

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université de Constantine
Faculté des sciences de l'ingénieur
Département d'électronique

N° d'ordre :

Série :

Mémoire Présenté
En vue d'obtention d'un Diplôme de Magister
En Electronique

Thème :
Etude par simulation des phénomènes de polarisations et les
contacts ohmiques dans les transistors
HEMTS base de GAN

Présenté Par:
DJIMLI CHAHRAZAD

Soutenu le: -- / -- / 2005

Remerciements

Je tiens à remercier Mr A. TELIA maître de conférence au département d'Électronique, de l'université de Constantine, qui m'a confié ce sujet.

Je tiens également à remercier toutes les personnes qui m'ont fait l'honneur d'accepter de participer à mon jury de soutenance :

Mr M. BOUCHEMAT professeur au département d'Électronique de l'université de Constantine en acceptant la présidence du Jury.

Mme F. BEN ABDELAZIZ Professeur au département d'Électronique et Mr A. BELLEL maître de conférence au département d'Électronique, de l'Université de Constantine, pour l'intérêt qu'ils ont témoigné à ce travail et pour avoir accepté de faire parti du Jury.

Je témoigne ma gratitude spécialement à Zakia, Leila, Rayene, Rachida, Salima, Dounia, et tous les membres du laboratoire micro système et instrumentation.

Un grand merci à tous ceux qui m'ont aidé

Sommaire

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

Chapitre1: Les transistors à haute mobilité, structure et matériau GaN

| | |
|---|----|
| I Introduction..... | 3 |
| II Généralités sur les transistors à haute mobilité..... | 3 |
| II.1 Structure générale d'un transistor HEMT..... | 3 |
| II.2 Description des couches..... | 4 |
| II.3 Principe de fonctionnement d'un HEMT..... | 5 |
| III Le Nitrure de Gallium matériau approprié à un HEMT..... | 7 |
| III.1 Le Nitrure de Gallium GaN..... | 7 |
| III.2 Propriétés de GaN..... | 8 |
| III.2.1 Propriétés structurales..... | 8 |
| III.2.1.1 Structure de type Wurtzite..... | 8 |
| III.2.1.2 Structure de type zinc blende | 10 |
| III.2.1.3 Comparaison entre les deux structures..... | 10 |
| III.2.2 Les propriétés électroniques..... | 11 |
| III.2.3 Les propriétés électriques..... | 12 |
| III.2.3.1 La polarisation..... | 12 |
| § La polarisation spontanée..... | 12 |
| § La polarisation piézoélectrique..... | 13 |
| IV Les substrats adéquats pour la croissance du GaN hexagonale..... | 15 |
| IV.1 Le Silicium (Si)..... | 16 |
| IV.2 Le Saphir (Al_2O_3)..... | 16 |
| IV.3 Le carbure de Silicium (SiC)..... | 17 |
| V Conclusion..... | 17 |

Chapitre II : L'hétérojonction AlGaIn/GaN

| | |
|---|----|
| I Introduction..... | 20 |
| II La croissance de l'hétérostructure AlGaIn/GaN..... | 20 |
| III Les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique..... | 22 |
| III.1 La formation du 2DEG..... | 23 |

| | | |
|-----------|---|----|
| III.1.1 | Calcul de la densité de charge dans l'hétérostructure AlGaN/GaN..... | 23 |
| § | A face Ga..... | 23 |
| § | A face N..... | 29 |
| III.1.2 | Calcul de la densité de charge dans l'hétérostructure GaN/Al _x Ga _{1-x} N | 30 |
| § | A face N..... | 30 |
| § | A face Ga..... | 33 |
| III.1.3 | Calcul de la concentration n _S dans le 2DEG pour l'hétérojonction AlGaN/GaN..... | 33 |
| III.1.3.a | La résolution par l'équation de Poisson..... | 34 |
| § | La relation n _S (V _g , E _F)..... | 34 |
| III.1.3.b | La résolution par l'équation de Schrödinger..... | 37 |
| § | La relation n _S =f (E _F)..... | 37 |
| IV | La structure GaN/Al _x Ga _{1-x} N/GaN..... | 43 |
| V | Conclusion..... | 45 |

Chapitre III : Caractérisation du contact ohmique

| | | |
|-------|--|----|
| I | Introduction..... | 48 |
| II | La physique du contact ohmique..... | 48 |
| II.1 | Interface métal/semi-conducteur..... | 48 |
| II.2 | Phénomènes de transport à l'interface..... | 50 |
| III. | Caractérisation des contacts ohmiques..... | 51 |
| III.1 | La résistance spécifique de contact..... | 51 |
| III.2 | La méthode de caractérisation TLM (transmission line method)..... | 52 |
| IV | La TLTLM (tri layer transmission line model)..... | 55 |
| IV.1 | Le calcul des résistances R _c et R _e | 57 |
| IV.2 | L'effet des Résistances r _{ca} , r _{ca} sur la résistance carrée R _{sk} | 61 |
| V. | Conclusion..... | 62 |
| | Conclusion générale..... | 63 |

Bibliographie

A fin de satisfaire aux demandes croissantes des dispositifs électroniques à haute puissance, grande vitesse et systèmes de communication de rendement élevé et d'autres applications pour le secteur commercial aussi bien que militaire, de nouveaux dispositifs sont en train d'émerger et qui sont considérés comme des candidats prometteurs pour réaliser un nouveau saut technologique. Les dispositifs à semi-conducteurs composés à base de nitrure sont désirables pour ces types d'applications fonctionnant à haute température. Les performances des composants utilisant des semi-conducteurs conventionnels tels que le Si et GaAs sont rapidement rapprochées des limites imposées par les paramètres intrinsèques de ces matériaux, ce qui a mené au développement des transistors à base de GaN. En effet celui-ci présente des propriétés physiques et électriques remarquables, telles que la vitesse de saturation des électrons élevée, meilleure stabilité thermique et une large bande de gap. Ce matériau est prédisposé pour être utilisé comme un canal dans un transistor HEMT d'hétérostructure AlGa_xN/GaN opérant dans les applications micro-ondes.

L'objectif est de maîtriser leur réalisation et de comprendre l'origine physique de ces caractéristiques qui dépendent essentiellement du procédé d'élaboration du matériau à base de nitrure et aussi du procédé technologique utilisé, notamment pour les contacts ohmiques et Schottky. Alors que le contact ohmique optimisé jusqu'à présent s'avère être stable et opérationnel à haute température. De nombreux travaux restent à effectuer sur l'électrode de commande et les perspectives d'étude sont nombreuses.

L'hétérojonction AlGa_xN/GaN présente un champ électrique interne important dû aux polarisation spontanée et piézoélectrique permettant la possibilité de réaliser un gaz d'électrons bidimensionnel 2DEG à l'interface avec une concentration très élevée comparée à d'autres hétérojonctions à base de GaAs en l'absence de toute modulation de dopage et excitation externe.

En effet le travail que nous avons entrepris est une contribution à mieux comprendre et maîtriser ces phénomènes physiques qui conditionnent le fonctionnement du transistor et comporte deux parties indépendantes:

- Etude des propriétés électriques des hétérostructures Al_xGa_{1-x}N/GaN et GaN/Al_xGa_{1-x}N à différentes faces N et Ga afin d'analyser l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique sur la formation et la localisation du 2DEG.
- L'étude du contact ohmique en utilisant les modèles TLM (Transmission Line Model) et TLTLM (Tri Layer TLM) afin d'expliquer certains phénomènes observés

expérimentalement sur les structures de type HEMTs (High Electron Mobility Transistors) à base de AlGaN/GaN.

Ce mémoire sera structuré en trois chapitres:

Le premier a été consacré à la description des transistors HEMTs (High Electron Mobility Transistors) et les propriétés du nitrure de gallium, matériau de base pour la réalisation des structures étudiées. L'étude des phénomènes de polarisations spontané et piézoélectriques ainsi que la concentration en porteurs libres n_s en fonction du taux d'aluminium dans l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN}$ ont été présentés dans le deuxième chapitre.

Dans le troisième chapitre, l'étude portera sur le contact ohmique en tenant compte du modèle à deux couches TLM et trois couches TLTLM. Pour cela, nous avons effectué des simulations permettant de caractériser la résistance spécifique du contact ainsi que le $R_{\text{carré}}$ associé à la couche du semi-conducteur.

I Introduction

Durant plusieurs années, les recherches ont été consacrées aux HEMTs (High Electron Mobility Transistors) à base de GaAs, à cause de ses propriétés électriques et physiques, son utilisation dans les applications à haute puissance s'avère limitée d'où les chercheurs s'intéressent à d'autres matériaux à base de Nitrure, en particulier le nitrure de gallium GaN dont les propriétés physiques, électroniques, et structurales sont importantes.

Ce chapitre sera structuré en deux parties :

Dans la première partie Nous présenterons des notions générales sur les transistors à haute mobilité HEMTs avec une description de leurs différentes couches. Ensuite, on expliquera son principe de fonctionnement basé sur les propriétés de haute mobilité d'un gaz d'électron bidimensionnel 2DEG (Two Dimensional Electron Gaz.)

Les performances des HEMTs sont liées à l'utilisation des matériaux présentant des mobilités électroniques élevées. Ces propriétés sont présentées dans la deuxième partie de ce chapitre afin de connaître l'intérêt du matériau.

II Généralités sur les transistors à haute mobilité HEMT

Les transistors à haute mobilité HEMTs sont des dérivés des MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). Afin de dépasser le problème de la mobilité des porteurs dans le canal du MESFET, il fut créé des transistors à hétérojonction. En effet dans les MESFETs, les électrons assurant la conduction dans le canal, voient leur mobilité limitée par des interactions avec les atomes donneurs. Durant les années 1960, les chercheurs (IBM) [1] ont montré que les électrons pouvaient atteindre une très grande vitesse dans la partie GaAs de l'**hétérojonction** AlGaAs/GaAs. Les électrons dans une telle structure sont transférés du matériau ayant le plus grand gap (AlGaAs) vers celui ayant le plus petit gap (GaAs). La première démonstration expérimentale est due à Digle et Stormer (laboratoire Bell) en 1978 [1]. En rendant compte que de telles structures pouvaient être à l'origine de transistors à effet de champ à hautes performances.

II.1 Structure générale d'un transistor HEMT

Le principe de base d'un HEMT consiste à mettre en profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz d'électron bidimensionnel 2DEG. La structure des couches épitaxiales des HEMTs est réalisée de façon à séparer physiquement les électrons libres dans le canal des atomes donneurs

ionisés, ceci afin d'augmenter la mobilité des électrons par la réduction de la répartition des impuretés ionisés. La différence essentielle entre les MESFETs et les HEMTs se situe au niveau du principe même du contrôle du courant dans le canal. Alors que dans le cas du MESFET, l'électrode de grille contrôle la section du canal disponible pour la conduction, alors que dans le cas du HEMT, elle contrôle la densité d'un gaz d'électron libres dans une zone non dopée sous l'hétéro interface qui constitue le canal du transistor. La figure I-1 représente la structure en couches d'un HEMT classique où ce type de transistor est constitué essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap, et un matériau à petit gap. On retrouve aussi les électrodes métalliques de source, grille et drain.

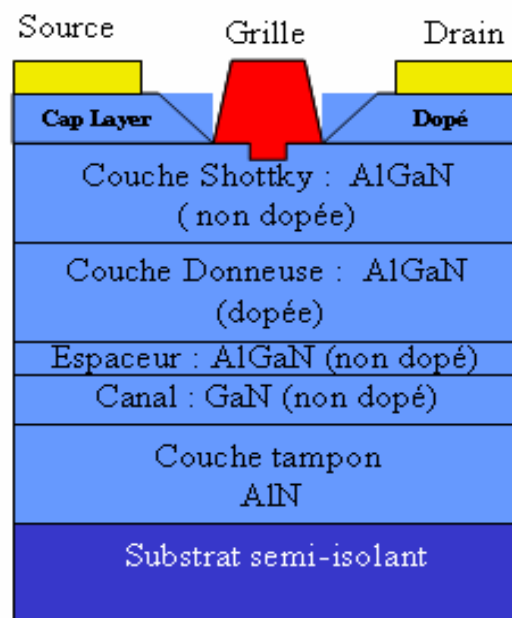


Figure I-1 : structure générale d'un HEMT classique.

II-2 Description des couches

- Cap layer : C'est la couche superficielle, elle est formée par un matériau de faible bande interdite pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche est généralement fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact.

- La couche à grand gap non dopée : elle est destinée à la réalisation du contact Schottky de grille, qui est déposé après gravure du cap layer (structure à grille creusée).

- La couche à grand gap dopée : son rôle est de fournir les électrons libres à la structure, appelée la couche donneuse. Ce dopage pouvant être volumique réalisé généralement par un plan de dopage silicium 'Si'.

- Espaceur (spacer): une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopée permettant de séparer les atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse des électrons du canal. Les interactions à distance sont ainsi réduites. A l'inverse, plus cette couche sera moins épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal sera meilleure. Le transfert des électrons de la couche donneuse dans le canal est favorisé par un Espaceur fin.

- Le canal : il est constitué d'un matériau à petit gap non dopé. cette couche est importante dans la mesure où elle reçoit le gaz d'électron bidimensionnel (2DEG) qui déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau.

- La couche tampon : appelée aussi buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat.

- Le substrat : cette couche permet également d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches.

