure I.12** : Influence de la tension de commande sur le diagramme de bande.

**Figure I.13** : Topologie usuelle d'un HEMT AlGaIn/GaN.

**Figure I.14** : Etalement du champ électrique dans le canal pour deux températures différentes.

**Figure III.1** : Faible mobilité de champ du GaN et Si par rapport à la température du réseau

**Figure III.2** : vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique

**Figure III.3** : courant de drain en fonction de la tension de drain

**Figure III.4** : La température en fonction de la tension de drain

**Figure III.5** : Courant de drain en fonction de la Tension de drain pour différentes tensions de grille

## - Listes des tableaux

**Tableau I.1 :** Paramètres de maille à 300 K des III-nitrurés en phase hexagonale.

**Tableau I.2.** Comparaison des énergies du gap du GaN et AlN  
en phase hexagonale et cubique à 300 K. .

**Tableau I.3.** Paramètres de la bande interdite du GaN et AlN. .

**Tableau I.4.** Comparaison des propriétés de différents semiconducteurs dont le GaN .

## - Listes des acronymes et abréviations

- **Gan** Nitruure de Gallium
- **AlGaN** Nitruure d'Aluminium et de Gallium
- **Si** Silicium
- **HEMT** High Electron Mobility Transistor
- **MESFET** Métal Semi-conducteur Field Effect Transistor
- **MODFET** Modulation Doped Field Effect Transistor
- **TEGFET** Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor
- **HFET** Heterojunction Field Effect Transistor
- **Li** Lithium
- **Na** Natrium
- **K** Kelvin
- **m<sub>0</sub>** Masse de l'électron dans le vide
- **m\*** Masse effective
- **E<sub>g</sub>** Energie de gap
- **E<sub>c</sub>** Energie de la bande de conduction
- **E<sub>v</sub>** Energie de la bande de valence
- **n<sub>s</sub>** Densité de porteur au seuil
- **μ** Mobilité
- **E** Champ électrique
- **T** Température
- **V<sub>p</sub>** Tension de pincement
- **V<sub>ds</sub>** Tension drain source
- **V<sub>gs</sub>** Tension grille source
- **I<sub>ds</sub>** Courant drain source
- **E<sub>i</sub>** Le niveau d'énergie de chaque sous bande
- **E<sub>F</sub>** Le niveau de Fermi
- **K** La constante de Boltzmann

# Introduction Générale

Le transistor à nitrure de gallium (GaN) constitue une avancée majeure dans l'électronique de puissance et les dispositifs à semi-conducteurs. Grâce à ses propriétés électroniques remarquables, le GaN offre des performances supérieures par rapport aux technologies traditionnelles à base de silicium, notamment dans des applications telles que les systèmes d'éclairage à haute efficacité, les communications sans fil et la gestion de l'énergie.

Nous allons explorer en profondeur les principes fondamentaux des transistors GaN, en abordant leurs caractéristiques uniques et leurs différentes applications. Il débute par une revue des propriétés du nitrure de gallium en tant que matériau semi-conducteur, avant d'analyser les structures et le fonctionnement des transistors GaN. Le chapitre traite également des défis techniques liés à leur fabrication et présente des solutions innovantes pour les surmonter.

Le nitrure de gallium (GaN) est devenu un matériau prisé pour les dispositifs semi-conducteurs en raison de ses excellentes propriétés, telles qu'une large bande interdite, un fort champ de claquage et une grande mobilité électronique. Ces caractéristiques le rendent adapté à diverses applications, notamment les communications haute fréquence et la conversion de puissance.

Les structures hétérojonctions AlGaN/GaN, en particulier, sont prisées pour les applications haute puissance grâce à la densité électronique élevée à leur interface. Les transistors MOSHEMT AlGaN/GaN sont également prometteurs pour les applications à haute fréquence et température, bien qu'ils soient limités par des phénomènes de diffusion et des courants de fuite élevés.

Cet article se concentre sur l'étude des caractéristiques de transport du 2DEG des MOSHEMT AlGaN/GaN à des températures élevées, en les comparant aux HEMT GaN conventionnels. Des simulations MATLAB et des données expérimentales ont permis d'explorer leur comportement, bien que des divergences existent en raison de l'absence de calibration.

Les dispositifs électroniques à base de semiconducteurs sont essentiels dans diverses applications technologiques, des télécommunications aux systèmes d'énergie. Si le silicium (Si) a longtemps dominé cette industrie en raison de ses propriétés et de son faible coût, l'évolution vers des systèmes plus efficaces et robustes a poussé les chercheurs à explorer de nouveaux matériaux. Le nitrure de gallium (GaN) s'impose comme une alternative prometteuse, notamment pour les applications de haute fréquence et de haute puissance, grâce à sa meilleure mobilité électronique, sa capacité à supporter des tensions élevées et sa meilleure conductivité thermique.

Cependant, l'un des principaux défis liés à l'utilisation du GaN est l'auto-échauffement, qui peut limiter la performance des dispositifs s'il n'est pas bien géré. Cette étude compare les performances du GaN et du Si en examinant des paramètres clés comme la mobilité des porteurs, le courant de drain en fonction de la tension de drain, et l'impact de l'auto-échauffement. Les résultats, présentés graphiquement, soulignent les

avantages et les inconvénients du GaN par rapport au Si, fournissant ainsi des pistes pour optimiser les dispositifs à base de GaN dans des applications critiques.

# Chapitre I

## Généralités sur Transistor GaN

## I.1.Introduction

Le transistor à nitrure de gallium (GaN) représente une avancée significative dans le domaine de l'électronique de puissance et des dispositifs à semi-conducteurs. Avec ses propriétés électroniques exceptionnelles, le GaN offre des performances supérieures par rapport aux technologies traditionnelles à base de silicium dans de nombreuses applications clés, allant des systèmes d'éclairage à semi-conducteurs à haute efficacité aux communications sans fil et aux systèmes de gestion de l'énergie.

A travers ce chapitre, nous allons explorer en détail les principes fondamentaux des transistors GaN, en mettant en lumière leurs caractéristiques uniques, leurs applications. Nous commencerons par une brève revue des bases du nitrure de gallium en tant que matériau semi-conducteur, puis nous plongerons dans les structures et les fonctionnements des transistors GaN. Nous examinerons également les défis technologiques associés à leur fabrication et les solutions innovantes qui ont été développées pour les surmonter.

## I.2.Classifications des matériaux.

Les matériaux solides peuvent être classés en trois groupes : les semi-conducteurs, les conducteurs et les isolants.

### I.2.1 Les semi-conducteurs.

Les semi-conducteurs se situent entre les métaux et les isolants. Ils se comportent comme des isolants à  $T = 0$  K, mais ils conduisent le courant lorsque la température  $SQ$ . Contrairement aux métaux, leur conductivité augmente avec la température. Leur structure de bande est similaire à celle des isolants, avec une bande interdite séparant la bande de valence de la bande de conduction, mais elle est étroite (par exemple 1,12 eV pour le silicium). À  $T = 0$  K, la bande de valence est pleinement occupée tandis que la bande de conduction est vide. Lorsque la température augmente, l'excitation thermique déplace davantage d'électrons de la bande de valence vers la bande de conduction, permettant la conduction électrique. En plus de cette conduction électrique, il y a également la conduction des trous, des lacunes laissées par les électrons dans la bande de valence. Pour les semi-conducteurs, plus il y a d'électrons dans la bande de conduction, plus la conductivité est élevée. .Figure (I-1)

### I.2.2 Les conducteurs

Les conducteurs sont des corps avec une bande supérieure partiellement remplie. Par exemple, Li, Na, K, Rb, Cs, etc. Dans ces matériaux, la bande de valence et la bande de conduction sont adjacentes. Ainsi, à n'importe quelle température, il y a des électrons libres dans la bande de conduction. Les champs électriques peuvent déplacer ces électrons, ce qui explique la conductivité électrique élevée de ces matériaux. Figure (I-1).

### I.2.3 Isolants

Les isolants sont des matériaux avec des bandes de conduction supérieures entièrement remplies et des bandes interdites beaucoup plus larges que l'énergie d'excitation thermique  $kT = 0,026 \text{ eV}$ . Dans ces matériaux, les électrons ne peuvent pas être accélérés par un champ électrique externe car il n'y a pas d'états excités libres à faible énergie. . Figure (I-1)

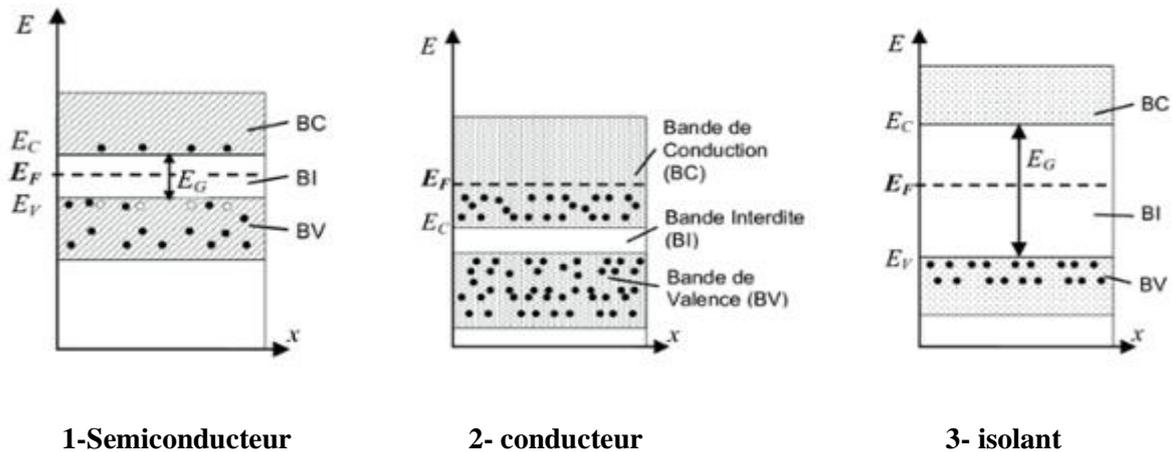


Figure I-1 : diagramme de bande d'énergie d'un conducteur, d'un isolant et d'un semi-conducteur.

### I.3. Semi-conducteurs extrinsèques

Un semi-conducteur extrinsèque est un semi-conducteur intrinsèque dopé par des impuretés spécifiques lui conférant des propriétés électriques adaptées aux applications électroniques (diodes, transistors, etc...) et optoélectroniques (émetteurs et récepteurs de lumière, etc...).

#### I.3.1 Dopage

Les propriétés électriques des cristaux semi-conducteurs subissent des changements fondamentaux lorsqu'ils sont dopés, c'est-à-dire lorsque certains atomes du réseau cristallin sont remplacés par des atomes ayant un nombre d'électrons différent. Ce processus, appelé dopage, implique l'introduction d'impuretés dans le cristal, générant ainsi des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Un semi-conducteur dopé est alors qualifié de semi-conducteur extrinsèque.

Par exemple le silicium, qui se trouve dans la colonne IV du tableau périodique. Des impuretés provenant des colonnes III (comme le bore) ou V (comme le phosphore), appelées dopants, peuvent être introduites dans le cristal. Il est crucial que ces dopants soient positionnés de manière substitutive dans le réseau cristallin, en remplacement des atomes de silicium. En effet, les dopants situés dans les sites interstitiels du réseau ne provoquent pas de changements significatifs dans les propriétés électriques.

Les semi-conducteurs dans lesquels des dopants ont été introduits sont désignés comme des semi-conducteurs extrinsèques. Un semi-conducteur tétravalent dopé avec un dopant trivalent est appelé semi-conducteur de type P. D'autre part, le dopage avec un dopant pentavalent confère au semi-conducteur une nature de type N. Le dopage est utilisé pour augmenter la concentration de porteurs libres (et donc la conductivité) dans les semi-conducteurs, et divers semi-conducteurs dopés sont employés dans la construction de jonctions PN ou de canaux P entourés de N.

### I.3.2 Semi-conducteurs de type N

Imaginons que nous substituons les atomes de silicium dans un cristal de silicium par des atomes d'arsenic. Contrairement au silicium qui a quatre électrons de valence, l'arsenic en a cinq. Cet électron supplémentaire occupe un niveau d'énergie situé 54 meV en dessous du minimum de la bande de conduction (voir Fig. 1-2). Bien que les orbitales proches de l'atome d'arsenic ne soient pas délocalisées à travers le cristal comme les bandes d'énergie, ce niveau d'énergie se situe à 54 meV en dessous de la bande de conduction en raison de l'excitation thermique. Ainsi, il participe à la conduction au sein du cristal. En conséquence, ce type de dopage est appelé dopage de type N, où le dopant, en l'occurrence l'arsenic, agit comme un donneur d'électrons semi-conducteur.

Pour les semi-conducteurs de type N, les points suivants peuvent être affirmés :

- Les électrons sont prédominants, contribuant principalement à la conductivité.
- La concentration en électrons est approximativement équivalente à la concentration en dopants, car chaque atome dopant fournit un électron supplémentaire.
- Les trous, correspondant aux lacunes laissées par les électrons excités, sont en minorité par rapport aux électrons.

Dans les semi-conducteurs de type N, les électrons excédentaires provenant des dopants dominent la conductivité, la concentration en électrons est généralement équivalente à la concentration en dopants, tandis que les trous restent en minorité.

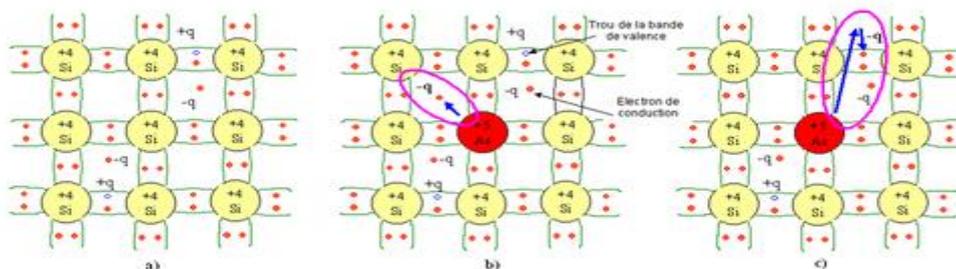


Figure I-2 : dopage de type N

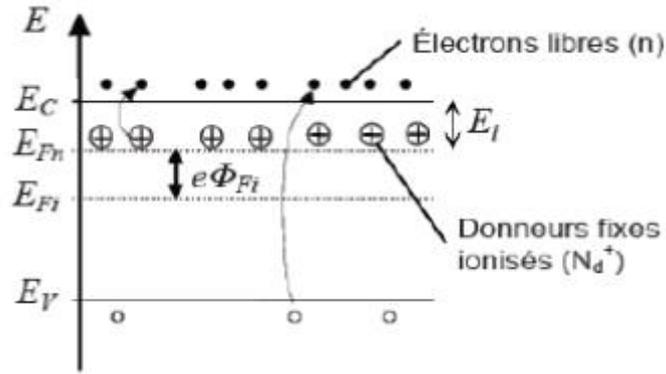


Figure I-3 : diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur de type N.

Dans le cas d'un matériau de type N affirmé, à température ambiante :  $= N_D$

$N_D$  : concentration d'atomes donneurs,

$N_C$  : la densité effective des états dans la bande de conduction,

$$N_D = N_C \exp(-(E_C - E_F)/KT)$$

Le niveau de Fermi se décale donc progressivement du milieu de la bande interdite vers la bande de conduction lorsque le dopage de type N augmente :

$$E_F = E_i + KTL(N_D/N_i)$$

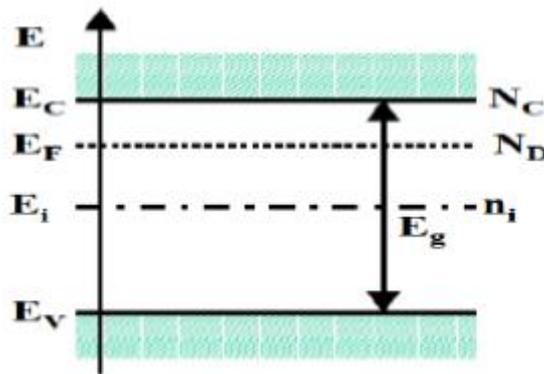


Figure I- 4 : Position du niveau de Fermi d'un semi-conducteur extrinsèque de type N.

### I.3.3 Semi-conducteurs de type P

Si nous prenons du silicium et le dopons avec des atomes de bore (éléments de la colonne III), cela s'explique par le fait que le bore a un électron de valence de moins que le silicium. En conséquence, il agit comme un accepteur d'électrons (voir Figure 1-5). Une orbitale vide près de l'atome de bore est à environ 50 meV au-dessus de l' $E_v$  énergie maximale de la bande de valence (voir Fig. 1-6).

Lorsque la bande de valence est très proche, ses électrons sont très rapidement excités vers ce niveau d'énergie par excitation thermique, créant ainsi des trous dans la bande de valence qui participent au

processus de conduction électrique. La création d'un trou laisse un atome de bore chargé négativement, noté B<sup>-</sup> et ajoute une charge (-e) au réseau. Le dopage avec des atomes accepteurs d'électrons est appelé type P.

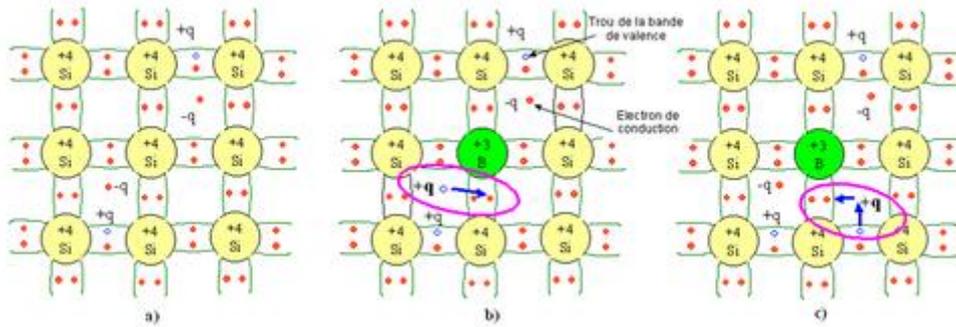


Figure I-5 : dopage de type p

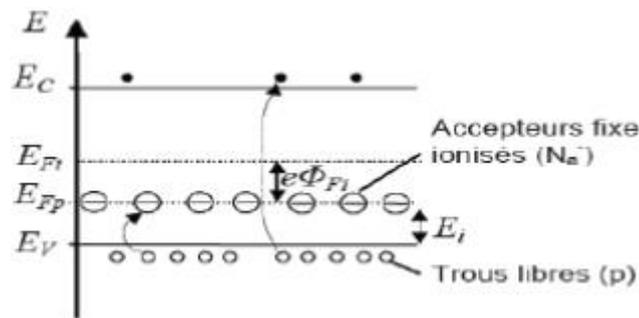


Figure 1-6 : diagramme de bande d'énergie pour un semi-conducteur de type --P.

Dans le cas où le matériau est de type p affirmé de concentration de dopant accepteur,

$$N_A = p. \quad N_A = N_V \exp (E_F - E_V / K T)$$

D'où l'on déduit aisément :  $E_F = E_V + K T \ln(N_V / N_A)$

Ainsi, dans le cas d'un semi-conducteur dopé de type p, le niveau de Fermi se trouvera d'autant plus près du sommet de la bande de valence (Figure 1-6), que le matériau sera plus dopé.

### I.4 Structure cristallographique

Les semi-conducteurs III-nitrurés cristallisent sous deux formes différentes [10] :

- la structure wurtzite (ou 2H ou hexagonale) thermodynamiquement stable et la plus courante.
- la structure blende de zinc (ou 3C ou cubique) thermodynamiquement instable et obtenue en

choisissant des conditions de croissance adaptées.

#### I.4.1 Structure wurtzite

Les paramètres de maille du nitrure de gallium (figure 1.7) et du nitrure d'aluminium en phase hexagonale sont donnés dans le tableau 1.1 [11] à température ambiante.

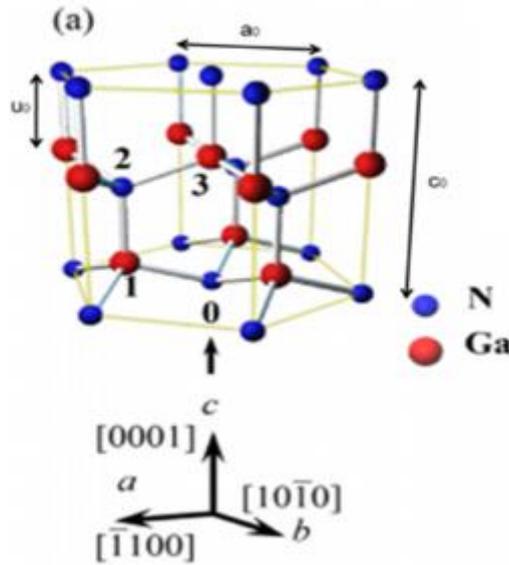


Figure 1.7. Structure hexagonale wurtzite du GaN. [12]

	GaN	AlN
$a(A^\circ)$	3,189	3,112
$c(A^\circ)$	5,185	4,982
$c/a$	1,626	1,601

Tableau 1.1. Paramètres de maille à 300 K des III-nitrurés en phase hexagonale [10].

A partir des paramètres de maille «  $\alpha$  » de l'AlN et du GaN, une interpolation linéaire peut être définie pour déterminer avec une bonne approximation le paramètre de maille «  $\alpha$  » du composé ternaire  $Al_xGa_{(1-x)}N$  en fonction du taux d'aluminium «  $x$  » :

$$aAl_xGa_{(1-x)}N = x\alpha_{AlN} + (1 - x)\alpha_{GaN} \quad A^\circ \quad (1.1)$$

La structure wurtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001), on parle alors de polarité. En effet, les directions [0001] et [000 $\bar{1}$ ] ne sont pas équivalentes. Pour le nitrure de gallium, il existe deux arrangements possibles des atomes de gallium et d'azote lors de la croissance. Dans le cas où la liaison orientée Ga-N pointe vers la surface, on dit que l'on a une polarité gallium (figure I.6). Dans le cas contraire, on a une polarité azote. Il convient de noter que la polarité d'une couche ne présage pas de la nature des atomes en surface. Par exemple, une couche à polarité gallium peut aussi bien se terminer par des atomes de gallium que par des atomes d'azote en surface.

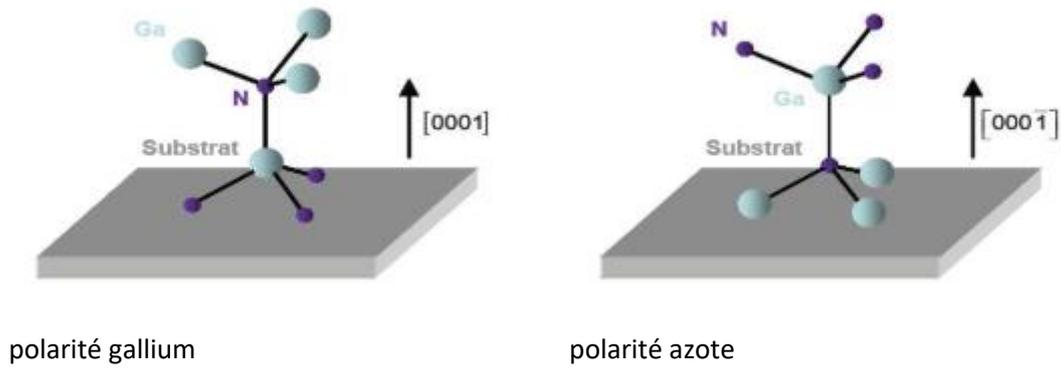
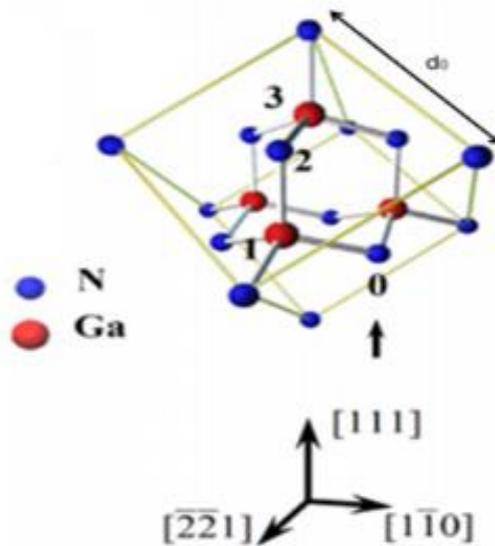


Fig I.8 [49] : Polarités gallium et azote dans GaN hexagonal.

### 1.4.2 Structure blende de zinc

Cette structure est formée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées comprenant chacun un type d'atomes décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. Cette structure est thermodynamiquement instable, est moins exploitée par rapport à l'autre type, la figure 1.8 représente une structure cristalline blende de zinc du GaN, Sa valeur de maille élémentaire est de  $a_0 = 4.511 \text{ \AA}$  à 300K.



[14]

Figure I.9. Structure cristalline blende de zinc du GaN. [12]

### I.5. Intérêt des semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs, en ouvrant la possibilité de piloter un basculement entre deux états au sein de la matière, ont largement contribué au développement de l'électronique numérique, base de nombreux systèmes en particulier informatiques.

Par exemple, la mémoire des ordinateurs est constituée de cellules indépendantes implantées sur un substrat de silicium, l'un des matériaux semi-conducteurs les plus utilisés.

De nombreux autres systèmes utilisent les semi-conducteurs. Par exemple, les capteurs d'images ou les cellules photovoltaïques présentes sur les panneaux solaires, qui exploitent leurs propriétés de photoémission (émission d'électrons sous l'impact des photons d'un rayonnement lumineux).

Ces matériaux présentent de nombreux avantages :

- Mobilité des électrons 4 à 6 fois plus élevée que le silicium.
- Vitesse de saturation des électrons plus grand
- Possibilité d'obtenir facilement un substrat semi-isolant qui permet l'isolation naturelle des circuits, donc diminue les effets capacitifs parasites et les courants de fuite.
- Structures de bandes à transition directe, permettent de réaliser à la fois des fonctions optiques et électroniques.
- Effet de survitesse présent aux champs fort, utilisable dans des composants submicroniques extrêmement rapides.

Fonctionnellement, on observe généralement les effets de charge importants dans des pièges à l'interface isolant-semiconducteur et dans le volume de l'isolant, ce qui crée une dispersion en fréquence des caractéristiques, une dérive du point de fonctionnement et limite les variations possibles du potentiel de surface. Les oxydes natifs ont de faibles bandes interdites et ne présentent pas a priori.

## **I.6. Propriétés électroniques**

Le nitrure de gallium (GaN) est un matériau semi-conducteur qui présente plusieurs propriétés électroniques intéressantes. Voici quelques-unes des propriétés électroniques clés du GaN :

### **I.6.1 Bande Interdite**

L'AlN et le GaN sont des matériaux à large bande interdite dont le gap correspond aux longueurs d'onde dans l'ultraviolet profond (210 nm) et ultraviolet proche (365nm), respectivement [15].

Les paramètres de la bande d'énergie interdite de la phase hexagonale et cubique du GaN et AlN sont résumés dans le tableau 1.2, Il faut noter que l'AlN cubique est un semiconducteur à bande interdite indirecte [16].

		Wz	Réf.	Bz	Réf.
GaN	$E_{g,\Gamma} (eV)$	3,43	[17]	3,38 - 3,1 - 3,2	[18]
AlN	$E_{g,\Gamma} (eV)$	6,20	[17]	5,94 - 6	[18]

**Tableau 1.2.** Comparaison des énergies du gap du GaN et AlN en phase hexagonale et cubique à 300 K. [17] [18]

### I.6.2 Variation du gap avec la température

La dépendance en température de la bande interdite peut être calculée par la formule de Varshni et ses coefficients  $\alpha$  et  $\beta$ . [16]

$$E_g(T) = E_g(0) \frac{\alpha T^2}{(\beta + T)}, \text{ où } E_g(T)$$

Avec  $E_g(0)$  est l'énergie du gap à 0K et  $\alpha$  et  $\beta$  sont des constantes déterminées à partir de mesure de photoluminescence, d'absorption ou d'ellipsométrie. Le tableau 1.3 présente les paramètres de Varshni pour l'AlN et le GaN.