II.3 Principe de fonctionnement d'un HEMT

Son principe de fonctionnement est basé sur la formation d'une hétérojonction qui est définie par la juxtaposition d'un matériau à grand gap E_{g1} et un matériau à petit gap E_{g2} qui implique la création d'une discontinuité de bande de conduction à l'interface entre deux matériaux (modèle d'Anderson). Lors de la jonction de deux semiconducteurs à bandes interdites différentes, les niveaux de Fermi s'alignent. La conservation des paramètres physiques de part et d'autre de l'interface entraîne des courbures des bandes de conduction et de valence, ainsi que des discontinuités à l'interface pour ces deux bandes.

Cette hétérojonction illustrée par la figure I-2 entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap où les électrons provenant de la couche donneuse se transfèrent et s'accumulent. L'hétérojonction est caractérisée par la discontinuité de bande de conduction ΔE_C entre les deux matériaux, plus la valeur de ΔE_C sera élevée, le transfert des électrons de la couche donneuse vers le canal sera meilleur. En outre, plus le matériau constituant le canal sera à

petit gap, les propriétés de transport (vitesse, mobilité) seront meilleurs, on note que dans la plus

part des cas, $\Delta E_C = \frac{2}{3} \Delta E_g$ [3].

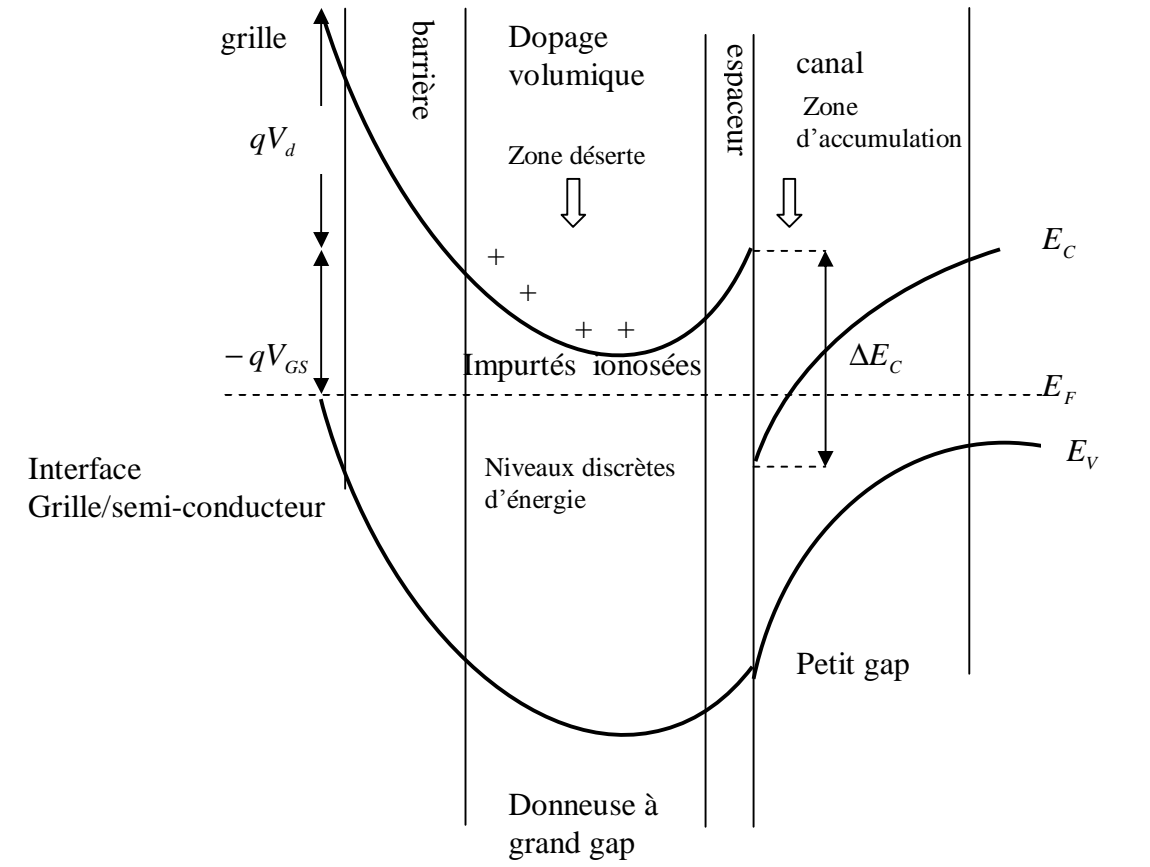


Figure I-2 : structure de bande d'une hétérojonction en présence d'un potentiel de grille

Le transfert de charges génère dans la couche donneuse une zone désertée. Le profil électrique des charges détermine la courbure de bande de part et d'autre de l'hétérojonction ce qui se traduit par la formation d'un puits de potentiel de forme triangulaire dans le canal. Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de Broglie, apparaissent les effets quantiques. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction. On appelle gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) l'accumulation des électrons dans ce puits. L'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des mobilités importantes.

Le HEMT bénéficie donc d'un transport électronique dans un gaz (quasi bidimensionnel) bien supérieur à celui d'un matériau dopé. Notons que dans le cas de la figure I.1, le canal du HEMT est situé entre deux matériaux de grand gap. La structure de bande n'est plus alors constituée d'une seule hétérojonction, comme sur la figure I-2, mais d'une double hétérojonction, améliorant encore ainsi le confinement des électrons dans le canal.

III Le nitrure de Gallium matériau approprié à un HEMT

Les performances fréquentielles des HEMTs sont liées au temps de transit entre la source et le drain. La montée en fréquence revient donc à réduire les dimensions du composant, mais également utiliser des mobilités électroniques élevées. C'est cet aspect matériaux que nous allons aborder maintenant.

III.1 Le nitrure de gallium GaN

Le GaN présente les avantages d'une bande interdite large et directe, d'une grande stabilité thermique, ses propriétés physiques intéressantes le rendent non seulement attractif pour les émetteurs bleus, mais également pour l'électronique haute température, haute puissance et haute fréquence.

Les propriétés physico-chimiques du nitrure de gallium en font un matériau intéressant en vue d'applications en opto et microélectronique. C'est un semi-conducteur à large gap (3.4eV) qui émet à des longueurs d'onde correspondant au bleu, à la limite de l'ultraviolet. De plus, son gap est direct, ce qui augmente la probabilité de transition optique. Le nitrure de gallium, allié avec d'autres nitrures du groupe III (Al, In), présente de nombreuses applications vouées à un grand développement, dont certaines sont déjà commercialisées [4]. Ce sont les diodes électroluminescentes (LEDs) bleues ou vertes pour l'affichage couleur, la signalisation ou encore UV ou blanches pour l'éclairage, les diodes laser (LDs) bleues ou violettes pour l'impression ou le stockage optique, les détecteurs UV, pour la détection des incendies, l'identification ou le guidage des missiles, ou encore le dosage personnel des UV, et enfin les transistors "haute fréquence, haute puissance" pour les radars fonctionnant à haute température (applications spatiales).

III.2 Les propriétés de GaN

III.2.1 Les propriétés structurales

Le nitrure de gallium se cristallise sous deux formes différentes. Le polytype thermo dynamiquement stable est la phase hexagonale (structure Wurtzite). Le polytype cubique (structure blende de zinc) est thermo dynamiquement métastable. Elles sont obtenues en choisissant des conditions de croissance adaptées. Nous présentons ici les deux structures cristallographiques et les constantes de maille de chacune des deux phases du GaN.

III.2.1.1 Structure de type Wurtzite

Elle est constituée de deux réseaux hexagonaux étroitement espacés : l'un avec les atomes de gallium Ga (cation), l'autre avec les atomes d'azote (anion), interpénétrés et décalés suivant l'axe c de $\frac{5}{8}$ ^{ème} de la maille élémentaire (l'hexagonal simple avec une base de quatre atomes). Chaque atome de Ga est lié à quatre atomes de Nitrogène et vis versa comme montré à la figure I-3.

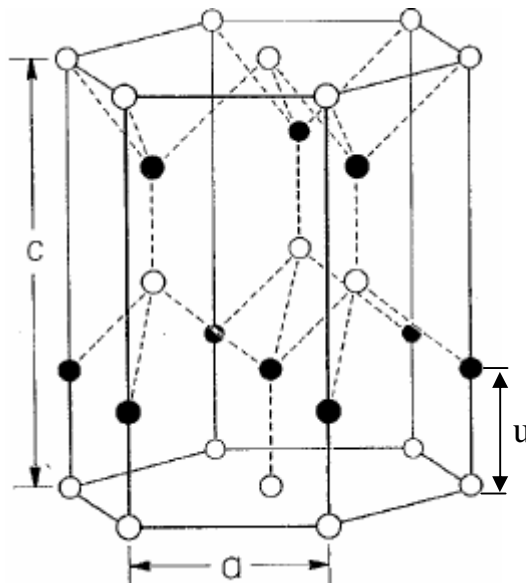


Figure I-3 : la structure hexagonale du GaN

Il n'y a pas une inversion symétrique dans cette maille le long de la direction de croissance [0001]. Le GaN a deux faces distinguées : la face Ga si les atomes de Ga sont placés à la surface supérieure du cristal et correspondant à une polarité [0001], alors que si les atomes de Ga sont remplacés par les atomes N on dit que c'est la face N et elle a une polarité $[\bar{0}001]$, comme il a

été représenté sur la figure I-4 [5]. Il est important de noter que les deux configurations ne sont pas équivalentes.

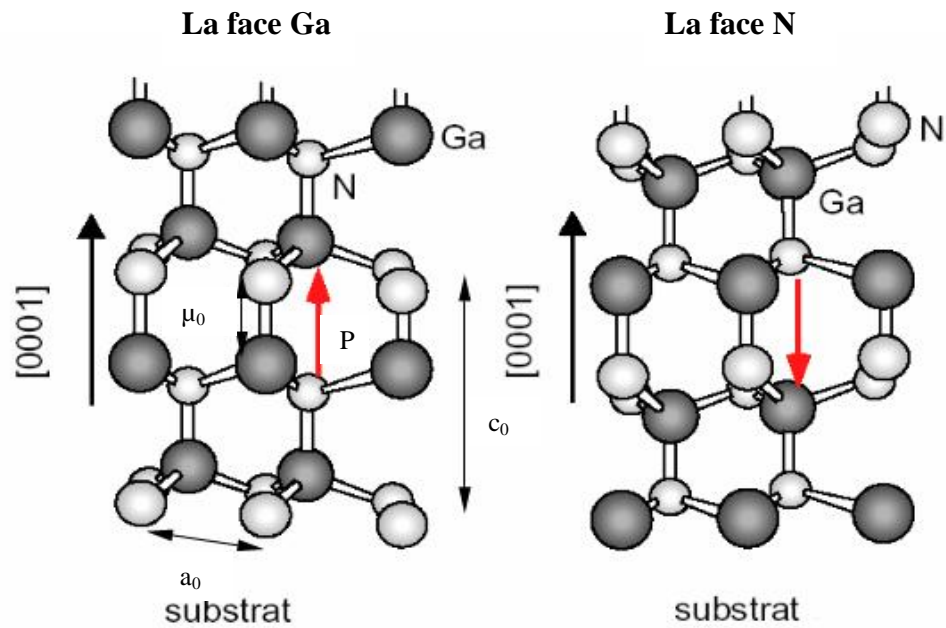


Figure I-4 : l'arrangement atomique suivant les deux faces de croissance du GaN.

La maille Wurtzite est caractérisée par trois paramètres : a représente la longueur limite de l'hexagone de base, c est la hauteur de la maille élémentaire, et u est la longueur de la liaison Ga-N suivant l'axe c . Les paramètres de maille de GaN comparés à d'autres matériaux à base de nitrure sont présentés sur le tableau I-1 où L'indice '0' correspond à la maille équilibrée non contrainte à la température ambiante.

| matériaux | ideal | AlN | GaN | InN |
|-----------------|--------|--------|--------|--------|
| $a_0 (A^\circ)$ | - | 3.112 | 3.189 | 3.54 |
| $c_0 (A^\circ)$ | - | 4.982 | 5.185 | 5.705 |
| c_0/a_0 (exp) | - | 1.6010 | 1.6259 | 1.6116 |
| c_0/a_0 (cal) | 1.6330 | 1.6190 | 1.6336 | 1.6270 |
| u_0 | 0.375 | 0.380 | 0.376 | 0.377 |

Tableau I-1 : les paramètres de la maille Wurtzites pour les nitrures III-V à 300K.

La structure de GaN ne dévie que légèrement de la structure wurtzite idéale. Les atomes de gallium sont donc dans un environnement tétraédrique très peu distordu. Les cristaux de nitrure de gallium de structure wurtzite adoptent le plus souvent une géométrie en plaquette, avec les faces perpendiculaires à l'axe c .

Pour les monocristaux de GaN élaborés par synthèse sous haute température et haute pression d'azote, a varie entre 3,1881 et 3,1890Å et c varie entre 5,1856 et 5,1664Å, exclusivement suivant la concentration en électrons libres dans le cristal [4]. Pour les couches minces de GaN, a et c peuvent varier légèrement, en fonction de la pureté chimique, de la concentration en électrons libres et des contraintes.

III.2.1.2 Structure de type zinc blende

Dans la structure zinc blende les atomes d'azote forment un empilement cubique à faces centrées dans lequel les atomes de gallium occupent la moitié des sites tétraédriques (voir la figure I-5). Cette structure est caractérisée par le paramètre de maille a , il varie entre 4.51 et 4,52Å [4].