Pour un alliage ternaire comme notre cas  $Al_xGa_{(1-x)}N$ , l'énergie de gap varie avec la composition  $x$  selon la loi quadratique [16] :

$$E_g(x) = (1 - x)E_g(GaN) + xE_g(AlN) - x(1 - x)b$$

	Wurtzite		Blende de zinc	
	GaN	AlN	GaN	AlN
$\alpha$ [meV/K]	0,909	1,799	0,593	0,593
$\beta$ [K]	830	1462	600	600

**Tableau 1.3.** Paramètres de la bande interdite du GaN et AlN. [12]

Où le paramètre  $b$ , connu comme paramètre de bowing, représente la non-linéarité du gap en fonction de la composition. Cette valeur varie d'une publication à l'autre de 0,53 à 1,5 eV [16]. Buchheim a rapporté une valeur de 0.9 eV qui nous utiliserons dans notre mémoire [19].

### I.6.3 Champ critique ou champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique (noté  $E_c$ , unité : V/cm) est la valeur du champ ou de la tension maximum que peut supporter le composant. Les matériaux grand gap ont un champ de claquage très

important. La valeur de ce champ est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante :  $E_c \propto E_g^{3/2}$  ce qui signifie que plus l'énergie de gap est importante, plus le champ de claquage est élevé, mais aussi, le champ de claquage diminue lorsque la température augmente. Ce paramètre est un des plus importants à prendre en compte pour les performances en puissance d'un transistor. Il traduit, en effet, la tension maximale de fonctionnement du composant. Cette propriété engendre donc une limitation de la puissance RF. Plus le champ critique est élevé plus on pourra réaliser des transistors de petites dimensions avec des dopages plus importants.

En conséquence, le composant présentera entre autres une transconductance élevée, un meilleur gain en puissance, des fréquences plus élevées et un meilleur rendement dû aux résistances d'accès plus faibles

#### I.6.4 Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique

On définit la conductivité électrique (notée  $\sigma$ , unité : S/cm) ainsi que la résistivité (notée  $p$ , unité :  $\Omega.m$ ) d'un matériau par les formules suivantes :

$$\sigma = q (n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.4)$$

$$p = 1 / \sigma \quad (1.5)$$

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.

Cependant, si on considère l'aspect thermique des matériaux, le contraire se produit. La conductivité électrique est directement liée à la conductivité thermique (notée  $K$ ) :

$$K = L.T.\sigma \quad (1.6)$$

Où : «  $K$  » est la conductivité thermique en W/cm.K, «  $L$  » est le nombre de Lorentz ( $2.45 \times 10^{-8}$  W. $\Omega/K^2$ ), «  $T$  » est la température en Kelvin et «  $\sigma$  » est la conductivité électrique en S/cm.

Cela signifie qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante à également une conductivité thermique importante. Cette dernière propriété traduit la capacité du matériau à dissiper la chaleur. Les calories non dissipées provoquent une élévation de température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons, causant une diminution du rendement et une génération plus forte de chaleur. C'est pourquoi, une forte conductivité thermique est préférable pour des applications de puissance. [20]

#### I.6.5 Mobilité des électrons

La mobilité (notée  $\mu$ , unité :  $cm^2/V.S$ ) étant liée au libre parcours sans choc dans le semiconducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de celle-ci. En effet, l'ajout d'atomes dopants et/ou l'élévation de température, créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.

Une faible mobilité de charges induira une augmentation de la parasite soit plus de pertes et donc moins de gain. De plus, ces effets s'intensifieront pour des fonctionnements aux hautes fréquences et /ou à des températures élevées. [21]

La fonction de la mobilité s'écrit comme suit :

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \text{ (cm}^2\text{/V.S)}$$

Où  $\mu$  : La mobilité des électrons,  $q$  : la charge d'électrons,  $\tau$  : temps de relaxation,  $m^*$ : la masse effectif d'électron.

Hypothèse : les électrons prennent de l'énergie au champ électrique et la cède par collision au bout d'un temps  $t$  dit temps de relaxation. [23]

D'après l'équation (1.7) et à faible champ électrique ; lorsque le temps de relaxation diminué la Mobilité des électrons diminuée, ce qui implique que le nombre des collisions avec les atomes du réseau augmente.

La figure I.10 montre que la mobilité électronique augmente avec la densité de charges accumulées à l'interface jusqu'à environ de  $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$  ensuite décroît. Une meilleure mobilité a été obtenir pour un substrat SiC-6H, avec une concentration d'aluminium égale à 26%.

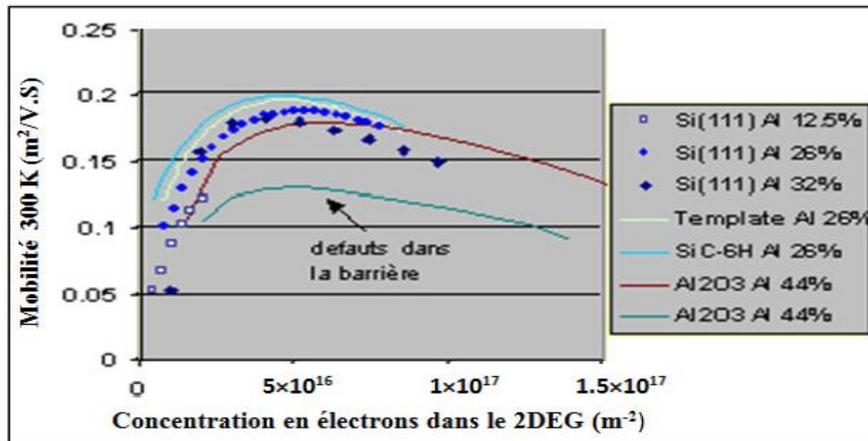


Figure I.10. La variation de la mobilité en fonction de la concentration du gaz 2DEG Pour différents substrats et concentrations d'Aluminium [24]

Toutes les propriétés électroniques que nous avons présentées dans ce travail, sont les responsables pour le fonctionnement normal des HEMTs, le tableau 1.4 comporte tous ces propriétés qui concernent plusieurs matériaux importants.

	GaN	AlN	InN	SiC	Si	GaAs	InP
Energie de gap à 300°K (eV)	3,4	6,2	0,7	3,2	1,1	1,4	1,3
Champ de claquage E (MV/cm)	3,3	8,4	1,2	3,5	0,3	0,4	0,5
Vitesse de saturation ( $10^7$ cm/s)	2,5	2,1	1,8	2	1	1	1
Mobilité des électrons ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	990	135	3,6	650	1500	8500	5400
Permittivité relative $\epsilon_r$ ( $\text{F}\cdot\text{cm}^{-1}$ )	9,5	9,14	15,3	10	11,8	11,5	12,5
Conductivité thermique (W/cmK)	1,3	2	0,45	4,5	1,5	0,5	0,7

Tableau I.4. Comparaison des propriétés de différents semiconducteurs dont le GaN [25]

## I.7. Transistor HEMT

Le HEMT (High Electron Mobility Transistors) appartient à la famille des transistors à effet de champ. C'est un cas particulier du MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). Ce composant possède plusieurs dénominations dans la terminologie anglo-saxonne, TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), MODFET (MODulation Doped Field Effect Transistor) mais également HFET (Heterojunction Field Effect Transistor). Ce dernier terme est toutefois généralement plutôt réservé à un autre composant à hétérostructure dans lequel le transport s'effectue dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT.

### I.7.1 Historique du transistor HEMT

La naissance du transistor HEMT (High Electron Mobility Transistor) date de peu après 1979 où Dingle et al. [17] ont eu l'idée d'utiliser des hétérojonctions du type GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, pour séparer spatialement les électrons libres des impuretés, ce qui favorise la mobilité dans ces hétérostructures à gaz d'électrons. Une invention conjointe entre Thomson CSF (France) et Fujitsu (Japon) [18] permet, par la suite, la conception des premiers transistors HEMT en 1980.

En 1985, le HEMT est présenté comme un composant micro-onde unique ayant les plus faibles caractéristiques en bruit. Initialement, ce transistor était utilisé dans un radiotélescope à Nobeyama (Japon) qui présente un diamètre de 45 mètres. En refroidissant le composant à la température de l'hélium liquide, il est possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années lumières de la Terre. Plus tard, HEMT est implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000km d'altitude). Puis petit à petit, ce composant se fera une place dans notre quotidien.

Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET (Fet à jonction métal/semiconducteur) et prend le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990.

Les premiers HEMTs GaN sur substrat saphir, silicium et carbure de silicium, apparaissent au milieu des années 90 [19]. Cependant; des résultats très intéressants en termes de puissance et de fréquence sont trouvés seulement la fin des années 90 [20].

En 1999, S.T. Sheppard présente des travaux sur un transistor HEMT GaN (substrat SiC) avec une densité de puissance de 6,9 W/mm à 10GHz [21]. Au sein du laboratoire IRCOM, un transistor HEMT GaN sur substrat SiC issu du laboratoire Tiger de 1,2mm de développement de grille a délivré une puissance de sortie de 6,7 W (5,6 W/mm) avec un *PAE* de 40 % et un gain en puissance associé de 6,5dB à une fréquence de 10GHz lors de mesures grand signal en régime CW [22]. De très bons résultats sont aussi obtenus à partir de transistors HEMTs GaN sur substrat silicium avec des densités de puissance de 1,9 W/mm à 10GHz [23] allant jusqu'à 12 W/mm à 2,14GHz [24].

Très récemment, des sociétés comme CREE et SOITEC ont commencé à proposer des wafers GaN, tout en continuant leur production de wafers SiC beaucoup plus matures. Les travaux de K.K. Chu font état d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN sur substrat GaN polarisé à 50 V sur le drain, ayant une densité de puissance de 9,4 W/mm avec un *PAE* associé de 40 % à 10 GHz [25].

Nous constatons alors que tous les résultats présentés jusqu'ici, et obtenus avec des transistors HEMTs à structure conventionnelle, ne dépassent pas les 10W/mm pour des applications bande X [26].

Or début 2004, un saut technologique vient d'être accompli avec l'ajout d'une métallisation de grille, appelée « Field plate » ou « over lapping gate », située au-dessus de la couche de passivation du composant.

Ces nouvelles structures Field plate permettent d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles [27][28]. Ce composant est désormais largement utilisé en tant que composant faible bruit dans les systèmes de télécommunications terrestres et spatiales, dans les radiotélescopes, dans les récepteurs de télévision par satellite, ..., dans bon nombre de systèmes électroniques, des téléphones portables aux véhicules automobiles.

### I.7.2 Structure d'un HEMT

La structure d'un HEMT (Figure I.11) est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite.

Comme nous l'avons vu précédemment, la jonction de ces deux derniers matériaux engendre la formation du gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface, dont la densité est modulée par la tension appliquée à la grille du composant.

L'autre phénomène caractéristique du fonctionnement d'un HEMT, outre l'existence d'un gaz d'électrons, c'est la jonction Schottky créée par la jonction métal de grille et semiconducteur du substrat.

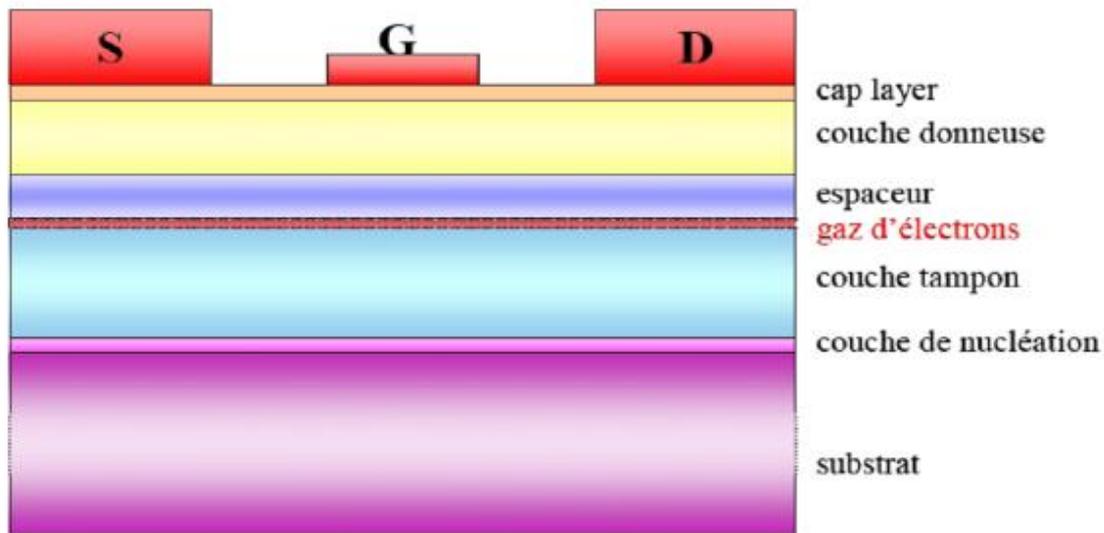


Figure I.11 : Structure d'un transistor HEMT.

- **Le substrat:** C'est la couche sur laquelle on fait croître les matériaux par épitaxie. Dans notre cas un bulk GaN n'est pas à ce jour disponible à faible coût et en grande taille, les substrats de nitrure de gallium sont encore très peu utilisés ; on a alors recours à des substrats autres que GaN. Un mauvais choix de substrat peut causer lors de la croissance, des dislocations qui peuvent rendre le composant non fonctionnel. Les matériaux souvent utilisés sont le silicium, le saphir et le carbure de silicium.
- **La couche de nucléation:** C'est une couche mince de GaN qui sert à minimiser le désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat, et pour s'assurer d'avoir une bonne qualité cristallographique afin de faire croître la couche du cristal de GaN.
- **La couche tampon ou « buffer » :** Cette couche est constituée du matériau de plus faible largeur de bande interdite, dans notre cas il s'agit du nitrure de gallium (3.4eV); c'est dans la partie supérieure de cette couche que le gaz bidimensionnel est formée. Elle permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat.
- **Le canal :** Le canal est situé dans la couche de matériau à petit gap non intentionnellement dopée. C'est la plus importante partie du HEMT : c'est là où se crée le gaz bidimensionnel d'électrons. C'est la couche qui détermine les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.
- **L'espaceur:** En anglais **spacer** ; cette couche est réalisée dans notre cas par le matériau de plus large gap (le nitrure de gallium-aluminium AlGaN). Ce film non intentionnellement dopé possède une épaisseur de quelques nanomètres et permet de réduire les interactions électrons donneurs entre le gaz d'électrons et

la couche dopée (donneuse). En effet, la proximité de ces particules entraînerait une interaction électrostatique connue sous le nom de Coulomb Scattering.

Sans cette couche, les électrons du canal seraient fortement attirés par les atomes donneurs de la couche donneuse et seraient donc confinés à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>. Cette zone d'interface présente des défauts cristallins qui limitent la mobilité des électrons.

Plus cette couche est fine plus la concentration des charges dans le canal augmente, présentant ainsi une forte densité de courant, et réduisant aussi la résistance de source. Plus elle est épaisse, plus la densité des porteurs de charge diminue, augmentant ainsi la mobilité des électrons. Il y a donc un compromis par rapport à son épaisseur.

- **La couche donneuse** : C'est dans cette couche que la zone d'espace de charge se forme au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction.

C'est une couche de matériau grand gap AlGa<sub>N</sub> dopée et qui fournit des électrons libres à la structure. Son dopage est généralement élevé, en utilisant le silicium qui y joue un rôle important car il contribue à l'augmentation de la concentration des électrons fournis.

- **La couche Cap layer** : C'est une couche superficielle fine, formée par un matériau de faible bande interdite (le nitrure de Gallium), sur laquelle sont réalisés de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette couche est généralement fortement dopée, la finesse de son épaisseur permet de réduire la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.

Elle permet aussi d'empêcher l'oxydation de la couche AlGa<sub>N</sub>. Afin d'obtenir une bonne jonction Schottky de grille, un recess complet de cette épaisseur doit être réalisé sous le contact de grille.

On peut ajouter une couche supplémentaire à grand gap AlGa<sub>N</sub> non intentionnellement dopée : elle permet de réaliser un contact Schottky de grille, ou redresseur de bonne qualité. Elle est initialement épaisse et creusée par la suite pour améliorer le facteur, de forme (rapport de la longueur de grille sur l'épaisseur totale de couche à grand gap) et ainsi mieux contrôler la densité des porteurs du canal par le potentiel de grille. En outre, le « recess » de la grille a pour but de réduire le phénomène de conduction parallèle connu sous le nom de MESFET parasite. En effet ; lorsque la couche dopée sous le contact Schottky n'est pas totalement dépeuplée de porteurs, la courbure de bande de conduction favorise le passage du courant par effet tunnel et il s'y crée un canal parallèle à celui de la couche non dopée à petit gap qui n'est autre que celui d'un transistor MESFET. Dans ce cas ; le courant contrôlé par l'électrode de grille est plus ou moins partiellement associé à des porteurs à faible mobilité, ce qui dégrade les performances du dispositif. Notons que cet effet parasite, qui détériore la transconductance  $gm$  du transistor, apparaît lorsque le creusement de grille est insuffisant vis-à-vis de l'épaisseur et du dopage de la couche dopée à grand gap, ou que la grille n'est pas suffisamment polarisée en inverse.

Il est important de noter que des structures non dopées sont également étudiées présentant une mobilité supérieure et une densité plus faible, dues aux phénomènes de polarisations spontanée et piézoélectrique [4].

### I.7.3 Transistor HEMT AlGaIn/GaN

Un point fort du HEMT AlGaIn/GaN est la facilité de réaliser un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface avec une concentration d'électrons supérieure à  $10^{13}\text{cm}^{-2}$  sans doper intentionnellement la couche AlGaIn. Cette forte densité s'obtient grâce aux polarisations spontanée et piézoélectrique. Ces concentrations d'électrons dans le gaz 2D ne peuvent être atteintes avec les semi-conducteurs conventionnels comme le GaAs, même si la couche donneuse est fortement dopée.

Un autre point fort de ce composant : la vitesse de saturation des porteurs libres dans GaN est beaucoup plus importante que dans GaAs, ce qui est parfaitement adapté pour des applications de puissance en hyperfréquence. Les transistors HEMTs AlGaIn/GaN permettent de fournir une puissance importante jusqu'en bande Ka (40GHz) et au delà.

Le point faible de ce type de composant par rapport aux autres filières est son prix. Les hétérostructures à base de GaN sont fabriquées sur des substrats en carbure de silicium SiC (2000\$ la plaquette 2 pouces) ou en saphir  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (70\$ la plaquette 2 pouces) qui sont très coûteux. Ces dernières années, on a réalisé des couches d'AlGaIn/GaN sur des substrats silicium de type Si (111) ou Si (001) qui sont moins chers. La société Nitronex vient d'annoncer un transistor HEMT GaN sur silicium destiné aux applications WiMax dans la bande de fréquence 2,3GHz à 2,7GHz. Ce transistor franchirait la barre psychologique du dollar par watt [29].

### I.7.4 Principe de fonctionnement du HEMT AlGaIn/GaN

Le principe de fonctionnement du HEMT est basé sur la modulation de la conductance entre les deux contacts ohmiques source et drain, par l'action électrostatique d'une électrode de commande dénommée grille (jonction de type Schottky) pouvant contrôler en nombre la densité de porteurs présents dans le gaz bidimensionnel. La variation de cette conductance est proportionnelle au nombre de porteurs libres dans le canal, et donc au courant entre source et drain. C'est l'effet d'amplification transistor qui permet de transformer un faible signal appliqué sur la grille en un signal plus fort récupéré sur le drain. La différence avec le transistor classique est que le HEMT utilise une hétérojonction.

L'hétérojonction repose sur le principe de création et de contrôle d'un gaz d'électrons dans un matériau faiblement dopé où les électrons peuvent se déplacer plus rapidement (mobilité d'électrons élevée). Cette couche appelée gaz d'électrons à deux dimensions (origine du nom TEGFET) est la conséquence des polarisations spontanée et piézoélectrique.

La qualité de la commande dépend en grande partie de la qualité du contact Schottky, à l'interface entre la barrière AlGaN et le métal de grille (rappelons que parfois, la couche superficielle est un cap de GaN ; le cas échéant, elle est gravée localement de sorte que le métal se dépose directement sur AlGaN).

On a donc intérêt à rechercher les alliages métalliques présentant les meilleures caractéristiques, et se prêtant au mieux à leur dépôt sur le semiconducteur. Cet effet de contrôle du gaz bidimensionnel à l'hétérojonction trouve son explication physique dans l'exploitation des diagrammes de bandes d'énergie suivant la direction verticale (figure I.12).

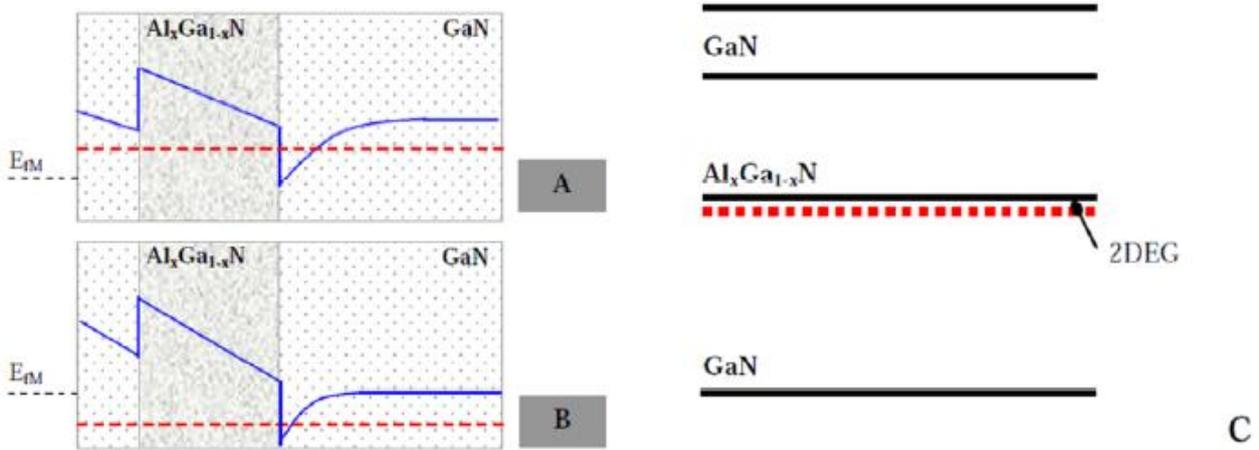


Figure I.12: Influence de la tension de commande sur le diagramme de bande.

A,  $V_{GS} > 0$

B,  $V_{GS} < 0$

C, Structure de couche d'un HEMT.

Il apparaît clairement que la zone constitutive du canal de porteurs s'amointrit localement, par l'application d'un potentiel négatif sur le métal (à gauche sur le schéma). On devine donc que pour des tensions de grille inférieures à une valeur seuil, la densité surfacique de charge deviendrait négligeable et ne pourrait guère plus participer à la conduction. Cette valeur particulière du potentiel est appelée « tension de pincement ».

Ainsi, les électrons constituant le courant drain-source dans un semi-conducteur non dopé ont un temps de transit très faible, ce qui permet des performances en fréquence remarquables. La structure favorable aux applications hautes fréquences ainsi que l'utilisation de matériaux grand gap de forte conductivité thermique, tel que GaN par exemple, font de ce composant un candidat très intéressant pour les applications de puissance micro-ondes.

### I.8. Fabrication d'un transistor

La fabrication d'un transistor implique plusieurs étapes complexes de traitement de semi-conducteurs. Tout d'abord, un substrat semi-conducteur, comme du silicium, est préparé. Ensuite, des couches de matériaux semi-conducteurs sont déposées sur ce substrat. À l'aide de techniques de photolithographie et

de gravure, les motifs du transistor sont définis. Des dopants sont ensuite introduits pour modifier les propriétés électriques des régions spécifiques. Des électrodes métalliques sont ensuite déposées pour former les connexions du transistor. Enfin, le dispositif est isolé, encapsulé et soumis à des tests de qualité avant d'être emballé pour une utilisation dans diverses applications électroniques.

## I.9. Caractéristiques électriques du HEMT

### I.9.1 Propriétés fondamentales

L'effet souhaité dans la réalisation de tels dispositifs reste un effet d'amplification, ou effet transistor celui-ci procède de l'application simultanée du signal à amplifier (sur la grille) et d'une tension de polarisation continue de part et d'autre de la structure, entre source et drain. Le courant total résultant du déplacement des porteurs situés à l'hétérojonction peut être modulé par le potentiel appliqué sur la grille du composant. Il est évident que, comme tout phénomène physique, celui-ci se voit confronté à un certain nombre d'effets limitatifs. Dans l'optique de comprendre certains d'entre eux, il peut être important de décrire plus en détail la topologie des dispositifs HEMTs employés

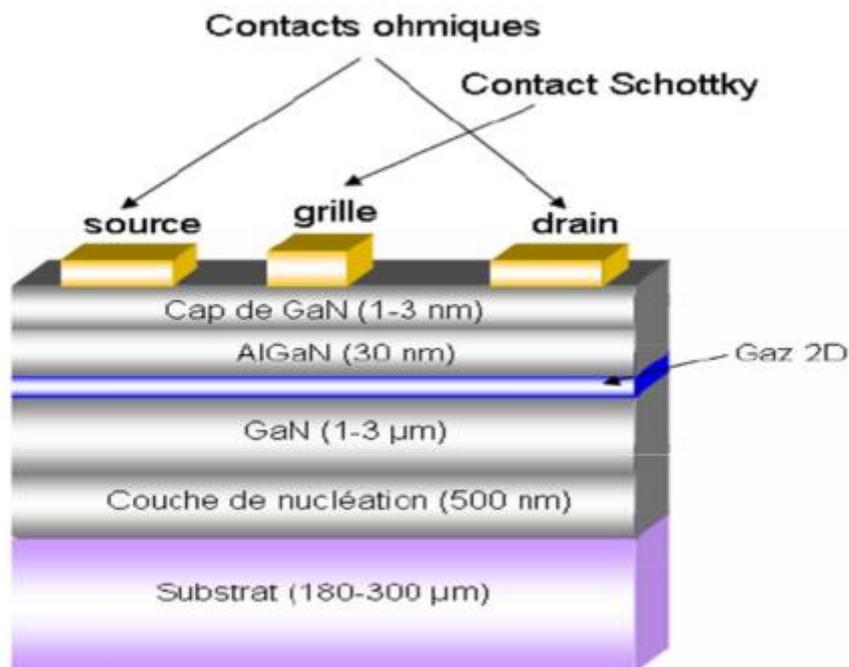
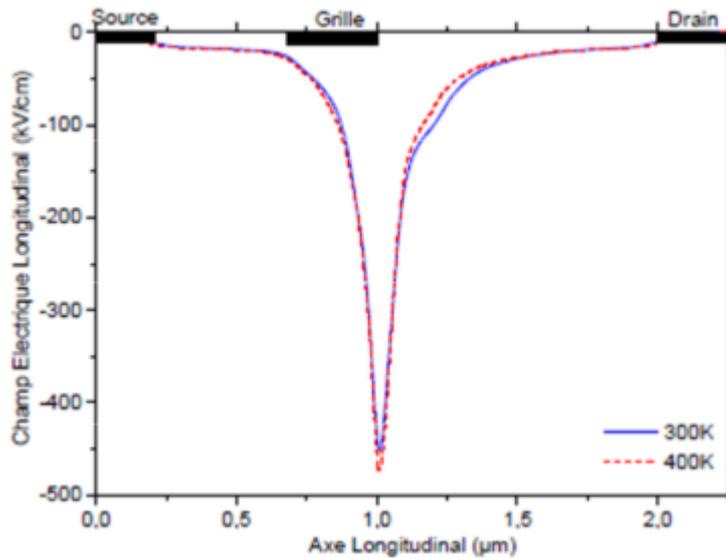


Figure I.13 : Topologie usuelle d'un HEMT AlGaIn/GaN.