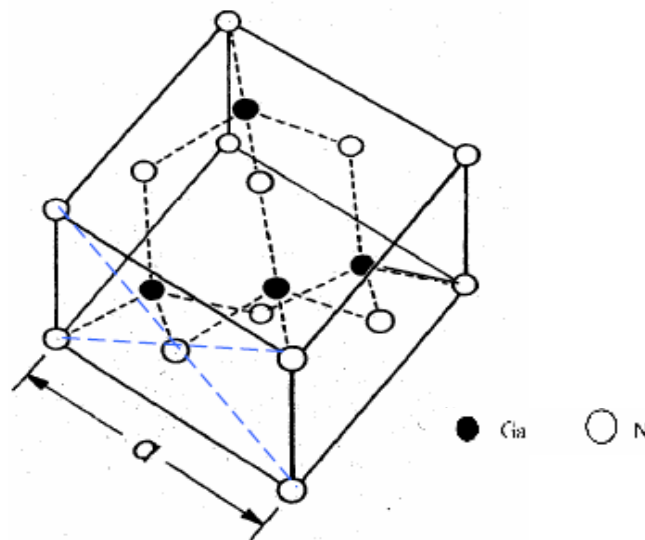


Figure I-5 : la structure cristalline de type zinc blende pour le GaN.

III.2.1.3 Comparaison entre les deux structures

Les deux structures cristallines sont similaires dans le cas où chaque atome de Ga est lié par quatre atomes de N et vis versa. La différence principale est la séquence d'empilement des plans cristallins, pour la structure hexagonale la croissance est suivant l'axe c (0001), pour la structure zinc blende, la croissance est suivant l'axe (111) [6].

Il en résulte que l'entourage cristallographique de chaque atome ne diffère d'une structure à l'autre, qu'à partir de la position de troisième voisin.

III.2.2 Les propriétés électroniques du GaN

Les propriétés électroniques du matériau GaN sont montrées sur le tableau I-2 comparé avec d'autres semiconducteurs usuellement utilisés [7] :

Le nitrure de gallium GaN est un semi-conducteur à large gap direct de 3.4eV, ce qui permet aux dispositifs à base de GaN tel que les HEMTs de supporter un champ électrique interne cinq fois supérieur que le Si et le GaAs, sa tension de claquage élevée qui est supérieure à 70V (elle est de l'ordre de 30 pour le GaAs) est un attribut souhaité pour les applications de haute puissance.

| Matériau | Si | GaAs | SiC | GaN |
|--|-------------------|--|-------------------|------------------------|
| Energie de gap (eV) | 1.11 | 1.43 | 3.2 | 3.4 |
| Champ de claquage (V/cm) | 6.0×10^5 | 6.5×10^5 | 3.5×10^6 | 3.5×10^6 |
| Vitesse de saturation (cm/s) | 1.0×10^7 | 2.0×10^7 | 2.0×10^7 | 2.5×10^7 |
| Mobilité électronique ($\text{cm}^2/\text{V.s}$) | 1350 | 6000 | 800 | 1600 |
| Conductivité thermique (W/cm.K) | 1.5 | 0.46 | 3.5 | 1.7 |
| hétérostructures | SiGe/Si | AlGaAs/GaAs InGaP/GaAs AlGaAs/InGaAs | - | AlGaN/GaN InGaN/GaN |

Tableau I-2 : Propriétés électroniques du GaN comparées à d'autres matériaux utilisés.

III.2.3 Les propriétés électriques du GaN

III.2.3.1 La Polarisation.

Le champ électrique dû aux charges induites par la polarisation joue un rôle important dans les propriétés électriques et optiques des hétérostructures à base de nitrure d'où la croissance est suivant l'orientation [0001]. Ce champ est une source de gaz d'électron bidimensionnel accumulé à l'interface de l'hétérojonction. La compréhension et le contrôle de la source des électrons du transistor HEMT sont importants pour l'optimisation de ses performances.

§ La Polarisation spontanée

Le Nitrogène possède une forte électronégativité par rapport aux autres éléments du groupe V tels que Al (1.5), Ga (1.6), et In (1.7). Ce qui permet d'attirer plus fortement vers lui les électrons dans la liaison Ga-N. Le nuage électronique ne sera plus symétrique et le barycentre des charges électriques ne sera plus situé au centre des deux atomes (Ga, N), on dit d'une telle liaison qu'elle est polarisée, car elle agit comme si elle possédait un pôle positif et un pôle négatif. Ce même effet existe pour le GaAs et InP de structure zinc blende mais relativement faible parce que leurs liaisons ioniques sont faibles.

L'atome de Gallium associé aux quatre atomes d'azote voisin forme des dipôles (figure I-6) tel que :

$$\sum_{i=1}^4 \mathbf{r}_i = \mathbf{r}_{SP} \quad \text{I-1}$$

Il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction [0001] et la création d'un champ électrique dans le sens opposé à cette polarisation. Le matériau possède ainsi une polarisation suivant l'axe c à une contrainte nulle appelée **polarisation spontanée** P_{SP} , mentionnée dans le tableau I-3.

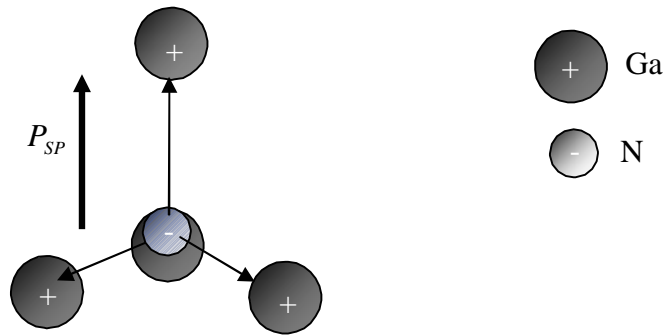


Figure I-6 : la polarisation spontanée dans le GaN.

La structure cristalline du GaN possède une symétrie suivant l'axe c faisant que le gradient de polarisation ($\nabla \vec{p} = -\vec{s} = 0$) et la densité de charges en volume sont nuls.

| Matériaux | AlN | GaN | InN |
|---------------------------------------|--------|--------|--------|
| c_0/a_0 | 1.6010 | 1.6259 | 1.6116 |
| $P_{SP} \left(\frac{C}{m^2} \right)$ | -0.081 | -0.029 | -0.032 |

Tableau I-3 : les effets de la maille non idéale sur la polarisation spontanée dans les matériaux III-nitride.

§ La polarisation piézoélectrique :

Cette polarisation est due au mécanisme de contrainte présenté dans le cristal. C'est à dire si le facteur d'idéalité des mailles c_0/a_0 de matériau GaN a changé suivant un impact extérieur, un changement dramatique aura lieu dans la polarisation du cristal à cause de la forte ionisation de la liaison Ga-N. Alors, si une pression est appliquée, les paramètres de la maille idéale c_0 et a_0 changent pour accommoder cette pression, ce qui implique une variation dans la polarisation. Cette polarisation dans les cristaux contraints à base de nitrure additionnelle à la polarisation spontanée est toujours présente, et est appelée **polarisation piézoélectrique** P_{PZ} .

Si le nitrure est sous une contrainte compressive biaxiale, la constante de maille a_0 décroît et c_0 s'augmente, donc le facteur c_0/a_0 augmente vers la valeur idéale 1.633 ce qui diminuera la polarisation du cristal puisque les polarisations spontanée et piézoélectrique s'orientent dans des directions opposées.

Si la contrainte appliquée est extensive, c_0/a_0 décroît de 1.633 (croissance de a_0 avec diminution de c_0), ce qui induit une augmentation de la polarisation vu que les deux polarisations sont de même directions.

D'après Bernardini et Fiorentini [3], la polarisation piézoélectrique est donnée par la formule suivante :

$$p_{pz} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad \text{II-2}$$

Où e_{33}, e_{31} sont les coefficients piézoélectriques. C_{13}, C_{33} sont les constantes élastiques.

$e_{\perp} = \left(\frac{a - a_0}{a_0} \right)$ représente les contraintes assumées dans le plan latérale.

a_0, c_0 sont les constantes de maille d'un matériau relaxé, a est la constante de maille d'un matériau contraint.

Le tableau I-4 représente les différents paramètres de la polarisation piézoélectrique pour des matériaux à base de nitrure y compris le GaN [9].

| Matériaux | AlN | GaN | InN |
|---------------------------------------|-------|-------|-------|
| $e_{31} \left(\frac{C}{m^2} \right)$ | -0.60 | -0.49 | -0.57 |
| $e_{33} \left(\frac{C}{m^2} \right)$ | 1.46 | 0.73 | 0.97 |
| $C_{13} (GPa)$ | 108 | 103 | 92 |
| $C_{33} (GPa)$ | 373 | 405 | 224 |

Tableau I-4 : les coefficients piézoélectriques calculés pour les semi-conducteurs III-V

Les coefficients e_{33}, C_{13}, C_{33} sont toujours positifs, tandis que e_{31} est négative, donc $(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}})$ est négatif, Par conséquent, la valeur de la polarisation piézoélectrique est négative pour les couches sous une contrainte extensive ($a > a_0$), alors les deux polarisations P_{PZ}, P_{SP} sont parallèles. Si la contrainte induite est compressive ($a < a_0$) la polarisation piézoélectrique est positive et elle est anti-parallèle avec la polarisation spontanée.

IV Les substrats adéquats pour la croissance du GaN hexagonale

La croissance des couches hexagonales de bonne qualité est conditionnée par le choix du substrat. En effet, le principal problème rencontré pour l'épitaxie du Nitrure de Gallium est qu'il n'existe pas de substrat accordé en maille pour ces matériaux. Les candidats susceptibles d'être utilisés pour l'hétérostructure AlGaN/GaN sont le saphir (Al_2O_3), le silicium (Si) et le carbure de silicium (SiC de type $4H$). Les caractéristiques de ces substrats sont répertoriées dans le tableau I-5.

| substrats | Structure cristalline | Paramètre de maille (Å°) | Conductivité thermique ($W.cm^{-1}.k^{-1}$) | Coefficients de dilatation thermique α | |
|-----------|-----------------------|--------------------------|---|---|----------------------------------|
| | | | | $\Delta a / a (x10^{-1} k^{-1})$ | $\Delta c / c (x10^{-1} k^{-1})$ |
| Al_2O_3 | Hexagonale | a= 4.758 c=12.99 | 0.5 | 7.5 | 8.5 |
| 4H-SiC | Wurtzite | a=3.08 c=15.12 | 3.3 | 4.2 | 4.68 |
| Si (111) | Cubique | a= 5.4301 | 1.5 | 3.59 | |

Tableau I-5 : caractéristiques cristallographiques des substrats utilisés pour la croissance

Le désaccord de maille entre le substrat et la couche épitaxie engendre une contrainte dans la couche. À partir d'une épaisseur critique, la couche se relaxe en créant des dislocations néfastes pour la qualité du matériau. Afin de résoudre ce problème, une couche de nucléation ou tampon y est déposée, pour réaliser l'homoépitaxie des couches sans contrainte. Malgré

l'utilisation d'un tel procédé, il y subsiste toujours une contrainte résiduelle. Son origine provient de la différence des coefficients de dilatation thermique entre la couche et le substrat.

| <i>semi-conducteurs</i> | <i>Structure cristalline</i> | <i>Gap (eV) à 300K</i> | <i>Nature du gap</i> |
|-------------------------|------------------------------|------------------------|----------------------|
| Si | Cubique | 1.12 | Indirect |
| SiC | Hexagonale | 2.86 | Indirect |
| AlN | Wurtzite | 6.28 | Direct |
| GaN | Wurtzite | 3.39 | Direct |

Tableau I-6 : caractéristiques des semi-conducteurs.

IV.1 Le silicium (Si)

Le substrat silicium est très attractif non seulement parce qu'il présente une bonne morphologie de surface et est disponible à coût bas, mais également parce qu'il permet une intégration des dispositifs à base de GaN dans la microélectronique Silicium. Néanmoins, le GaN montre un désaccord de maille avec le Si (111) d'environ 17% associé à un désaccord de coefficients de dilatation thermique supérieur à 35% .

Contrairement aux substrats (Al_2O_3) et SiC, le silicium Si possède une maille plus importante que celle du GaN. Par conséquent, le GaN se trouve par définition en extension lorsqu'il est épitaxié sur le Si (111) engendrant la formation de dislocations et de craquelures. Une couche de nucléation plus complexe composée de plusieurs sous couches d'AlN et de GaN (super réseau) est alors réalisée dont les conditions de croissance sont différentes de celles utilisées pour les substrats précédents. La croissance de la couche de GaN (buffer) est alors réalisée sur ce super réseau.

IV.2 Le saphir (Al_2O_3)

A l'origine des premières élaborations du matériau GaN, la majorité des couches élaborées étaient déposées sur substrat saphir. Ce substrat présente l'avantage d'un coût relativement faible, d'être facilement disponible, d'être semi isolant et d'avoir une grande stabilité en température. Les inconvénients sont : sa faible conductivité thermique ($\kappa = 0.5 \text{ W/cm.k}$) et un fort désaccord en maille. Ce désaccord en maille entre les plans de base du GaN hexagonale et

du saphir est de 30%, cependant lors de l'épitaxie, la maille est tournée de 30° par rapport à la maille des atomes d'Aluminium du saphir et le désaccord réel est dans ces conditions inférieur à 15%, malgré ce désaccord de maille important et une différence de coefficients de dilatation thermique de l'ordre de 35%, le saphir est néanmoins traditionnellement utilisé pour des raisons de coûts. Pour remédier au maximum à la formation de dislocation dans le GaN, on dépose tout d'abord une couche de nucléation d'AlN d'une dizaine à une centaine de nanomètre.