Dans la figure I.13, on observe que la grille métallique n'est pas positionnée symétriquement. Elle est plus proche du contact de source que du contact de drain. Pour comprendre cette asymétrie, examinons la carte du champ électrique dans le dispositif après l'application d'une différence de potentiel entre le drain et la source.(figure I.14) [33].



**Figure I.14** : Etalement du champ électrique dans le canal pour deux températures différentes.

Nous constatons un étalement ostensible du champ électrique dans l'espace grille - drain, avec un maximum absolu en sortie immédiate de grille. Il est aisé de se figurer que la répartition de l'énergie dans la structure évolue suivant la même allure que le champ électrique. On parvient donc à expliquer le désaxement de l'électrode commande par la nécessaire distribution du champ, laquelle permet d'amoinrir la valeur du champ « pic », et donc d'augmenter significativement la tension de claquage du transistor. A noter que cette distance grille - drain ne peut être augmentée indéfiniment : celle-ci détermine directement les performances en hyperfréquences des composants (notamment la fréquence de coupure).

## I.10. Conclusion

Dans ce premier chapitre consacré aux généralités des transistors GaN, nous avons débuté par une classification des matériaux, puis nous avons examiné les différents types de semi-conducteurs, en mettant particulièrement l'accent sur les semi-conducteurs III-V.

Ensuite, nous avons plongé dans les propriétés clés du nitrure de gallium (GaN), soulignant ses caractéristiques distinctives qui en font un matériau de choix pour les applications électroniques de puissance. Nous avons également abordé les semi-conducteurs dopés extrinsèquement d'une part, d'une autre part, nous nous sommes penchés sur le transistor à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMT), définissant sa structure, son développement historique et ses applications actuelles. Enfin, nous

avons détaillé les différentes étapes impliquées dans la fabrication d'un transistor GaN, offrant un aperçu précieux du processus de production de ces dispositifs de pointe.

Ce chapitre établit ainsi les bases essentielles nécessaires à une compréhension approfondie des transistors GaN, Haut du formulaire.

## **Chapitre II**

### **Modélisation et simulation analytique du dispositif GaN**

## I. INTRODUCTION

Au cours des dix dernières années, le nitrure de gallium (GaN), qui présente d'excellentes caractéristiques de performance telles qu'une large bande interdite, un fort champ de claquage, une grande mobilité électronique, une grande vitesse de saturation, un faible bruit et une faible impédance thermique, est devenu un matériau populaire pour la fabrication de dispositifs semi-conducteurs [1-3]. Ainsi, plusieurs industries orientées marché, telles que les communications haute fréquence, les dispositifs de puissance RF, la conversion haute puissance, la photonique et le contrôle, ont rapporté l'utilisation de dispositifs à base de GaN [4, 5].

La haute densité électronique à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> est l'une des caractéristiques de la structure hétérojonction AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> qui la rend adaptée aux applications haute puissance. En raison des charges induites par polarisation spontanée et piézoélectrique à la surface de l'AlGa<sub>N</sub>, à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> et aux interfaces Ga<sub>N</sub>/substrat, les couches épitaxiales à base de Ga<sub>N</sub> développées dans la structure cristalline wurtzite présentent des caractéristiques matérielles distinctives telles que des champs électriques intégrés. Par conséquent, une charge de feuille positive doit être présente à la surface de l'AlGa<sub>N</sub> pour que le 2DEG se développe à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> [6, 7]. Cependant, pour les applications haute puissance, haute fréquence et haute température avec un courant de fuite de grille minimal, les transistors à haute mobilité électronique en métal-oxyde-semiconducteur (MOSHEMT) AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> sont très fascinants [8].

En raison du faible coût et de la grande taille du substrat de silicium, les dispositifs Ga<sub>N</sub> sur substrat de silicium contribuent à résoudre le coût du substrat et la capacité de dissipateur thermique [9]. Néanmoins, la technologie Ga<sub>N</sub> a été limitée par quelques phénomènes de diffusion indésirables. L'effet de piégeage a été mesuré et caractérisé [10] et simulé dans des applications à haute fréquence [11]. Des courants de fuite élevés sont provoqués par des phénomènes de diffusion tels que la diffusion par dislocation, la diffusion par impureté chargée, la diffusion par rugosité à l'interface et la diffusion par phonon [12-14], affectant ainsi la densité de porteurs de feuille et le 2DEG des HEMT Ga<sub>N</sub>. De plus, les contacts Schottky et Ohmiques se dégradent à des températures élevées, ce qui souligne l'importance de la stabilité et de la fiabilité thermique pour les HEMT. Un modèle analytique pour la densité de charge 2DEG et une simulation MATLAB pour la couche tampon afin d'augmenter le champ critique de claquage ont été étudiés dans [15-17]. Il est donc essentiel d'analyser le fonctionnement du transport 2DEG à différentes températures, car les caractéristiques de transport du 2DEG influencent considérablement les performances du dispositif. Il existe différentes simulations basées sur les fractions molaires des HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> et AlGa<sub>As</sub>/Ga<sub>As</sub> sur les propriétés de transport 2DEG [18]. Wang et al. [19] ont étudié comment la structure hétérojonction 2DEG dans Al<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.82</sub>N/Ga<sub>N</sub> est affectée par les températures élevées. La modélisation du dispositif doit inclure un modèle thermique. Par exemple, un modèle thermique analytique établi par Li et al. utilise une méthode de cartographie conforme [20]. Alim et al. [21] ont décrit comment la température a été trouvée pour affecter la transconductance CC et RF de nombreuses technologies HEMT significatives.

Mann et al. [22] présentent un ASM-HEMT dépendant de la température pour la modélisation des HEMT GaN à haute température. D'autres travaux sur la modélisation non linéaire dépendante de la température des HEMT GaN incluent [23-25]. L'impact de la température sur la structure TLM et le point de flexion dans les dispositifs HEMT GaN a été largement étudié dans des études [26, 27], qui se sont concentrées sur l'analyse par simulation.

Dans ce chapitre, nous avons étudié les caractéristiques de transport 2DEG des MOSHEMT AlGa<sub>0.25</sub>N/GaN par simulation MATLAB. Nous étudions ici le comportement d'un MOSHEMT AlGa<sub>0.25</sub>N/GaN par rapport à un HEMT GaN conventionnel expérimental pour nous donner un aperçu de la manière dont son comportement affecte différents dispositifs à base de GaN pour une application à haute température. Il y a quelques divergences dans la courbe car aucune calibration n'a été réalisée.

## II. CONCEPTION DU DISPOSITIF

Le MOSHEMT AlGa<sub>0.25</sub>N/GaN a été conçu en utilisant le logiciel de simulation MATLAB, Pour les simulations, nous avons incorporé des modèles tels que le modèle Fermi-Dirac pour utiliser les statistiques de Fermi, le modèle de Shockley-Read-Hall pour la génération

## III. DESCRIPTION DU DISPOSITIF

les densités de charge de polarisation calculées aux interfaces Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N, Al<sub>0.25</sub>Ga<sub>0.75</sub>N/GaN et GaN/substrat, calculées à l'aide d'un logiciel MATLAB utilisant les équations (1) à (10). Ainsi, la polarisation spontanée ( $P_{sp}$ ) présentée dans l'équation (1) [30, 31] est donnée par :

$$P_{sp}(x) = (-0.052x - 0.029) \text{ C/m}^2 \quad (1)$$

Pour une interpolation précise, un paramètre d'inclinaison  $b$  peut être utilisé :

$$P_{sp}(x) = (xP_{sp}(AlN) + (1 - x) P_{sp}(GaN) + bx(1 - x)) \quad (2)$$

Les constantes de réseau ( $a_0$  et  $c_0$ ) pour Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N sont exprimées dans les équations (3) et (4), où  $x$  est la fraction molaire d'aluminium :

$$a_0(x) = (-0.077x + 3.189) \times 10^{-10} \text{ m} \quad (3)$$

$$c_0(x) = (-0.203x + 5.189) \times 10^{-10} \text{ m} \quad (4)$$

De plus, les constantes élastiques ( $C_{13}$  et  $C_{33}$ ) peuvent être exprimées comme dans les équations (5) et (6) [30, 31] :

$$C_{13}(x) = (5x + 103) \text{ GPa} \quad (5)$$

$$C_{33}(x) = (-32x + 405) \text{ GPa} \quad (6)$$

La magnitude de la charge de surface induite par la polarisation ( $\sigma$ ) à l'interface AlGa<sub>x</sub>N/GaN peut être calculée en utilisant les équations (7) et (8) :

$$|\sigma(x)| = |P_{PE}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) - P_{SP}(GaN)| \quad (7)$$

$$|\sigma(x)| = \left| 2 \frac{a(0) - a(x)}{a(x)} \left\{ e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{c_{13}(x)}{c_{33}(x)} \right\} + P_{SP}(x) - P_{SP}(0) \right| \quad (8)$$

où ( $e_{13}$ ) et ( $e_{33}$ ) sont les constantes piézoélectriques comme indiqué dans les équations (9) et (10) [30, 31] :

$$e_{13}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{ C/m}^2 \quad (9)$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{ C/m}^2 \quad (10)$$

### A. CARACTÉRISTIQUES DE TRANSPORT DU 2DEG

Le potentiel électrostatique est corrélé à la distribution de charge par l'équation de Poisson, comme montré dans l'équation (11) [32] :

$$\frac{d}{dz} \left( \epsilon \frac{d}{dz} v(z) \right) = q(N+D-NE) \quad (11)$$

La densité des donneurs ionisés est représentée par (N+D), tandis que la densité des électrons de conduction est exprimée par (NE). L'équation de Schrödinger illustre la fonction d'onde  $\psi_i$  de sous-bande (ith) pour les électrons libres [33] :

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + [V(z)] \right] \psi_i(z) = E_i \psi_i(z) \quad (12)$$

La masse effective des électrons est définie par ( $m^*$ ), et l'énergie propre de la sous-bande (ith) est représentée par ( $E_i$ ) [33]. Ainsi, l'équation (12) peut être présentée comme l'équation (13). En outre, en résolvant l'opérateur Hamiltonien ( $H$ ) :

$$H\psi_i(z) = E_i \psi_i(z) \quad (13)$$

peut être écrit comme :

$$(H - E_i)\psi_i(z) = 0 \quad (14)$$

L'équation (12) indique que l'énergie propre ( $E_i$ ) est représentée par ( $\lambda$ ), ( $E_i$ ) peut avoir un nombre illimité de solutions dépendantes en raison de ( $(H - E_i)\psi_i = 0$ ), comme présenté par R.M. Chu [32]. Maintenant, la densité 2DEG, ( $n_{2D}(z)$ ), est donnée par l'équation (15).

$$n_{2D}(z) = \sum_i N_i |\psi_i(z)|^2 \quad (15)$$

L'équation (15) donne la densité de charge bidimensionnelle (2DEG) dans un dispositif MOS HEMT en AlGaIn/GaN à 25 °C:

où  $(N_i)$  représente les électrons par unité de surface pour l'état d'énergie  $(E_i)$  de la fonction d'onde  $(\psi_i)$ .

Par conséquent, la fonction d'intégration de l'état des densités (DOS), la fonction de probabilité Fermi-Dirac avec  $g(E)$ ,  $f(E)$  désigne  $N_i$  comme indiqué dans l'équation (16). Ici,  $(E) = m^*/\pi h^2$ ,

Donc l'équation (16):  $N_i = \int_{E_i}^{\infty} g(E)f(E)d(E)$

$$N_i = m^*/\pi h^2 \quad (16)$$

Peut-être écrite comme :

$$(N_i) = m^*/\pi h^2 \int_{E_i}^{\infty} \frac{1}{1+\exp\left(\frac{E_i-E_F}{kT}\right)} dE \quad (17)$$

Simplifiée à l'équation :

$$N_i = m^* kT / \pi h^2 \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{E-E_i}{kT}\right) \right] \quad (18)$$

La température, la constante de Boltzmann et le niveau de Fermi sont exprimés par  $T$ ,  $k$  et  $E_F$  respectivement. Ainsi, dans des conditions d'équilibre, la sous-bande obéit à la statistique de Fermi, et l'équation (15) est donnée par :

$$n_{2D}(z) = \sum_i m^* kT / \pi h^2 |\psi_i(z)|^2 \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{E_F-E_i}{kT}\right) \right] \quad (19)$$

L'équation (19) montre que la statistique tridimensionnelle de Fermi-Dirac est utilisée pour calculer la concentration d'électrons lorsque la distance entre les énergies de sous-bande successives est inférieure à l'énergie thermique,  $kT$ .

## B. DENSITÉ DE CHARGE 2DEG ET TENSION DE SEUIL

Pour un champ électrique faible et une polarisation de grille fournie, la densité de porteurs en couche 2DEG [34],  $n_s$  peut être présentée par l'équation (20):

$$n_s = \frac{\epsilon}{qd_{ALGaIn}} (V_{gs} - V_{th}) \quad (20)$$

Ici,  $V_{th}$  est la tension de seuil, et une tension de grille est désignée comme  $V_{gs}$ , et  $d_{ALGaIn}$  est l'épaisseur de la barrière AlGaIn, et  $\frac{\epsilon}{d_{ALGaIn}} = C_n$ ,  $C_n$  est la capacité de grille.

En considérant les différentes discontinuités de bande, la somme de la capacité de grille avec deux contributions :  $C_n^{-1} = C_{Al2O3}^{-1} + C_{barrier}^{-1}$ , ayant un diélectrique de grille et la barrière AlGaIn. Par

conséquent, la tension de seuil avec la charge induite par polarisation est calculée analytiquement par l'équation (21) [34]:

$$V_{th} = \phi_b - \Delta E_c - qC_n^{-1}p_{total} \quad (21)$$

Où la charge de polarisation totale est exprimée par  $P_{total}$ , le décalage de bande de conduction dans la structure hétérojonction AlGaIn/GaN est défini par  $\Delta E_c$ , et la hauteur de la barrière de Schottky désigne  $\phi_b$ . Il est remarqué qu'après la solution de l'équation de Schrödinger et de l'équation de Poisson [30, 35], la densité de porteurs en feuille 2DEG est écrite comme dans l'équation (22):

$$n_s = \frac{\epsilon}{qdALGaIn} \left( V_{gs} - V_{th} - \frac{E_F(n_s)}{q} \right) \quad (22)$$

ici, ( $E_F$ ) est une fonction de  $n_s$ , comme proposé par l'équation (23):

$$E_F = K_1 + K_2\sqrt{n_s} + K_3n_s \quad (23)$$

où  $K_1$ ,  $K_2$  et  $K_3$  indiquent trois paramètres de température dépendants numériquement fixés [36]. Il peut être illustré en effectuant une algèbre de  $n_s$  ( $E_F$ ), que  $n_s$  peut toujours être décrit comme une fonction analytique de la tension de grille comme indiqué dans l'équation (24), où  $\Gamma = (K_3 + qC_n^{-1})$ .

Par conséquent, la densité de porteurs en feuille 2DEG,  $n_s$ , et la tension de seuil,  $V_{th}$ , peuvent être considérées comme faiblement dépendantes de la température car le champ de polarisation est une fonction faible de la température [36]:

$$n_s = \frac{1}{4\Gamma^2} \left[ -K_2 + \sqrt{K_2^2 + 4\Gamma(V_{gs} - V_{th} - K_1)} \right]^2 \quad (24)$$

### C. COURANT DE DRAIN ET TRANSCONDUCTANCE

Le courant de drain idéal HEMT peut être dérivé sur la longueur de canal comme fourni par l'équation (25) ou l'équation (26) [35, 36]. Ici, la concentration de porteurs en feuille d'électrons désigne  $n_s$ , la charge d'électrons représente  $q$ , et la largeur de canal désigne  $W$ :

$$I_{ds}(x) = qn_s(x)Wv(x) \quad (25)$$

$$\text{Où } I_{ds}(LK_1V_{ds}) = -q\mu W \int_{V_S}^{V_D} n_s dV \quad (26)$$

De plus, la vitesse de dérive avec un canal, c'est-à-dire  $v$ , peut être exprimée par l'équation (27). Où, dans le canal 2DEG, la mobilité des électrons désigne  $\mu$ ,  $K_1 = a/E_c$ , le paramètre ajustable indique  $a$ , et le champ électrique critique électrique indique  $E_c$ :

$$V(x) = \frac{\mu E(x)}{1 + \alpha E(x)/E_c} = \frac{\mu \frac{dv}{dx}}{1 + K_1 \frac{dv}{dx}} \quad (27)$$

En outre, après avoir combiné les équations (25) et (27) puis intégré entre les limites  $0 < x < L$ , où  $L$  est la longueur de grille, le courant de drain peut être écrit comme l'équation (28):

$$I_{ds} \left(1 + \frac{V_{ds}}{LE_c}\right) = \mu C_n \frac{w}{L} \left( (V_{gs} - V_{th}) V_{ds} - \frac{V_{ds}^2}{2} \right) \quad (28)$$

Après avoir considéré la situation  $\partial I_{ds} / \partial V_{ds} = 0$ , la tension de drain peut être exprimée par l'équation (29):

$$V_{ds}^{sat} = \sqrt{(LE_c)^2 + 2LE_c (V_{gs} - V_{th})} - LE_c \quad (29)$$

Le courant de drain peut être réécrit comme l'équation (30) après avoir effectué plusieurs calculs algébriques [6].

$$I_{ds}^{sat} = \mu C_n \frac{2W}{L} (V_{gs} - V_{th})^2 \left[ 1 + \sqrt{\left(1 + \frac{2\mu(V_{gs} - V_{th})}{V_{Sat}^L}\right)} \right]^{-2} \quad (30)$$

Après la conception de Shockley, en considérant une mobilité faible en champ,  $V_{Sat} = \mu E$ , et lorsque  $V_{Sat}$  tend vers l'infini, l'équation du courant de drain peut être simplifiée à l'équation (31) [37].

$$I_{ds}^{sat} = \mu C_n \frac{W}{2L} (V_{gs} - V_{th})^2 \quad (31)$$

Ensuite, avec  $n_s = \frac{\varepsilon}{q^d_{AlGaN}} (V_{gs} - V_{th})$  et  $\mu = C / n_s^\delta T^\gamma$ , équation (30) [38], où  $C$ ,  $\delta$  et  $\gamma$  sont des constantes empiriques décrivant la dépendance de la densité 2DEG et de la température. Les constantes de mobilité  $\gamma = 2.7$  et  $\delta = 0.3$  ont été ajustées pour correspondre au calcul théorique de  $\mu_{2D}(2DEG)$  de [39, 40] avec ( $\hbar\omega_0 = 91.2$  MeV,  $m^*/m_0 = 0.2$ ,  $\varepsilon_s = 8.9$  et  $\varepsilon_{s,\omega} = 5.35$ ) pour  $n_s = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  et  $T = 300\text{K}$ , respectivement. Cependant, il a été rapporté [41] que l'énergie des phonons optiques de GaN ( $\hbar\omega_0 \sim 90$  MeV) est élevée par rapport à la séparation énergétique des sous-bandes. La séparation énergétique entre toutes les sous-bandes, à l'exception de la première et de la deuxième, est très faible  $< 1$  MeV, ce qui résulte en une nature hautement inélastique de la diffusion optique polaire. Cela pourrait rendre le taux total de diffusion la somme de nombreux processus de diffusion intersous-bandes et intrasous-bandes lorsque la concentration  $n_s$  est élevée. Cela conduirait à une diminution des caractéristiques distinctives d'un 2DEG. Pour cette raison, le temps de relaxation pour la diffusion des électrons dans ce 2DEG par des phonons

optiques tendrait à être le temps de relaxation en volume. Ainsi, cela peut enfin être présenté par l'équation (32).

$$I_{ds}^{sat} = q^2 \frac{CW}{2C_n LT^\gamma} n_s^2 - \delta \quad (32)$$

Maintenant, la transconductance peut être exprimée en dérivant l'équation (32) à l'expression de l'équation (33).

$$g_m^{sat} = \frac{q^{CW}}{2LT^\gamma} (2 - \delta) n_s^{1-\delta} \quad (33)$$

Cette équation montre que la transconductance est directement liée à la mobilité des électrons dans la région 2DEG. À mesure que la température augmente, les mécanismes de diffusion deviennent plus prononcés, ce qui limite le mouvement fluide des électrons et réduit donc la mobilité. Ainsi, le pourcentage d'électrons dans la région 2DEG diminue également. En résumé, on peut dire que si la diffusion augmente, cela peut conduire à une réduction de la mobilité et de la densité 2DEG.

De plus, en se référant à la figure 1 et en utilisant cette question extrêmement simple,  $V_{gs} - V_{th}$  pour  $V_{gs}$  plus grand, il pourrait être possible de rendre le modèle plus précis en tenant compte de la résistance série grille-drain, du chauffage propre et d'autres processus de dégradation. Pour tenir compte de la résistance série, la tension de saturation dans la définition de l'équation (32) peut être remplacée par

$V_{ds} = V_{ds}^* - I_{ds} R_{DS}$ . Ainsi, la résistance totale est  $R_{DS} = 2R_c + R_{gs} + R_{gd}$  où  $R_{gs} = R_{sheet} (L_{gs} W)$  et  $R_{gd} = R_{sheet} (L_{gd} W)$ , là,  $L_{gs}$  et  $L_{gd}$  sont les espacements grille-source et grille-drain. D'autre part, la résistance de feuille du canal 2DEG est  $R_{sheet}^{-1} = qn_s \mu$ . Ainsi, la modification de l'équation (32) peut alors être présentée sous la forme de l'équation (34).

$$I_{ds}^{sat} = i_0 / (1 + \Delta) \quad (34)$$

Où

$$\Delta = \frac{q^{CW}}{2LT^\gamma} R_{DS} n_s^{1-\delta}$$

#### D. TEMPÉRATURE ET AUTO-ÉCHAUFFEMENT

Le courant en région de saturation diminue en raison de l'effet d'auto-échauffement sur le dispositif AlGaIn/GaN à haute densité de courant. Essentiellement, la température du canal est augmentée par l'auto-échauffement à une température efficace,  $T_{ef}$  cette température dépend de la puissance dissipée, de la température du substrat ( $T_{sub}$ ) et de la résistance thermique  $R_{th}$  comme indiqué dans l'équation (35).

$$T_{ef} = R_{th} I_{ds} V_{ds} + T_{sub} \quad (35)$$

La résistance thermique  $R_{th}$  peut être exprimée comme l'équation (36) [36, 42].

$$R_{th} = (\pi K)^{-1} \ln \left[ \frac{8d_{sub}}{\pi L} \right] \quad (36)$$

Ici, l'épaisseur du substrat est indiquée par  $d_{sub}$ , la conductivité thermique du substrat représente  $K$ . La conductivité thermique a été étudiée expérimentalement pour les substrats de saphir, de silicium, de GaN et de carbure de silicium (SiC) [42]. En outre, la variation de température élevée a affecté l'énergie de la bande interdite, les concentrations efficaces de porteurs et la mobilité. Ainsi, l'énergie de la bande interdite diminue à une température plus élevée, ce qui est décrit par l'équation (37) [43].

$$E_g = E_0 - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (37)$$

Ici, l'énergie de bande interdite à 0 K est représentée par  $E_0$ , les constantes empiriques pour GaN sont désignées par  $\alpha$  et  $\beta$ . Cependant, le changement de température n'a pas d'impact sur les coefficients de polarisation piézoélectriques et spontanés [44]. De plus, une température croissante entraîne souvent une réduction de la conductivité thermique ( $K$ ), de la mobilité ( $\mu$ ) et de la concentration de porteurs ( $n_s$ ). En utilisant une loi de puissance, la conductivité thermique est modélisée par l'équation (38).

$$K(T_L) = K_{300} \left( \frac{T_L}{300K} \right)^{\alpha_k} \quad (38)$$

Ici, la réduction de température est modélisée par le paramètre  $\alpha$ . At  $K_{300} = 130 \text{ W/mK}$  ;  $\alpha = -0.43$  [45]. Caughey et Thomas utilisent une équation similaire pour modéliser la mobilité à faible champ [26, 45-47]. Les mobilités sont également analysées en utilisant des lois de puissance pour décrire la dépendance en température comme indiqué dans l'équation (39).

$$\mu(T_L) = \mu_{300} \left( \frac{T_L}{300K} \right)^{\alpha_\mu} \quad (39)$$

De manière similaire, l'équation (40) montre les concentrations efficaces de porteurs, également analysées à l'aide de lois de puissance pour décrire la dépendance en température.

$$n_s(T_L) = n_{s.300} \left( \frac{T_L}{300K} \right)^{\alpha_n} \quad (40)$$

## II.4. CONCLUSION

Ce chapitre a exploré en profondeur les caractéristiques de transport électronique dans les transistors à haute mobilité électronique métal-oxyde-semiconducteur (MOSHEMT) AlGaIn/GaN, en les comparant

aux dispositifs conventionnels HEMT GaN. Les résultats obtenus par simulations MATLAB et analyses théoriques ont permis de mieux comprendre l'impact de la température sur la densité de charge bidimensionnelle (2DEG), la mobilité électronique et le courant de drain.

Les simulations et les modèles analytiques montrent que les mécanismes de diffusion, amplifiés à haute température, affectent la mobilité et la densité 2DEG, ce qui influence les performances globales des dispositifs. Le phénomène d'auto-échauffement, la résistance série et la dégradation des contacts Schottky ont également été mis en évidence comme des facteurs déterminants dans la réduction de la performance des dispositifs à haute température.

Ainsi, cette étude souligne l'importance de développer des modèles thermiques plus précis et de mieux comprendre les phénomènes de diffusion pour améliorer la fiabilité et la performance des dispositifs MOSHEMT AlGaN/GaN, en particulier pour des applications haute puissance et haute fréquence dans des environnements thermiques extrêmes.

## **Chapitre III**

### **Résultats et Interprétations**

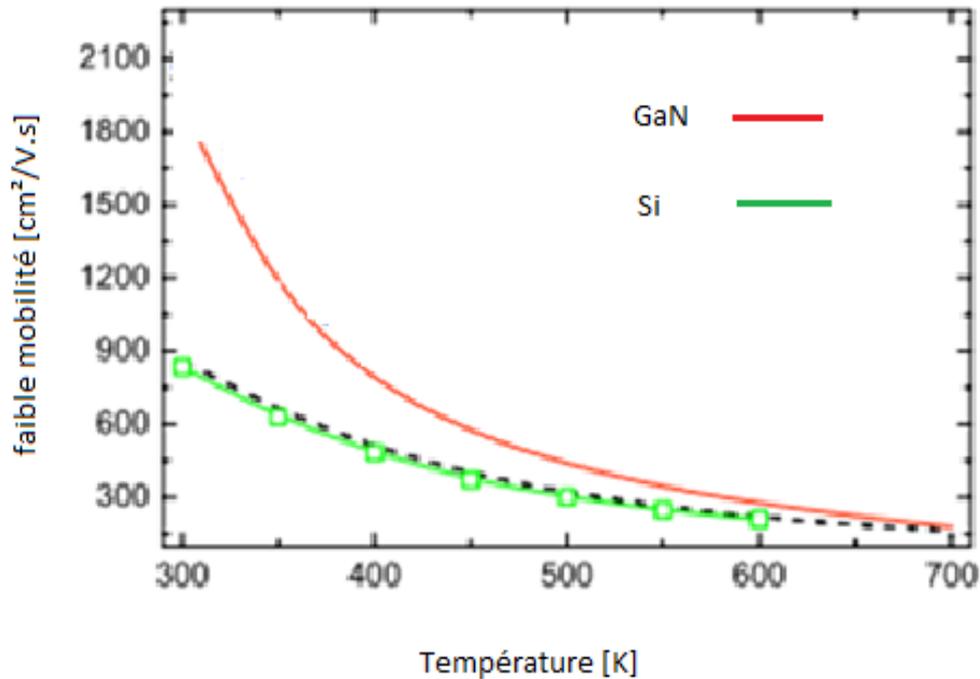
## **I- INTRODUCTION :**

Les dispositifs électroniques à base de semiconducteurs jouent un rôle essentiel dans de nombreuses applications technologiques, allant des télécommunications aux systèmes d'énergie. Depuis plusieurs décennies, le silicium (Si) a dominé l'industrie des semiconducteurs grâce à ses propriétés bien établies et à son faible coût de fabrication. Cependant, avec l'évolution des besoins vers des systèmes plus efficaces, robustes et capables de fonctionner à des températures et des puissances plus élevées, de nouveaux matériaux ont attiré l'attention des chercheurs et des ingénieurs. Parmi ces matériaux, le nitrure de gallium (GaN) se distingue par ses propriétés électroniques et thermiques exceptionnelles, en particulier pour les applications de haute fréquence et de haute puissance.