Le désaccord de maille résiduel entraîne cependant la présence d'une grande densité de dislocation de l'ordre de 10^{10} cm^{-2} . Malgré cela, ce substrat a tout de même permis l'élaboration des dispositifs à base de GaN dans les domaines de l'optoélectronique et des hyperfréquences présentant de très bonnes performances. Cependant, ce matériau atteint aujourd'hui ses limites du fait de sa mauvaise conductivité thermique.

IV.3 Le carbure de silicium (SiC)

En ce qui concerne le substrat *SiC(4H)* de structure Wurtzite d'orientation [0001], les conditions d'épitaxie sont bien plus favorables. Le désaccord de maille et les coefficients de dilatation thermique sont respectivement de 3.5% et 25% avec le GaN. Par conséquent, les couches épitaxiales sur ce substrat présentent une meilleure qualité cristalline que celle élaborée sur Saphir. Afin d'améliorer encore la qualité cristalline du GaN sur SiC, une couche de nucléation en AlN de 100nm environ est déposée dans un premier temps sur le substrat. Le AlN présente un désaccord de maille plus faible que le SiC (environ 1%) et un coefficient de dilatation thermique identique au substrat. La croissance du GaN est alors réalisée sur cette couche de nucléation.

Le SiC possède également une conductivité thermique environ sept fois plus élevée que celle du Saphir, mais il est très coûteux.

V Conclusion

Le principe de base d'un transistor à haute mobilité (HEMT) consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz d'électron bidimensionnel 2DEG à partir de la séparation physique des électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent. Les HEMTs sont des dispositifs électroniques opérant à des hautes fréquences avec des vitesses très élevées grâce au matériau de base approprié. Le matériau GaN de structure hexagonale est un candidat prometteur pour ces transistors grâce à ses propriétés physiques et électriques remarquables.

Le GaN est un matériau fortement ionique ce qui donne lieu à une polarisation spontanée, si une contrainte biaxiale est appliquée dans le plan (0001) pour la structure Wurtzite, une polarisation piézoélectrique est apparue. Cette polarisation crée une densité de charge qui permet la formation de 2DEG à l'interface de l'hétérostructure AlGaN/GaN. Cet effet sera étudié en détail dans le chapitre suivant.

I Introduction

Les transistors à effet de champ à base d'hétérostructure AlGaIn/GaN sont considérés en tant que candidats attractifs opérant aux fréquences micro ondes (70GHz). Le premier HEMT a été réalisé en 1993 par Khan et al [9], ce type de transistor à hétérojonction AlGaIn/GaN a deux particularités essentielles [7] :

- Une bande interdite large qui rend la structure adaptée aux applications de haute puissance et haute fréquence.
- Le GaN est un matériau fortement polaire, la contrainte résultante de la croissance de la couche AlGaIn sur la couche GaN induit la charge piézoélectrique qui s'ajoute aux électrons du canal pour avoir une concentration du 2DEG de l'ordre de 10^{13} cm^{-2} approximativement plus élevée de 4 à 5 fois de celle obtenue pour les HEMTs à base de GaAs. Cette propriété piézoélectrique est un facteur d'amplification de puissance unique pour ces hétérostructures. Cette dernière possède aussi une polarisation spontanée née en l'absence de la contrainte.

En effet le dépôt des différentes couches de la structure fait naître une certaine contrainte sensible à la variation de la concentration de l'Aluminium de la couche active, celle-ci est à l'origine de la polarisation piézoélectrique. En plus de la polarisation spontanée du matériau, une densité de charge se crée à l'interface provoquant un champ électrique conséquent et une concentration d'électrons. ns du 2-DEG qui est le paramètre clé pour les performances des composants à base d'hétérostructures.

Dans ce chapitre, on se concentrera sur la caractérisation des propriétés électriques des hétérostructures à base de GaN telles que $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ et $\text{GaN}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ à face Ga et à face N pour mieux comprendre l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique sur la formation et la localisation du 2DEG en l'absence de modulation de dopage et de polarisation externe

II La croissance de l'hétérostructure AlGaIn/GaN

La croissance de GaN a été améliorée rigoureusement durant ces dernières années et il est devenu possible de produire des couches épitaxiales de bonne qualité pour fabriquer des dispositifs électroniques et optoélectroniques fiables. Amano et al [9] ont obtenu des couches épitaxiales de bonne qualité par dépôt chimique en phase vapeur metalorganique (MOCVD). En premier lieu, ils ont accru à basse température des couches de nucléation de 50 nm d'AlN (600°C) sur saphir pour ensuite accroître le film principal de GaN à température élevée

(1000 °C). Il en résulte un matériau ayant une surface lisse, avec une mobilité élevée des électrons (voir la figure II-1).

La croissance du GaN par épitaxie à jet moléculaire (MBE) est lente et difficile à cause de l'absence d'une source d'Azote appropriée pour la croissance à partir de l'ammoniaque (NH₃). Elle est effectuée loin de l'équilibre thermodynamique, contrairement à la croissance par MOCVD. Malgré ces difficultés, La croissance par MBE sur le saphir a pu inclure un processus de croissance en deux étapes comme dans la croissance par MOCVD. Cependant, des films de bonnes qualités (face N) peuvent être produit même sans couche de nucléation.

Il a été observé que des couches à base de III-nitride développées par MOCVD sont presque toujours à face Ga [9]. Alors que par la croissance MBE, on peut avoir un matériau à face Ga ou à face N selon la nature de la couche de nucléation. Il a été prouvé que si la couche de nucléation est du GaN sur substrat saphir développé à température de (500 °C), le cristal résultant est de face N, cependant, si la couche de nucléation est AlN déposée à haute température, les couches sont à face Ga.

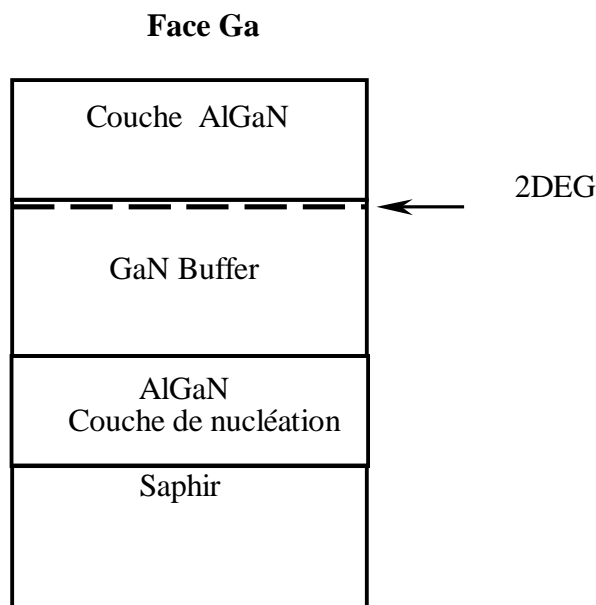


Figure II-1: l'hétérostructure AlGaN/GaN développée par MOCVD.

Sur les structures de face N et de face Ga développées par MBE montrées sur la figure II-2, on note qu'il y a une couche de GaN d'épaisseur 1nm développée sur l'hétérostructure AlGaN/GaN de face Ga appelée *Cap*, suivi d'une couche Al_xGa_{1-x}N d'une épaisseur de 30nm et une concentration d'Aluminium de 0.25. La couche buffer GaN est totalement relaxée avec une épaisseur de 2 *nm*. Le 2DEG est formé à l'interface AlGaN/GaN coté GaN pour les deux faces, ceci est dû à la largeur de gap du GaN qui est inférieure à celle de la couche AlGaN. Cependant

l'importante différence est que dans la structure à face Ga, le 2DEG est formé à l'hétérointerface AlGaIn/GaN tandis que pour la face N, il est induit à l'interface GaN/AlGaIn, notons que la couche GaN supérieur de la structure à face N doit avoir une épaisseur plus grande que la couche Cap de la structure à face Ga qui est de l'ordre de 25nm à peu près.

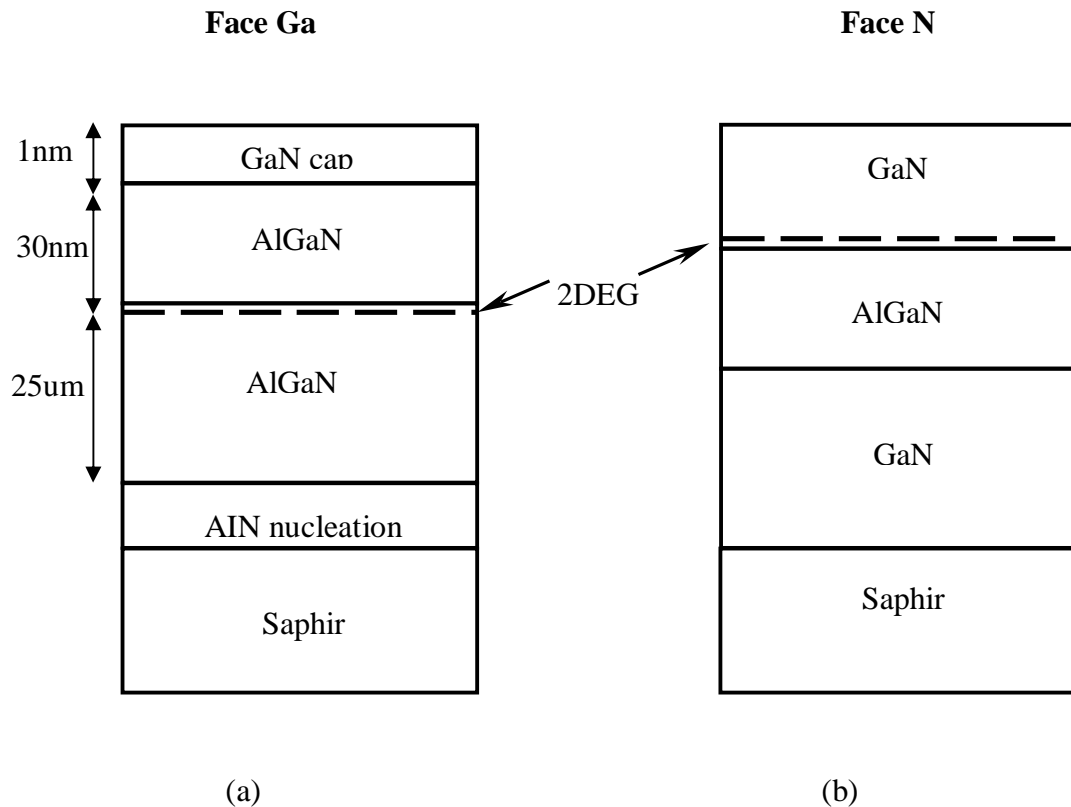


Figure II-2 : (a) l'hétérostructure GaN/Al_xGa_{1-x}N/GaN de face Ga développée par MBE avec la couche de Cap GaN, (b) l'hétérostructure GaN/Al_xGa_{1-x}N/GaN de face N développée par MBE où la couche GaN supérieure représente le canal.

III Les effets de polarisations spontanée et piézoélectrique

Les deux polarisations spontanée et piézoélectrique peuvent exercer une influence substantielle sur la distribution de la densité de charge et le champ électrique dans les hétérostructures Wurtzites à base de GaN. La polarisation piézoélectrique est évaluée cinq fois plus grande que dans la structure AlGaAs/GaAs [5]. Elle apparaît lorsqu'une contrainte biaxiale est appliquée dans le plan [0001] menant à une augmentation significative de la concentration des porteurs dans le 2DEG. Les polarisations spontanée et piézoélectrique existantes peuvent causer de forts champs électriques dans les matériaux à base de nitrure.

III.1 La formation du 2DEG

Il a été observé expérimentalement que la position du 2DEG à l'interface des hétérostructures à base de GaN est différente pour les deux faces Ga et N. Les propriétés de la polarisation dans le Nitrure de Gallium expliquent la formation du 2DEG qui se crée sans aucun dopage intentionnel ainsi que sa position.

Pour mieux comprendre ce mécanisme, nous allons étudier les différentes hétérostructures telles que : AlGaN/GaN et GaN/AlGaN pour les deux faces N et Ga.

III.1.1 Calcul de la densité de charge dans l'hétérostructure AlGaN/GaN

§ A face Ga

La figure II-3 représente l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ de face Ga ainsi que le sens des polarisations spontanée et piézoélectrique pour les deux couches constituant la structure.

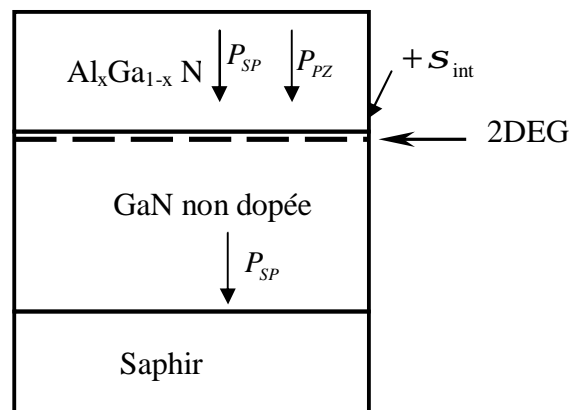


Figure II-3 : la densité de charge induite par polarisation dans l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ de face Ga.

Le diagramme de bande de conduction associé à cette hétérostructure, ainsi que la densité de charge à l'interface d'AlGaN/GaN sont représentés sur la figure II-4. On constate que la bande de conduction près de l'hétérojonction est poussée vers le niveau de Fermi alors que la bande de conduction du matériau à gap plus étroit, GaN, est poussée au-dessous du niveau de Fermi, le puits quantique se forme et le 2DEG se crée.