Le GaN offre des avantages significatifs par rapport au Si, notamment une meilleure mobilité des électrons, une plus grande capacité à supporter des tensions élevées et une meilleure conductivité thermique. Ces avantages rendent le GaN particulièrement adapté pour les dispositifs opérant dans des conditions extrêmes, telles que les convertisseurs de puissance et les amplificateurs RF. Cependant, l'un des défis majeurs dans l'utilisation du GaN est l'auto-échauffement, un phénomène qui peut limiter la performance des dispositifs si une gestion thermique appropriée n'est pas mise en place.

Cette étude se concentre sur la comparaison des performances entre le GaN et le Si à travers plusieurs paramètres clés, tels que la mobilité des porteurs, le courant de drain en fonction de la tension de drain, et l'impact de l'auto-échauffement. Les résultats, présentés sous forme de graphiques, mettent en évidence les forces et les faiblesses du GaN par rapport au Si, fournissant ainsi une base solide pour l'optimisation des dispositifs électroniques à base de GaN dans des applications critiques.

## II- INTERPRETATION DES RESULTATS :



**Figure III.1 :** Faible mobilité de champ du GaN et Si par rapport à la température du réseau.

### Premier graphique (Mobilité vs Température) :

- **Axe des x :** Température (en Kelvin).
- **Axe des y :** Mobilité des porteurs (en cm²/V.s).
- La courbe rouge correspond au GaN et la courbe verte au Si.
- **Interprétation :** Lorsque la température augmente, la mobilité du GaN et du Si diminue. Cependant, le GaN montre une mobilité bien plus élevée que le Si à toutes les températures, ce qui en fait un matériau plus adapté aux applications à haute température.

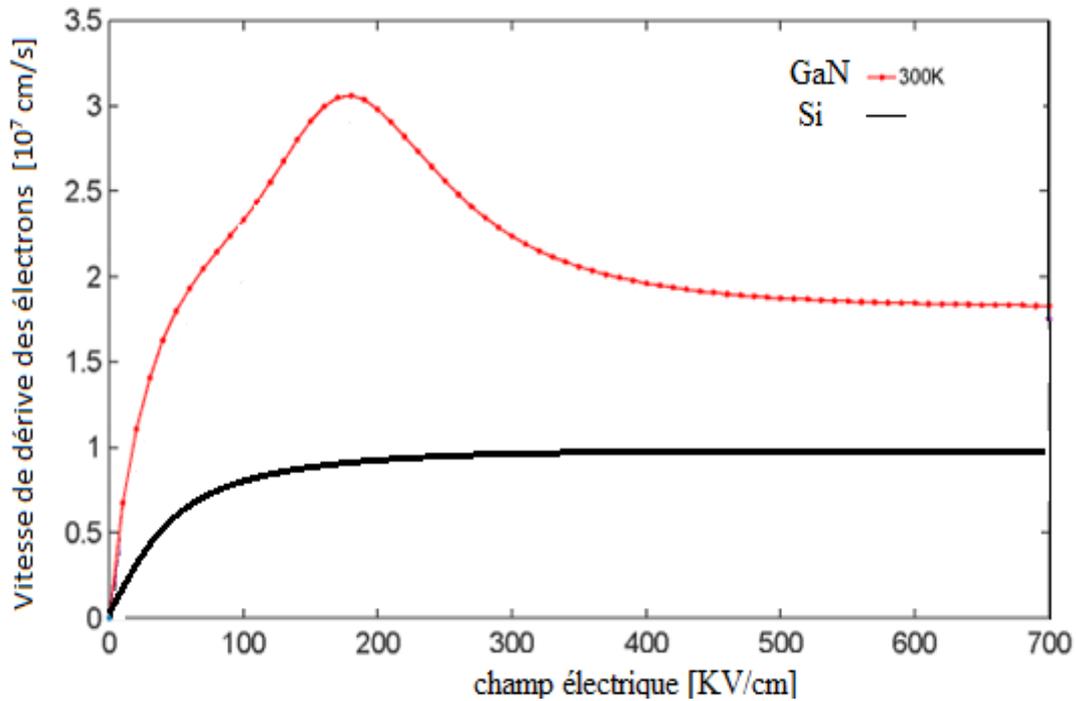


Figure III.2 : vitesse de dérive des électrons en fonction du champ électrique

## 2. Deuxième graphique (vitesse des électrons vs Champ électrique) :

- **Axe des x** : champ électrique (en KV/cm).
- **Axe des y** : Vitesse de dérive des électrons (en  $10^7$  cm/s).
- La courbe rouge correspond au GaN et la courbe noire au Si.
- **Interprétation** : La vitesse des électrons dans le GaN augmente avec le champ électrique jusqu'à atteindre une vitesse de saturation. Cette saturation est relativement élevée par rapport à celle du silicium, Le GaN, avec sa plus grande vitesse de saturation et sa capacité à opérer sous des champs électriques plus élevés, est préféré pour des applications de puissance et de fréquence élevées. Le Si, cependant, est plus efficace dans des applications où les champs électriques sont modérés.

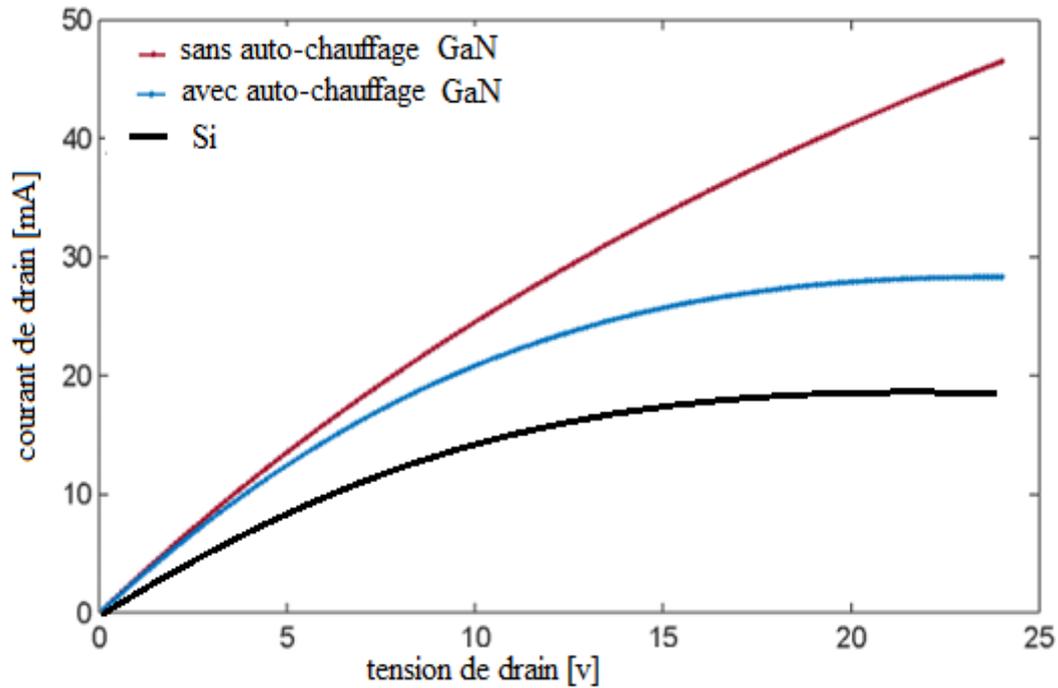


Figure III.3 : courant de drain en fonction de la tension de drain

### Troisième graphique (Courant de drain vs Tension de drain) :

- **Axe des x** : Tension de drain (en volts).
- **Axe des y** : Courant de drain (en mA).
- Trois courbes sont présentées : GaN sans auto-échauffement (rouge), GaN avec auto-échauffement (bleu), et Si (noir).
- **Interprétation** : Le GaN montre un courant de drain beaucoup plus élevé que le Si, avec ou sans effet d'auto-échauffement. Sans auto-échauffement, le GaN fonctionne encore mieux. Cela indique que les transistors en GaN peuvent opérer avec des courants plus élevés, bien qu'ils soient affectés par l'auto-échauffement lorsque la tension augmente.

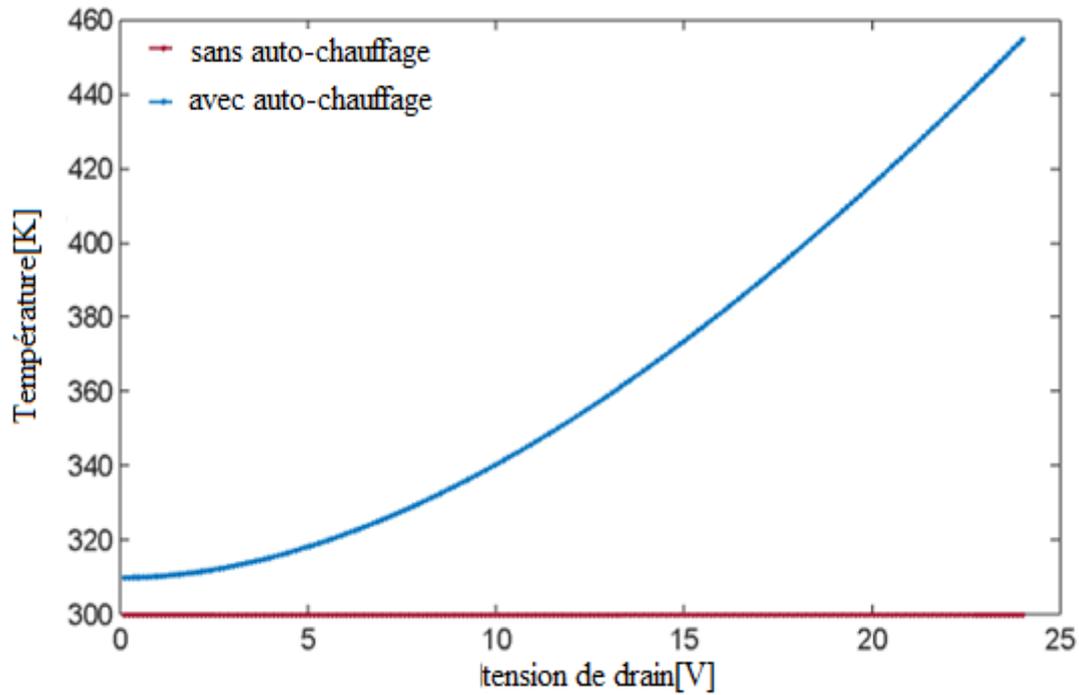


Figure III.4 : La température en fonction de la tension de drain

**Quatrième graphique (Température vs Tension de drain) :**

- **Axe des x** : Tension de drain (en volts).
- **Axe des y** : Température (en Kelvin).
- La courbe rouge représente le GaN sans auto-échauffement et la courbe bleue le GaN avec auto-échauffement.
- **Interprétation** : Sans auto-échauffement, la température reste constante. Avec auto-échauffement, la température augmente rapidement à mesure que la tension de drain augmente. Cela souligne l'importance de gérer la dissipation thermique dans les dispositifs GaN pour éviter la dégradation thermique.

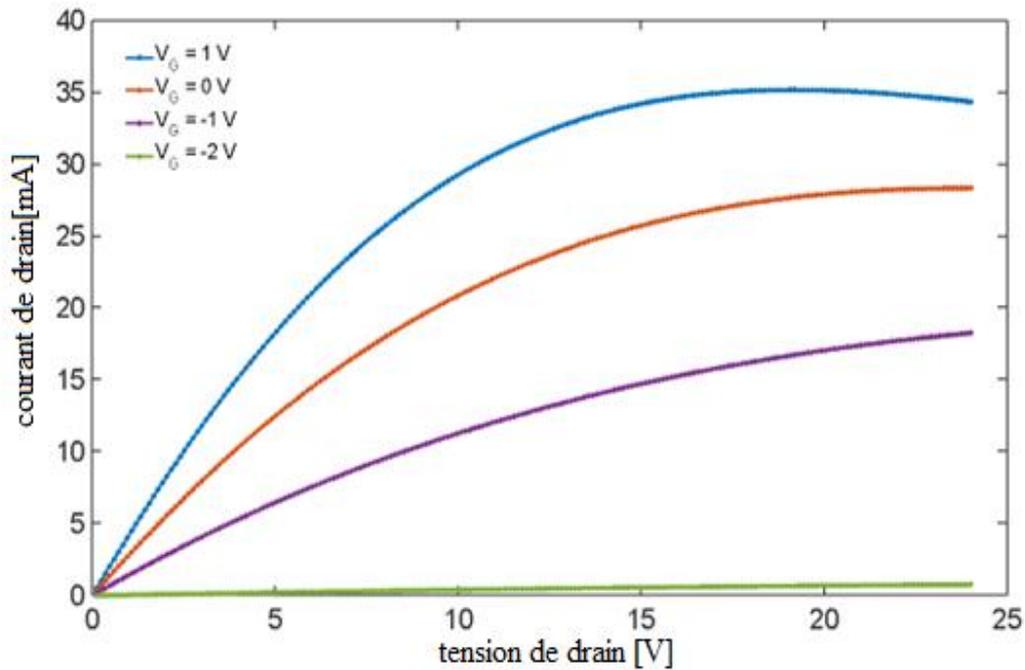


Figure III.5 : Courant de drain en fonction de la Tension de drain pour différentes tensions de grille

#### Cinquième graphique (Courant de drain vs Tension de drain pour différentes tensions de grille) :

- **Axe des x** : Tension de drain (en volts).
- **Axe des y** : Courant de drain (en mA).
- Quatre courbes représentent différentes tensions de grille ( $V_G$ ) : 1V, 0V, -1V, et -2V.
- **Interprétation** : À mesure que la tension de grille augmente, le courant de drain augmente également pour une tension de drain donnée. Cela montre la dépendance du courant de drain à la tension de grille, un comportement typique dans les transistors à effet de champ (FET).