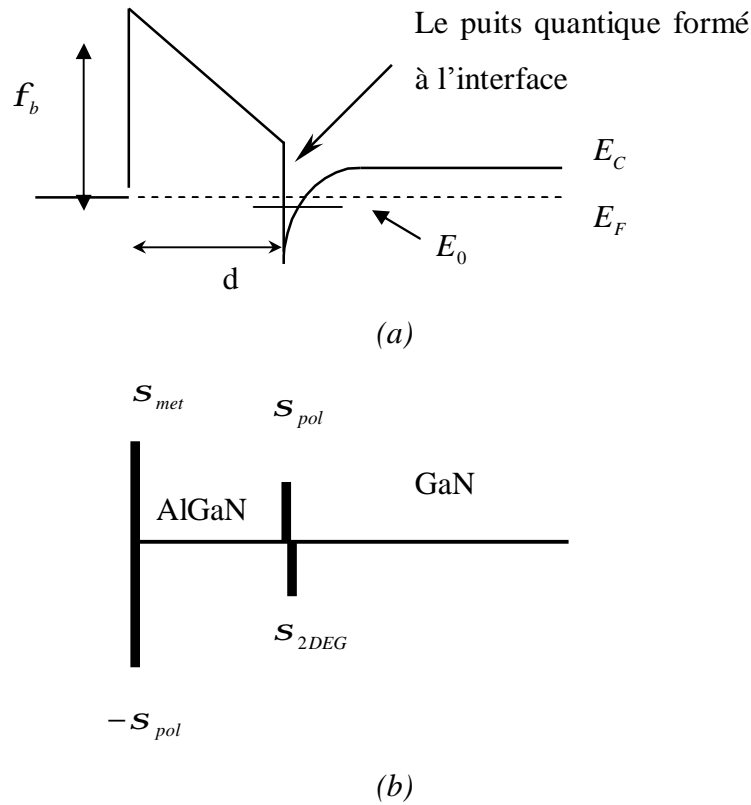


Figure II-4 : (a) diagramme de bande d'énergie de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$. (b) la densité de charge à l'interface et à la surface.

Etant donné que la polarisation spontanée du GaN est négative (-0.029), son vecteur est orienté vers le substrat. Le dépôt de la couche du $Al_xGa_{1-x}N$ sur la couche GaN non dopée induit une contrainte extensive donnant naissance à une polarisation piézoélectrique négative dirigée dans le même sens que la polarisation spontanée, ce qui permet d'avoir une polarisation totale remarquable dans la structure grâce à l'augmentation de la polarisation piézoélectrique tel qu'on peut le voir sur la figure II-5. Cette augmentation est donc favorisée par une augmentation de la contrainte biaxiale causée par la déformation de la constante de maille de la couche barrière $Al_xGa_{1-x}N$, dans le plan de base perpendiculaire à l'axe de croissance 'c', aussi plus la constante de maille $a(x)_{AlGaIn}$ est petite, plus la contrainte est grande.

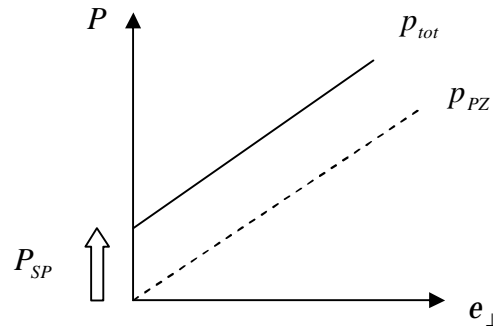


Figure II-5 : la somme de la polarisation spontanée et Piézoélectrique en fonction de la contrainte biaxiale

En général, la variation de la polarisation dans l'espace induit une densité de charge donnée par [10], [24] :

$$\mathbf{S} = -\nabla P \quad \text{II-1}$$

Pour la structure Wurtzite, la polarisation est dirigée le long de l'axe c perpendiculaire à l'interface de l'hétérostructure. Une densité de charge S_{int} est formée à cette interface suivant la relation [10], [5] :

$$S_{\text{int}} = P_{\text{tot}, \text{couche 1}} - P_{\text{tot}, \text{couche 2}} \quad \text{II-2}$$

$$S_{\text{int}} = [P_{SP} + P_{PZ}]_{\text{couche1}} - [P_{SP} + P_{PZ}]_{\text{couche 2}} \quad \text{II-3}$$

Cette charge *fixe* induite par la différence de polarisation entre deux couches attirera la charge *mobile* compensatrice à l'interface. Si la charge fixe est positive, elle créera une charge mobile négative, et vice versa.

Le calcul de la densité de charge fixe présentée à l'interface de l'hétérojonction abrupte $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ nécessite une connaissance des propriétés physiques de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la concentration de l'Aluminium x [5],[10]et sont données comme suit:

La constante de maille :

$$a(x) = (-0.077x + 3.189) * 10^{-10} \text{ m} \quad \text{II-4}$$

Les constantes élastiques :

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

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

Les constantes piézoélectriques :

$$e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{ C/m}^2 \quad \text{II-7}$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{ C/m}^2 \quad \text{II-8}$$

La polarisation spontanée

$$P_{SP}(x) = (-0.052x - 0.029) \text{ C/m}^2 \quad \text{II-9}$$

La figure II-6 présente la variation de la constante de maille a de la couche Al_xGa_{1-x}N en fonction de la concentration d'Aluminium x . En augmentant le taux d'Al, une perturbation dans la maille se produit en raison de l'emplacement de l'atome d'Al dans le matériau GaN induisant ainsi une décroissance de la constante de maille a .

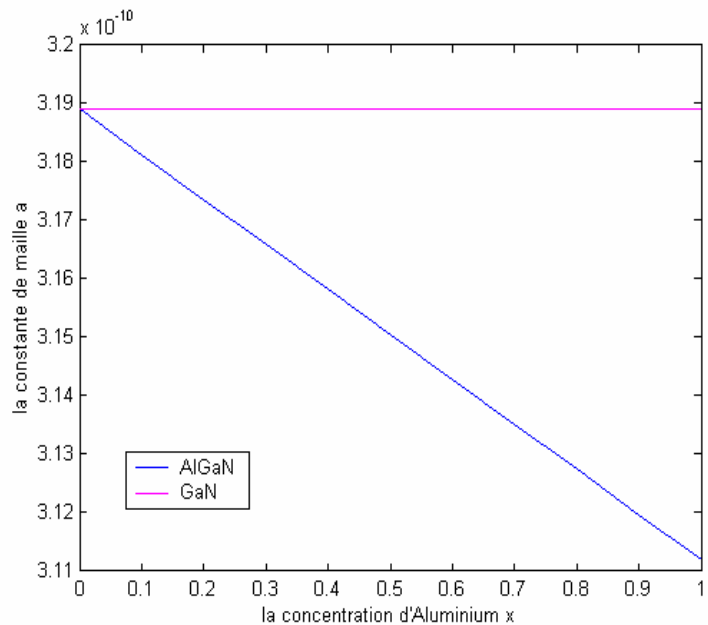


Figure II-6 : la variation de la constante de maille $a(x)$ en fonction de la concentration d'Aluminium.

La densité de charges de polarisation, fixes $s(x)$ induite à l'interface Al_xGa_{1-x}N/GaN de face Ga est donnée par [5] :

$$s_{\text{int}}(x) = [P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{GaN})] - [P_{SP}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) + P_{PZ}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N})] \quad \text{II-10}$$

On suppose que la couche GaN est complètement relaxée, donc elle a une $P_{PZ}(GaN) = 0$. La densité de charge $s(x)$ est donnée par :

$$s_{\text{int}}(x) = [P_{SP}(GaN)] - [P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{PZ}(Al_xGa_{1-x}N)] \quad \text{II-11}$$

Où

$$P_{PZ}(Al_xGa_{1-x}N) = 2 \times e_{\perp} \times \left(e_{31}(x) - \frac{e_{33}(x)C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right) \quad \text{II-12}$$

Où e_{\perp} est la contrainte extensive

$$e_{\perp} = \left(\frac{a_{GaN}(0) - a_{AlGaIn}(x)}{a_{AlGaIn}(x)} \right) = \frac{a_{GaN}(0)}{a_{AlGaIn}(x)} - 1 \quad \text{II-13}$$

La variation de la contrainte extensive en fonction de la concentration d'Aluminium est représentée sur la figure II-7, en augmentant le taux d'Aluminium, la contrainte extensive augmente linéairement.

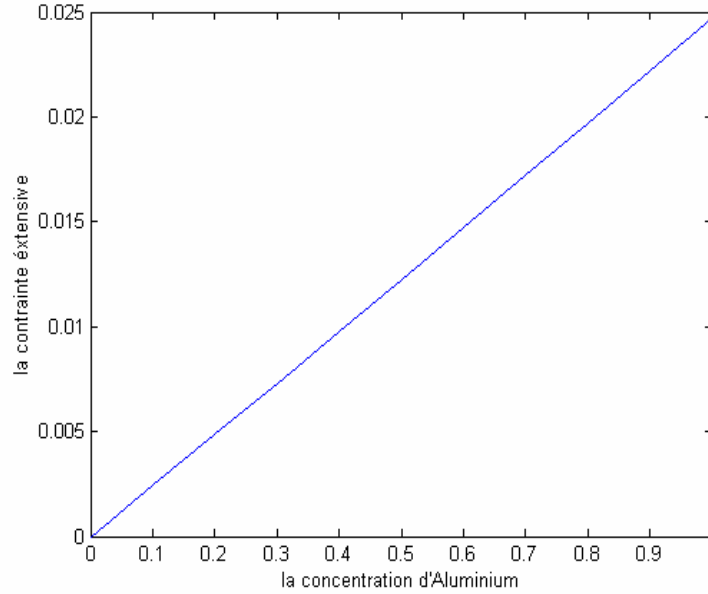


Figure II-7 : la variation de la contrainte extensive e_{\perp} en fonction de la concentration d'Aluminium x pour l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ à face Ga.

Le terme $\left(e_{31}(x) - \frac{e_{33}(x)C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right)$ étant toujours négatif (tableau I-4, chapitre I), e_{\perp} est positive,

ce qui implique une polarisation piézoélectrique P_{PZ} négative, associée à la polarisation spontanée P_{SP} une densité de charge positive $+s_{\text{int}}$ est induite à l'interface de l'hétérojonction $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ côté $Al_xGa_{1-x}N$, cette densité de charge attirera les électrons libres de la couche relaxée GaN pour former le gaz d'électron bidimensionnel 2DEG à l'interface.

La figure II-8 montre la variation de la densité de charge positive S_{int} présentée à l'interface de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ à face Ga en fonction de la concentration d'Aluminium x , où la densité de charge augmente presque linéairement en augmentant la concentration d'Al.

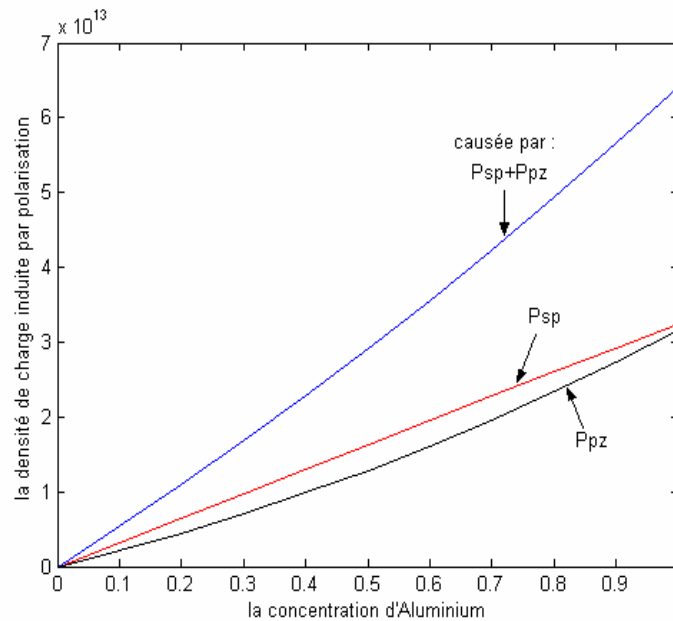


Figure II-8 : La densité de charge fixe causée par la polarisation spontanée et Piézoélectrique à l'interface de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ de face Ga en fonction de la concentration d'Al

la densité de charge S_{int} est importante, elle est égale à $5.4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour une concentration en Al, $x = 0.1$. Sa valeur augmente jusqu'à $1.68 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ quand (x) augmente jusqu'à 0.3. On remarque que les deux polarisations contribuent significativement à la production de cette densité. La polarisation spontanée est plus importante pour les faibles concentrations d'Al, sa contribution pour $x=0.1$ est de 60.3% de la charge totale. Pour des concentrations d'Al élevées sa contribution diminue de 57.5% à $x=0.35$ et 50.7% à $x=1$.

La variation du champ électrique interne induit par la densité de charge de polarisation dans la couche AlGaN en fonction de la concentration d'Aluminium est représentée sur la figure II-9. Nous remarquons que ce champ est très important, il est égal à 1.03 MV/cm pour $x=0.1$, si x augmente jusqu'à 0.9, le champ augmente jusqu'à 11.30 MV/cm.

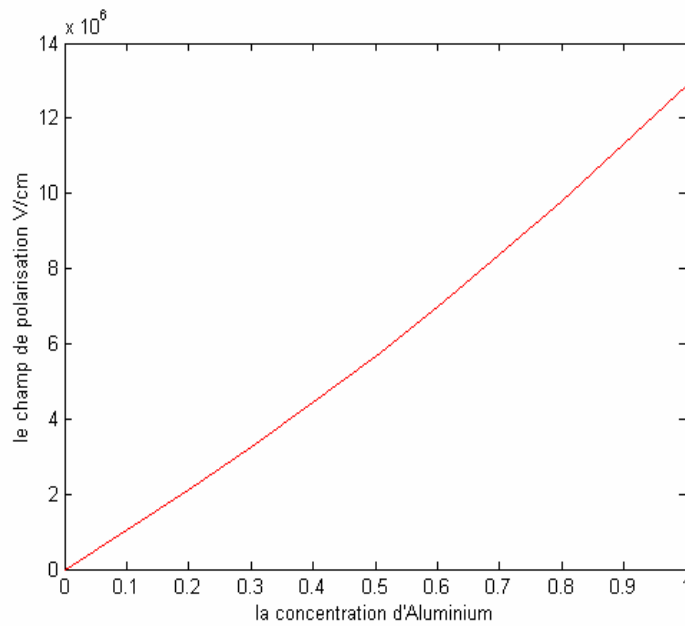


Figure II-9 : le champ de polarisation dans l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ de face Ga en fonction de la concentration d'Aluminium x

§ A face N

Dans le cas de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ de face N, les deux polarisations spontanée et piézoélectrique changent de signes, elles ont un sens opposé par rapport à la face Ga, comme le montre la figure II-10. La densité de charge induite par cette polarisation est négative (tableau II-1), ce qui permet une accumulation de trous à l'interface.

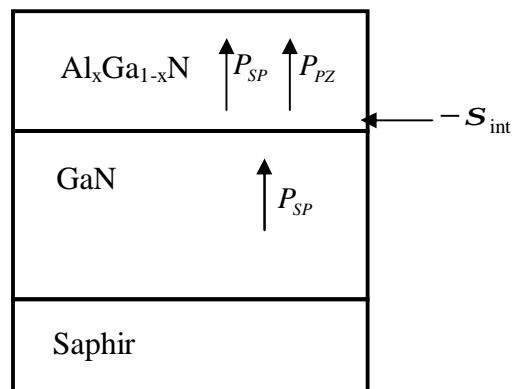


Figure II-10 : la densité de charge présentée à l'interface de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N / GaN$ de face N

| L'hétérostructure | e_{\perp} | P_{SP} (C/cm ²) | P_{PZ} (C/cm ²) | E (V/cm) | S_{int} (cm ⁻²) |
|--|----------------------|----------------------------------|----------------------------------|-----------------------|----------------------------------|
| Al _{0,3} Ga _{0,70} N / GaN Face N | 7.3*10 ⁻³ | 4.5 *10 ⁻⁶ | 1.1*10 ⁻⁶ | 3.248*10 ⁶ | -1.68 *10 ¹³ |

Tableau II-1 : évaluation de la densité de charge S_{int} dans l'hétérostructure

Al_xGa_{1-x}N / GaN à face N pour x=0.3.

III.1.2 Calcul de la densité de charge dans l'hétérostructure GaN/Al_xGa_{1-x}N

§ A face N

Si la couche GaN contrainte est déposée sur la couche relaxée Al_xGa_{1-x}N de face N tel qu'il est montré sur la figure II-11, la polarisation piézoélectrique créée dans la couche supérieure est antiparallèle à la polarisation spontanée due à la contrainte compressive induite e_{\perp} :

$$e_{\perp} = \frac{a_{AlGaN}(x) - a_{GaN}(0)}{a_{GaN}(0)} = \frac{a_{ALGAN}(x)}{a_{GAN}(0)} - 1 \quad \text{II-14}$$

La densité de charge fixe associée à la variation de la polarisation entre ces deux couches est négative suivant la relation:

$$S_{int}(x) = [P_{SP}(GaN) + P_{PZ}(GaN)] - [P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N)] \quad \text{II-15}$$

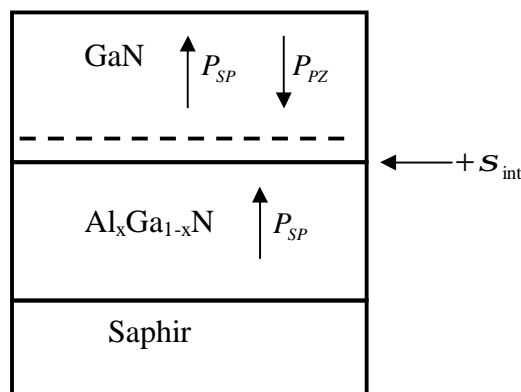


Figure II-11 : la densité de charge induite à l'interface de l'hétérojonction GaN/Al_xGa_{1-x}N de face N.

À titre de comparaison avec l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$, et pour mieux comprendre l'impact de la contrainte résultante de la croissance des couches de GaN et $Al_xGa_{1-x}N$ sur la polarisation on a tracé e_{\perp} en fonction de (x).

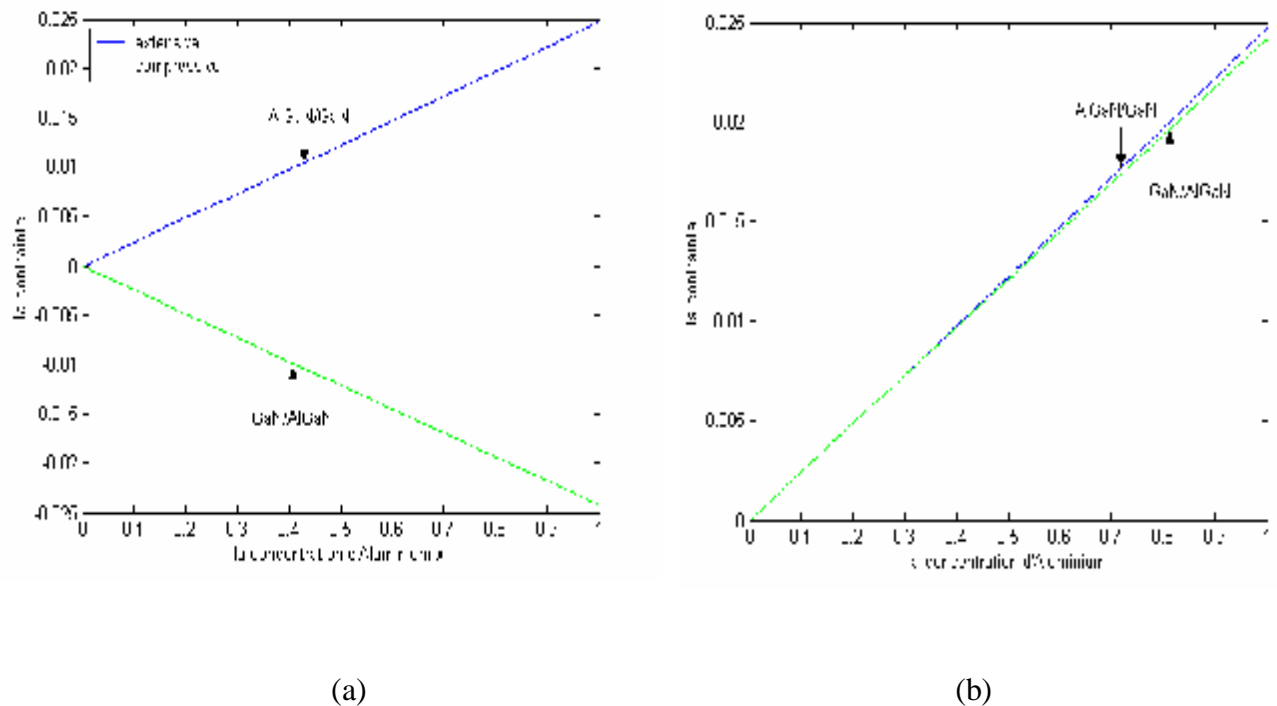


Figure II-12 : la variation de la contrainte e_{\perp} en fonction de la concentration de l'Aluminium x .

le graphe (a) de la figure II-12, montre que la contrainte induite dans l'hétérostructure $GaN/Al_xGa_{1-x}N$ est négative, augmente avec le taux d'Aluminium (x), sa valeur absolue pour des valeurs de x supérieures à 0.3 diminue par rapport à l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ graphe (b). La contrainte compressive a donc causé une décroissance de la polarisation piézoélectrique pour des valeurs de x supérieur à 0.2 représenté sur la figure II-13, ce qui implique une décroissance de la densité de charge présente à l'interface de la structure $GaN/Al_xGa_{1-x}N$, pour $x=0.3$, la densité de charge S est égale à $1.58 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Notons aussi que la densité de charge est toujours proportionnelle à (x).

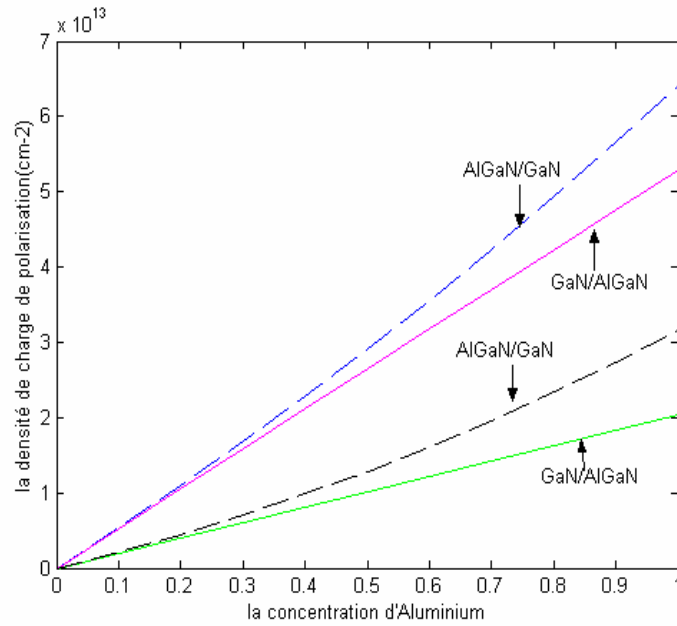


Figure II-13 : la comparaison de la densité de charge entre les deux structures $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ de face Ga et $GaN/Al_xGa_{1-x}N$ de face N en fonction de la concentration d'Aluminium x

De la même manière que précédemment, le champ de polarisation électrique interne (Figure II-14) provenant de la polarisation spontanée et piézoélectrique dans l'hétérostructure $GaN/Al_xGa_{1-x}N$ de face N est aussi important, il est de l'ordre de 9.505 MV/cm pour $x=0.9$ mais on remarque que sa quantité décroît à partir de la valeur de $x=0.2$ par rapport à l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ de face Ga.

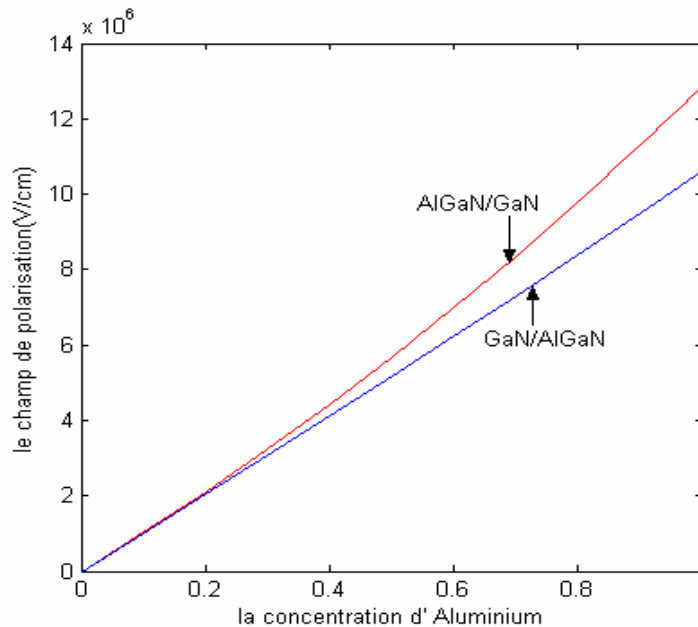


Figure II-14 : le champ électrique de polarisation dans l'hétérostructure $GaN/Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la concentration d'Aluminium x

§ A face Ga

Si on prend la même hétérostructure mais à face Ga, comme montré dans la figure II-15, on remarque que les deux polarisations dans la couche GaN sont toujours en sens opposées et la densité de charge S_{int} suivant la même analogie précédente est négative (voir le tableau II-2).

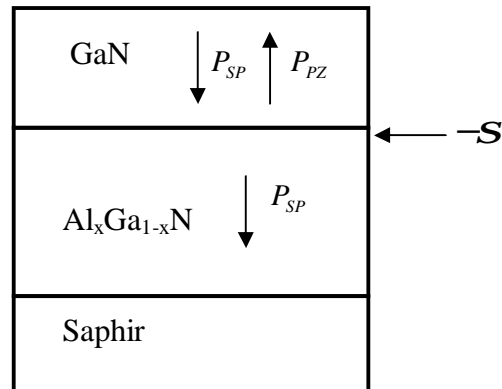


Figure II-15 : la densité de charge induite à l'interface de l'hétérojonction GaN/Al_xGa_{1-x}N à face Ga.

| L'hétérostructure | e_{\perp} | P_{SP} (C/cm ²) | P_{PZ} (C/cm ²) | E (V/cm) | S_{int} (cm ²) |
|--|-------------|----------------------------------|----------------------------------|--------------------|---------------------------------|
| GaN / Al _{0.3} Ga _{0.7} N Face Ga | -7.2 | -2.9 * 10 ⁻⁶ | 0.97 * 10 ⁻⁶ | -3.10 ⁶ | -2.5 * 10 ⁻⁶ |

Tableau II-2 : évaluation de la densité de charge S_{int} dans l'hétérostructure GaN / Al_xGa_{1-x}N à face N pour $x=0.3$.