### III- CONCLUSION :

À travers cette étude comparative des performances des dispositifs à base de GaN et de Si, plusieurs conclusions importantes émergent. Le **nitrure de gallium (GaN)** se révèle être un matériau supérieur au **silicium (Si)**, en particulier pour les applications nécessitant des performances élevées en termes de mobilité des électrons, de conduction thermique et de support de tension. Les graphiques montrent clairement que le GaN surpasse le Si dans des conditions de température et de tension élevées, avec une mobilité nettement supérieure à toutes les températures étudiées, ce qui le rend plus efficace dans des environnements exigeants.

Cependant, **l'auto-échauffement** constitue un défi majeur pour le GaN. Lorsque les dispositifs à base de GaN fonctionnent à des tensions de drain élevées, une augmentation significative de la température est observée, ce qui peut affecter la fiabilité à long terme et la performance du dispositif. Cette limitation

impose la nécessité d'une gestion thermique plus rigoureuse pour les dispositifs GaN afin de maximiser leur efficacité et leur durabilité.

En conclusion, bien que le GaN présente des avantages considérables par rapport au Si, notamment en termes de capacité de courant et de fonctionnement à haute température, une attention particulière doit être portée à l'auto-échauffement. Avec une gestion thermique appropriée, le GaN pourrait révolutionner les technologies de puissance et de haute fréquence, surpassant largement le Si dans des applications critiques telles que l'électronique de puissance, les amplificateurs RF et les systèmes de communication avancés.

## **Conclusion Générale**

## Conclusion Générale

Après une classification des matériaux, une attention particulière est portée aux semi-conducteurs III-V, en particulier le GaN, qui présente des propriétés uniques pour les applications électroniques de puissance. Le chapitre explore ensuite les semi-conducteurs dopés extrinsèquement et s'attarde sur le transistor à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMT), en détaillant sa structure, son évolution historique et ses applications actuelles. Le processus de fabrication des transistors GaN est également décrit, fournissant une vue d'ensemble des différentes étapes de production.

Un des principaux résultats de cette recherche est l'analyse de la dépendance en température de la densité du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) dans les dispositifs MOSHEMT AlGaIn/GaN, comparée à celle des dispositifs GaN HEMT AlGaIn/GaN. À des températures de 75°C et 125°C, il a été observé une légère amélioration de la tension de seuil ( $V_{th}$ ) et une réduction de la transconductance ( $g_m$ ). La densité de porteurs dans la couche 2DEG diminue légèrement dans les deux dispositifs à mesure que la température augmente.

La comparaison entre le GaN et le silicium (Si) montre que le GaN est largement supérieur en termes de mobilité des électrons, de conduction thermique et de capacité à supporter de hautes tensions, surtout dans des conditions extrêmes. Toutefois, un défi majeur pour le GaN est l'auto-échauffement à haute tension, ce qui peut compromettre la fiabilité et la performance à long terme. Une gestion thermique adéquate est donc nécessaire pour maximiser les avantages du GaN, qui, avec les bonnes précautions, pourrait révolutionner les technologies de puissance et de haute fréquence, surpassant ainsi le Si dans des applications critiques.

## Références

- [1] [http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI\\_fr\\_M05\\_C02/co/Contenu\\_04.html](http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M05_C02/co/Contenu_04.html) (type N et P)
- [2] OUAHIB Ismail et MANSOURI Mesbah (2011-2012) Etude et Simulation des structures AlGaIn/GaN pour les HEMTs, Mémoire de fin d'étude de Master 2 , BLIDA.(structure westrise)
- [3] OUAHIB Ismail et MANSOURI Mesbah (2011-2012) Etude et Simulation des structures AlGaIn/GaN pour les HEMTs, Mémoire de fin d'étude de Master 2 , BLIDA.
- [4] U. K. Mishra, P. Parikh, and Y.-F. J. P. o. t. I. Wu, "AlGaIn/GaN HEMTs-an overview of device operation and applications," vol.90, no. 6, pp. 1022-1031, 2002.
- [5] N. Islam, M. F. P. Mohamed, M. F. A. J. Khan, S. Falina, H.Kawarada, and M. Syamsul, "Reliability, Applications and Challenges of GaN HEMT Technology for Modern Power Devices: A Review," vol. 12, no. 11, p. 1581, 2022.
- [6] A. Udabe, I. Baraia-Etxaburu, and D. G. Diez, "Gallium Nitride Power Devices: A State of the Art Review," *IEEE Access*, vol.11, pp. 48628-48650, 2023.
- [7] H. Amano *et al.*, "The 2018 GaN power electronics roadmap," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 51, no. 16, p.163001, 2018/03/26 2018.
- [8] M. Meneghini *et al.*, "GaN-based power devices: Physics, reliability, and perspectives," vol. 130, no. 18, p. 181101, 2021.
- [9] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra, "Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors," vol. 77, no. 2, pp. 250-252, 2000.
- [10] Y. Yusuf *et al.*, "Two-Step GaN Layer Growth for High-Voltage Lateral AlGaIn/GaN HEMT," vol. 13, no. 1, p. 90, 2023.
- [11] X. Liu *et al.*, "Impact of In situ vacuum anneal and SiH<sub>4</sub> treatment on electrical characteristics of AlGaIn/GaN metaloxide-semiconductor high-electron mobility transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 99, no. 9, 2011.
- [12] T. Uesugi and T. Kachi, "Which are the future GaN power devices for automotive applications, lateral structures or vertical structures?," in *CS Mantech Tech. Dig.*, 2011, pp. 1-4.
- [13] S. J. Duffy *et al.*, "A Parametric Technique for Trap Characterization in AlGaIn/GaN HEMTs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, no. 5, pp. 1924-1930, 2020.
- [14] B. Ubochi, S. Faramehr, K. Ahmeda, P. Igić, and K. Kalna, "Operational frequency degradation induced trapping in scaled GaN HEMTs," *Microelectronics Reliability*, vol. 71, pp. 35-40, 2017/04/01/ 2017.
- [15] M. Meneghini, A. Tajalli, P. Moens, A. Banerjee, E. Zanoni, and G. Meneghesso, "Trapping phenomena and degradation mechanisms in GaN-based power HEMTs," *Materials Science in Semiconductor Processing*, vol. 78, pp. 118-126, 2018/05/01/2018.
- [16] M. Gassoumi *et al.*, "The effects of gate length variation and trapping effects on the transient response of AlGaIn/GaN HEMT's on SiC substrates," *Microelectronic Engineering*, vol. 88, no. 4, pp. 370-372, 2011/04/01/ 2011.

- [17] Y. Qin *et al.*, "Thermal management and packaging of wide and ultra-wide bandgap power devices: a review and perspective," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 56, no. 9, p. 093001, 2023/02/16 2023.
- [18] S. Sharbati, I. Gharibshahian, T. Ebel, A. A. Orouji, and W.-T. Franke, "Analytical Model for Two-Dimensional Electron Gas Charge Density in Recessed-Gate GaN High-Electron-Mobility Transistors," *Journal of Electronic Materials*, vol. 50, no. 7, pp.3923-3929, 2021/07/01 2021.
- [19] S. S. Sajjadi Jaghargh and A. A. Orouji, "An AlGaIn/GaN HEMT by the periodic pits in the buffer layer," *Physica Scripta*, vol. 94, no. 10, p. 105002, 2019/07/29 2019.
- [20] S. S. Sajjadi Jaghargh and A. A. Orouji, "An AlGaIn/GaN HEMT by a reversed pyramidal channel layer: Investigation and fundamental physics," vol. 33, no. 4, p. e2719, 2020.
- [21] T. R. Lenka and A. K. Panda, "Characteristics study of 2DEG transport properties of AlGaIn/GaN and AlGaAs/GaAs-based HEMT," *Semiconductors*, vol. 45, no. 5, pp. 650-656, 2011/05/01 2011.
- [22] M. J. Wang *et al.*, "High temperature dependence of the density of two-dimensional electron gas in Al<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.82</sub>N/GaN heterostructures," *Applied Physics A*, vol. 88, no. 4, pp. 715-718, 2007/09/01 2007.
- [23] J. Li, M. Tang, and J. Mao, "Analytical Thermal Model for AlGaIn/GaN HEMTs Using Conformal Mapping Method," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 69, no. 5, pp. 2313- 2318, 2022.
- [24] M. A. Alim, A. Jarndal, C. Gaquiere, and G. Crupi, "A study of DC and RF transconductance for different technologies of HEMT at low and high temperatures," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 34, no. 10, p. 892, 2023/04/04 2023.
- [25] R. Mann, S. Rewari, S. Sharma, and R. S. Gupta, "Dual gate AlGaIn/GaN MOS-HEMT biosensor for electrical detection of biomolecules-analytical model," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 38, no. 3, p. 035012, 2023/02/01 2023.
- [26] H. Luo, Z. Zhong, W. Hu, and Y. Guo, "Analysis and Modeling of the Temperature-Dependent Nonlinearity of Intrinsic Capacitances in AlGaIn/GaN HEMTs," *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 31, no. 4, pp. 373-376, 2021.
- [27] M. S. Nazir, P. Kushwaha, A. Pampori, S. A. Ahsan, and Y. S. Chauhan, "Electrical Characterization and Modeling of GaN HEMTs at Cryogenic Temperatures," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 69, no. 11, pp. 6016-6022, 2022.
- [28] N. Sahebghalam, M. Shalchian, A. Chalechale, and F. Jazaeri, "High-Temperature HEMT Model," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 69, no. 9, pp. 4821-4827, 2022.
- [29] K. Ahmeda *et al.*, "Role of Self-Heating and Polarization in AlGaIn/GaN-Based Heterostructures," *IEEE Access*, vol. 5, pp. 20946-20952, 2017.
- [30] B. Ubochi, K. Ahmeda, and K. Kalna, "Buffer Trap Related Knee Walkout and the Effects of Self-Heating in AlGaIn/GaN HEMTs," *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, vol. 6, no. 11, p. S3005, 2017/07/14 2017.
- [31] D. Wilk G, "High-k gate dielectrics : Current status and materials properties considerations," *J. Appl. Phys*, vol. 89, no. 10, pp.5423-5275, 2001 2001.
- [32] I. J. S. C. Silvaco, CA, Ver, "ATLAS user' s manual," vol. 5, 2011.

- [33] O. Ambacher *et al.*, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures," *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 6, pp. 3222-3233, 1999.
- [34] O. Ambacher *et al.*, "Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures," vol. 87, no. 1, pp. 334-344, 2000.
- [35] R. M. Chu, Y. G. Zhou, Y. D. Zheng, P. Han, B. Shen, and S. L. Gu, "Influence of doping on the two-dimensional electron gas distribution in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructure transistors," *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 14, pp. 2270-2272, 2001.
- [36] R. de Paiva *et al.*, "Theoretical study of the Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N alloys," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 93, no. 1, pp. 2-5, 2002/05/30/ 2002.
- [37] J. Kuzmik, "Power electronics on InAlN/(In)Ga<sub>N</sub>: Prospect for a record performance," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 22, no. 11, pp. 510-512, 2001.
- [38] M. Li and Y. Wang, "2-D Analytical Model for Current-Voltage Characteristics and Transconductance of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> MODFETs," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 55, no. 1, pp. 261-267, 2008.
- [39] X. Cheng, M. Li, and Y. Wang, "An analytical model for current-voltage characteristics of AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> HEMTs in presence of self-heating effect," *Solid-State Electronics*, vol. 54, no. 1, pp. 42-47, 2010/01/01/ 2010.
- [40] M. Gonschorek, J.-F. Carlin, E. Feltin, M. A. Py, and N. Grandjean, "Self heating in AlInN/AlN/Ga<sub>N</sub> high power devices: Origin and impact on contact breakdown and IV characteristics," *Journal of Applied Physics*, vol. 109, no. 6, 2011.
- [41] A. Pérez-Tomás *et al.*, "Ga<sub>N</sub> transistor characteristics at elevated temperatures," *Journal of Applied Physics*, vol. 106, no. 7, 2009.
- [42] A. Pérez-Tomás and A. Fontserè, "AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> hybrid MOSHEMT analytical mobility model," *Solid-State Electronics*, vol. 56, no. 1, pp. 201-206, 2011/02/01/ 2011.
- [43] J. Derluyn *et al.*, "Low leakage high breakdown e-mode Ga<sub>N</sub> DHFET on Si by selective removal of in-situ grown Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>," in *2009 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, 2009, pp. 1-4.
- [44] B. L. Gelmont, M. Shur, and M. Strosio, "Polar optical - phonon scattering in three - and two - dimensional electron gases," *Journal of Applied Physics*, vol. 77, no. 2, pp. 657-660, 1995.
- [45] M. K. Chattopadhyay and S. Tokekar, "Temperature and polarization dependent polynomial based non-linear analytical model for gate capacitance of Al<sub>m</sub>Ga<sub>1-m</sub>N/Ga<sub>N</sub> MODFET," *Solid-State Electronics*, vol. 50, no. 2, pp. 220-227, 2006/02/01/2006.
- [46] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, pp. 149-154, 1967/01/01/ 1967.
- [47] W. S. Yan *et al.*, "Temperature dependence of the pyroelectric coefficient and the spontaneous polarization of AlN," *Applied Physics Letters*, vol. 90, no. 21, 2007.
- [48] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, "Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys," *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, pp. 5815- 5875, 2001.

[49] V. Palankovski and R. Quay, *Analysis and simulation of heterostructure devices*. Springer Science & Business Media, 2004.

[50] D. M. Caughey and R. E. Thomas, "Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field," *Proceedings of the IEEE*, vol. 55, no. 12, pp. 2192-2193, 1967.