III.1.3 Calcul de la concentration n_s dans le 2DEG pour l'hétérojonction AlGaIn/GaN

Le principal paramètre gouvernant les performances du HEMT AlGaIn/GaN est la concentration des porteurs (n_s) dans le canal. Dans le paragraphe III.1.1 et III.1.2 on a estimé la densité de charge due à la polarisation, nous allons maintenant développer l'expression de n_s en fonction de la tension de polarisation de la grille déduite de l'équation de poisson et

l'expression de n_s en fonction des niveaux d'énergie déduite de l'équation de Schrödinger. La concentration totale n_s du 2-DEG sera obtenue par la résolution des deux équations en même temps.

Pour mieux élucider le fonctionnement du composant, nous supposons dans l'étude qui suit que [10]:

- Le 2DEG est dans un puits de potentiel triangulaire à l'hétérointerface et que seules les deux premières sous bandes d'énergie E_0 et E_1 sont peuplées.
- La couche AlGaIn est très dopée (N_d) et a une épaisseur d_d .
- Le spacer est une couche d'AlGaIn non dopée et a une épaisseur d_i .
- L'origine positive des distances x' est l'interface entre l'AlGaIn et le GaN.

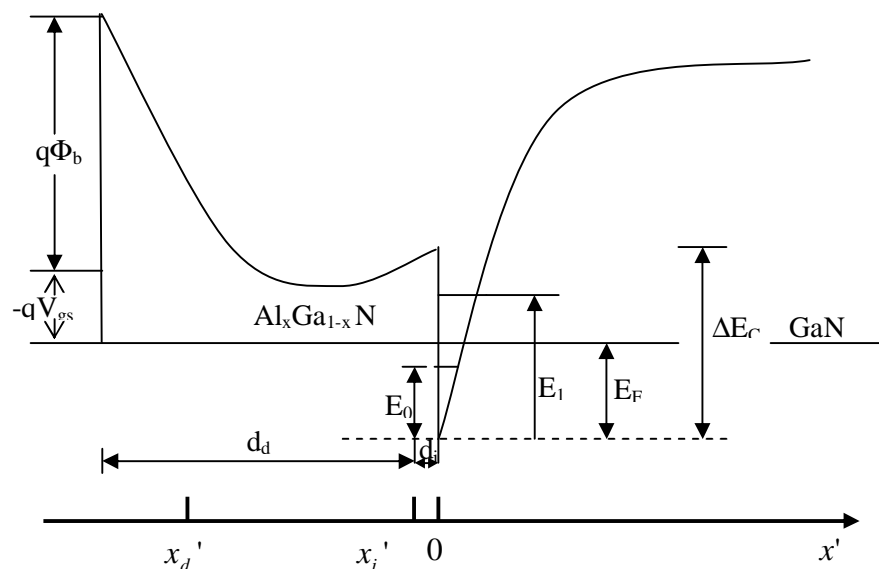


Figure II-16 : le diagramme énergétique de l'hétérostructure AlGaIn/GaN

III.1.3.a La résolution par l'équation de Poisson

§ La relation $n_s(V_g, E_F)$

La continuité du vecteur de déplacement à l'interface AlGaIn/GaN s'écrit :

$$e_1 E_1(0) = e_2 E_2(0) \quad \text{II-16}$$

Où e_1, e_2 sont respectivement les constantes diélectriques de GaN et AlGaIn.

Pour atteindre $E_2(0)$ il suffit d'intégrer l'équation de Poisson dans le AlGaIn pour $x'_i < x' < 0, x'_d < x' < x'_i$ successivement :

Dans le spacer non dopé, c'est-à-dire pour $x_i' < x' < 0$, la charge d'espace est nulle de sorte que le champ électrique est constant et en particulier égal à $E_2(0)$.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dx} = Cte = -E_2(0) \quad \text{II-17}$$

En appelant V_0, V_{x_i} le potentiel en $x=0$ et $x = x_i$ respectivement, d_i l'épaisseur de la région intrinsèque, c'est-à-dire du spacer, une deuxième intégration donne :

$$V_{x_i} - V_0 = \int_0^{x_i} -E_2(0)dx = -E_2(0)x_i = E_2(0)d_i \quad \text{II-18}$$

Dans la région dopée AlGaIn, c'est-à-dire pour $x_d' < x' < x_i'$, et dans la mesure où la déplétion est totale et le dopage homogène, la charge d'espace est qN_d ainsi

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{qN_d}{e_2} \quad \text{II-19}$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_d}{e_2}x + Cte = -\frac{qN_d}{e_2}(x - x_i) - E_{x_i} \quad \text{II-20}$$

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

$$V_{x_d} - V_{x_i} = -\frac{qN_d}{2e_2}d_d^2 + E_2(0)d_d \quad \text{II-21}$$

Les expressions II-18 et II-21 permettent d'écrire l'expression de la différence de potentiel existant aux bornes de AlGaIn d'épaisseur $d = d_i + d_d$.

$$\Delta V = V_{x_d} - V_0 = -\frac{qN_d}{2e_2}d_d^2 + E_2(0)d \quad \text{II-22}$$

Le diagramme énergétique de la figure II-16 permet de relier cette différence de potentiel à la tension de polarisation V_{gs}

$$\Delta V = V_{x_d} - V_0 = -\frac{1}{q}(E_{c2}(x_d) - E_{c2}(0)) \quad \text{II-23}$$

En appelant f_b la hauteur de la barrière de Schottky métal-AlGaIn, ΔE_c la discontinuité de bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaIn/GaN et E_F l'énergie de dégénérescence du puits d'interface de GaN, on peut écrire les relations

$$E_{c2}(x) = E_{c1}(0) + E_F - qV_{gs} + f_b \quad \text{II-24}$$

$$E_{c2}(0) = E_{c1}(0) + \Delta E_c \quad \text{II-25}$$

De sorte que ΔV s'écrit :

$$\Delta V = -\frac{E_F}{q} + V_{gs} - \frac{f_b}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} \quad \text{II-26}$$

Les relations (II-22 et II-26) donnent :

$$E_2(0) = \frac{1}{d} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-27}$$

Où la tension V_1 est donnée par

$$V_1 = \frac{f_b}{q} - \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{qN_d}{2e_2} d^2 \quad \text{II-28}$$

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

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{e_1} = \frac{qn_s}{e_1} \quad \text{II-29}$$

La continuité de vecteur de déplacement à l'interface AlGaIn/GaN (II-16) et les relations (II-27 et II-29) permettent d'établir la relation $n_s(V_g, E_F)$

$$n_s = \frac{e_2}{qd} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-30}$$

La concentration totale des charges sera donc augmentée des charges induites par la polarisation propre au matériau. On peut donc exprimer $n_s(V_g, E_F, \mathbf{s}_{pol})$ [10]

$$n_s = \frac{\mathbf{s}_{pol}}{q} + \frac{e_2}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-31}$$

Et on peut écrire :

$$n_s = \frac{e_2}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \quad \text{II-32}$$

Où :

$$V_{th} = \frac{f_b}{q} - \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{qN_d}{2e_2} d^2 - \frac{\mathbf{s}_{pol}}{e_2} d \quad \text{II-33}$$

III.1.3.b la résolution par l'équation de Schrödinger

§ La relation $n_s = f(E_F)$

L'utilisation de la résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique.

Les électrons étant confinés dans un puits de potentiel triangulaire, les porteurs se comportent ainsi comme un gaz d'électron bidimensionnel où leur mouvement est libre dans le plan de la structure xy et quantifié dans la direction perpendiculaire à z. Une étude détaillée du comportement de ces porteurs passe par un traitement quantique du problème [12].

La résolution de l'équation de Schrödinger de ces électrons bidimensionnels montre que les états électroniques sont distribués dans des sous bandes d'énergie données par [11]:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m_e} \quad \text{II-34}$$

m_e : est la masse effective d'électron, elle est égale à $0.22m_0$ où m_0 est la masse de repos.

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$: h est la constante de Plank.

La quantification discrète des sous bandes d'énergie est suivant k_z et la variation pseudo continue est suivant k_B . Avec $k_B^2 = k_x^2 + k_y^2$ comme le montre la figure II-18, et puisque les électrons sont distribués pratiquement dans les états d'énergie premiers E_0, E_1 alors l'équation II-34 peut être s'écrit comme:

$$E = E_0 + E_1 + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_e} \quad \text{II-35}$$

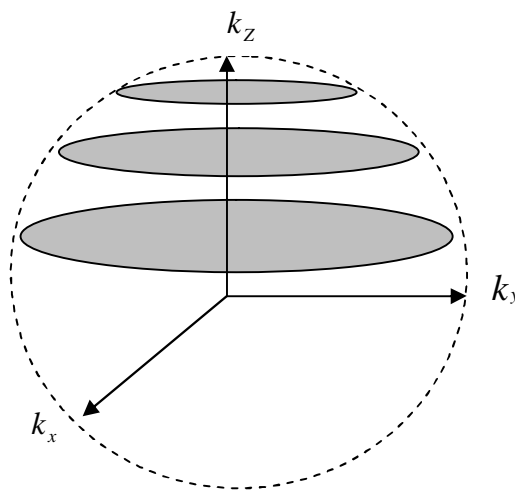


Figure II-18 : les états électroniques distribués dans l'espace

La densité d'état dans l'espace des énergies pour une sous bande est constante :

$$g(E) = \frac{m_e}{p^* \hbar^2} \quad \text{II-36}$$

L'énergie E_i du bas de chaque sous bande est donnée, dans l'approximation du potentiel triangulaire par :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left(\frac{3^* p^* q}{2} E_{eff} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad \text{II-37}$$

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

$$E_{eff} = \frac{q(N_{dep} + ns/2)}{e_1} \quad \text{II-38}$$

N_{dep} la charge de déplétion, est négligeable devant ns de sorte qu'en explicitant E_{eff} dans l'équation II-34, E_i s'écrit :

$$E_i = g_i^* n_s^{2/3} \quad \text{II-39}$$

Avec

$$g_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left(\frac{3^* p^* q^2}{4e_1} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad \text{II-40}$$

La population électronique de chaque sous bande est donnée par :

$$n_s(i) = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad \text{II-41}$$

$$n_s(i) = \frac{m_e}{p^* \hbar^2} kT \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{kT}} \right) \quad \text{II-42}$$

$$n_s = \frac{m_e}{p^* \hbar^2} kT \sum_i \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{kT}} \right) \quad \text{II-43}$$

Puisque seulement les deux première sous bandes ($i=0$ et 1) sont peuplées, La densité superficielle totale d'électrons $n_s = f(E_F)$ s'écrit donc :

$$n_s = \frac{m_e}{p^* \hbar^2} kT \ln \left[\left(1 + e^{\frac{(E_F - E_0)}{kT}} \right) \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_1)}{kT}} \right) \right] \quad \text{II-44}$$

L'utilisation de la résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique et établir l'équation de la concentration de porteurs n_s en fonction du niveau de Fermi E_F .

Donc le système d'équation à résoudre est :

$$n_s = \frac{e_2}{qd} \left(V_{gs} - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-45}$$

$$n_s = \frac{m_0}{p^* \hbar^2} kT \ln \left[\left(1 + e^{\frac{(E_F - E_0)}{kT}} \right) \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_1)}{kT}} \right) \right] \quad \text{II-46}$$

Avec

$$E_0 = g_0 * n_s^{2/3} \quad \text{II-47}$$

$$E_1 = g_1 * n_s^{2/3} \quad \text{II-48}$$

$$g_0 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^{1/3} \left(\frac{9p^* q^2}{16e_1} \right)^{2/3} \quad \text{II-49}$$

$$g_1 = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^{1/3} \left(\frac{21p^* q^2}{16e_1} \right)^{2/3} \quad \text{II-50}$$

Avec : $g_0 = 2.123 * 10^{-12}$, $g_1 = 3.734 * 10^{-12}$ [10].

La résolution du système de deux équations ainsi obtenu permet d'atteindre $n_s(V_{gs})$. Lorsque la population électronique devient importante, le niveau de fermi passe au dessus du bas de la deuxième sous bande E_1 . les termes exponentiels dans l'équation II-44 deviennent alors très supérieur à 1 et cette équation s'écrit :

$$n_s = \frac{m_e}{p^* \hbar^2} (2E_F - E_0 - E_1) \quad \text{II-51}$$

L'énergie de fermi est donc donnée par :

$$E_F = \frac{E_0 + E_1}{2} + \frac{p^* \hbar^2}{2m_e} n_s \quad \text{II-52}$$

$$E_F = \frac{g_0 + g_1}{2} n_s^{2/3} + \frac{p^* \hbar^2}{2m_e} n_s \quad \text{II-53}$$

$$n_s^{2/3} \ll n_s \Rightarrow E_F = n_s \frac{p^* \hbar^2}{m_e} \quad \text{II-54}$$

En portant cette expression dans l'équation II-43, on obtient la relation $n_s(V_{gs})$

$$n_s = \frac{2e_2 q m_e}{2q^2 d m_e + e_2 p^* \hbar^2} (V_{gs} - V_1) \quad \text{II-55}$$

les structures proposées sont étudiées en l'absence du dopage et à V_{gs} nul, ce qui implique:

$$n_s(x) = \frac{S_{int}(x)}{q} - \left(\frac{e_0^* e(x)}{d^* q^2} \right) [q f_b(x) + E_F(x) - \Delta E_c(x)] \quad \text{II-56}$$

$e(x)$ et $f_b(x)$ sont donnés par l'interpolation entre AlN et GaN [5] [23] tel que :

$$e(x) = 9.5 - 0.5x (Cm^{-1}v^{-1}) \quad \text{II-57}$$

$$f_b(x) = 0.84 + 1.3x (ev) \quad \text{II-58}$$

E_F est donné par l'équation:

$$E_F(x) = E_0(x) + \frac{p^* \hbar^2}{m_e(x)} n_s(x) (ev) \quad \text{II-59}$$

Avec E_0 le premier niveau d'état d'énergie qui est donné par l'équation II-47.

ΔE_c est approximativement donnée par :

$$\Delta E_c(x) = 0.7(E_g(x) - E_g(0)) (ev) \quad \text{II-59}$$

Avec :

$$E_g(x) = xE_g(AlN) + (1-x)E_g(GaN) - x(1-x)1.0 (ev) \quad \text{II-60}$$

$$E_g(x) = 6.13x + 3.42(1-x) - x(1-x) \quad \text{II-61}$$

La figure II-19 montre la variation de la concentration du 2DEG dans le puits quantique en fonction de x dans la couche Al_xGa_{1-x}N, sa valeur est importante, pour x variant de 0.1 jusqu'à 0.3, la concentration du 2DEG augmente de $0.385 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à $1.513 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

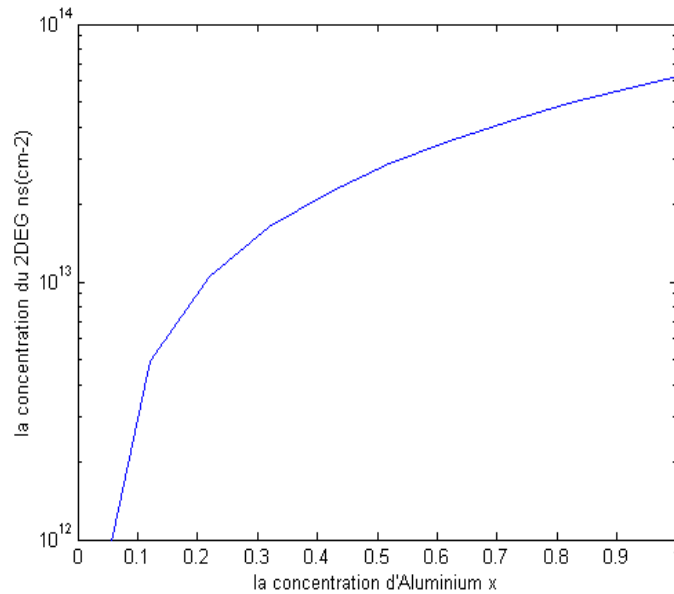


Figure II-19 : la concentration du 2DEG en fonction du taux d'Aluminium x pour l'hétérostructure AlGaN/GaN de face Ga.

A titre de comparaison avec l'hétérostructure GaN/Al_xGa_{1-x}N à face N, la figure II-20 montre que la concentration du 2DEG en fonction du taux d'Aluminium pour des valeurs de x supérieures à 0.2 est inférieure à celle présentée par la structure Al_xGa_{1-x}N/GaN à face N, par exemple si $x=1$, n_s égale à $5.26 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et $6.14 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, pour l'hétérostructure de face N et face Ga respectivement.

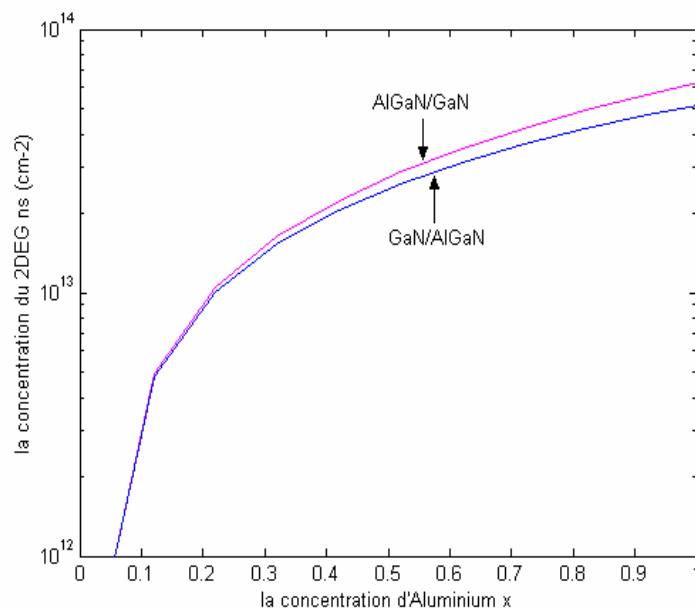


Figure II-20 : la concentration du 2DEG en fonction du taux d'Aluminium x Pour les hétérostructures Al_xGa_{1-x}N/GaN de face Ga et GaN/Al_xGa_{1-x}N de face N

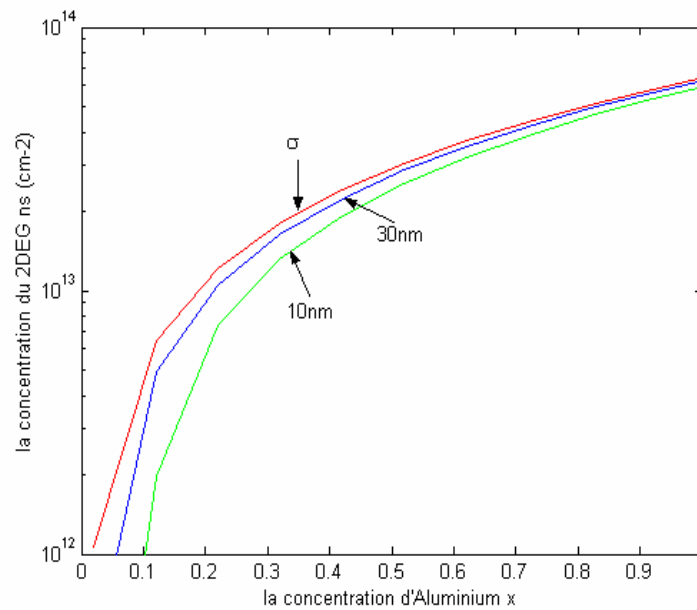


Figure II-21 : la concentration du 2DEG en fonction du taux d'Aluminium x et de l'épaisseur de la couche AlGaIn pour l'hétérostructure AlGaIn/GaN de face Ga.

Si on fait varier l'épaisseur de la couche AlGaIn pour les deux valeurs $d=10\text{nm}$ et $d=30\text{nm}$, comme on le voit sur la figure II-21, on constate que la concentration du 2DEG dépend faiblement de l'épaisseur de la couche AlGaIn, en effet pour un taux d'Aluminium $x=0.2$, elle atteint la valeur de $0.74 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-2}$ et $1.05 \cdot 10^{13}\text{cm}^{-2}$ pour $d=10\text{nm}$ et $d=30\text{nm}$ respectivement, cette augmentation est due à une densité de charge σ_{pol} supplémentaire apparue afin de maintenir la chute de tension à travers la couche barrière constante.

On remarque aussi que la concentration du 2DEG se rapproche de la densité de charge fixe induite par la polarisation si l'épaisseur de la couche AlGaIn augmente. Cependant, on note qu'il y a une limite inférieure de la concentration d'Al de la couche AlGaIn à partir de laquelle il y a formation du 2DEG à l'interface et qui est de 3% pour 30nm, et 8% pour 10nm, de même qu'une certaine épaisseur minimale estimée à 2nm pour $x=0.3$, comme le montre la figure II-22.

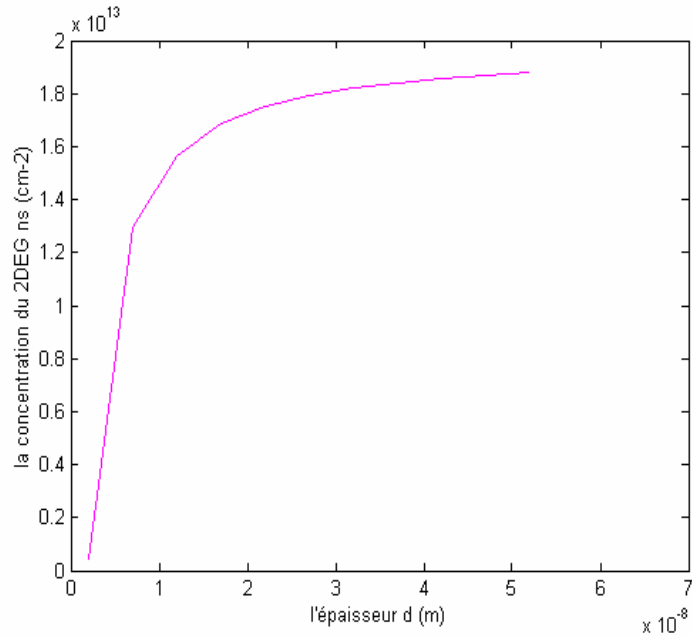


Figure II-22 : la concentration du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche AlGaIn pour $x=30$.

IV La structure GaN/Al_xGa_{1-x}N/GaN

Si une autre couche de GaN est déposée sur l'hétérostructure Al_xGa_{1-x}N/GaN à face Ga comme le montre la figure II-2 (a), une variation de polarisation aura lieu à cette interface supérieure GaN/Al_xGa_{1-x}N de direction opposée par rapport à l'interface inférieure Al_xGa_{1-x}N/GaN induisant ainsi la densité de charge négative.

Le diagramme d'énergie de la bande de conduction et la distribution de charge dans cette structure sont donnés par la figure II-12.

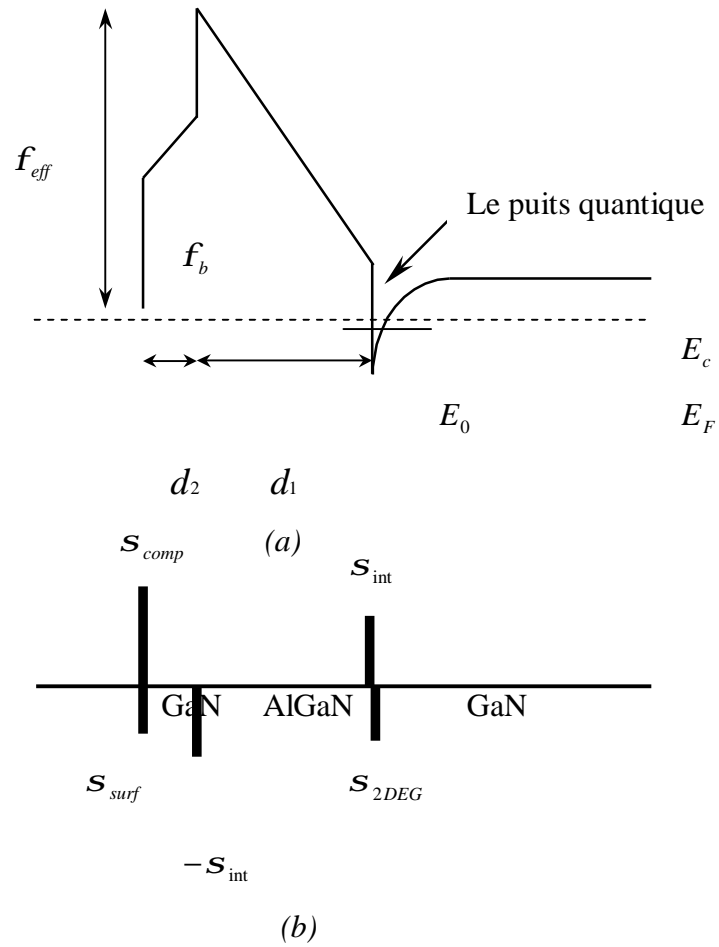


Figure II-14 : (a) diagramme d'énergie de la structure GaN/Al_xGa_{1-x}N/GaN de face Ga. (b) la densité de charge à l'interface et à la surface.

Suivant une analyse électrostatique simple [9], [24], la concentration est donnée par l'équation :

$$n_s = \frac{1}{q} \left[\frac{S_{int} - \frac{e_{AlGaIn} \left(f_b(GaN) + \frac{E_F}{q} \right)}{d_1}}{1 + \left(\frac{e_{AlGaIn}}{e_{GaN}} \right) \left(\frac{d_2}{d_1} \right)} \right] \quad \text{II-62}$$

La hauteur de barrière est donnée par :

$$f_{eff} = f_b(GaN) + \frac{\Delta E_c}{q} + qn_s \left(\frac{d_2}{e_0 e_{GaN}} \right) \quad \text{II-63}$$

Où s_{int} est la densité de charge de polarisation à l'interface $Al_xGa_{1-x}N/GaN$, d_1, d_2 sont les épaisseurs des couches GaN, AlGaIn respectivement, $\phi_b(GaN)$ est la hauteur de barrière Schottky.

Le tracé de la concentration du 2DEG en fonction de (x) donné par la figure II-15 indique que dans la structure GaN/ $Al_xGa_{1-x}N/GaN$, la concentration de porteurs est plus faible comparée à l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$, elle est égale à $0.422 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour $x=0.3$.

Malgré que le dépôt du cap GaN a causé cette décroissance, il est généralement ajouté afin de réduire les courants de fuite de la grille.

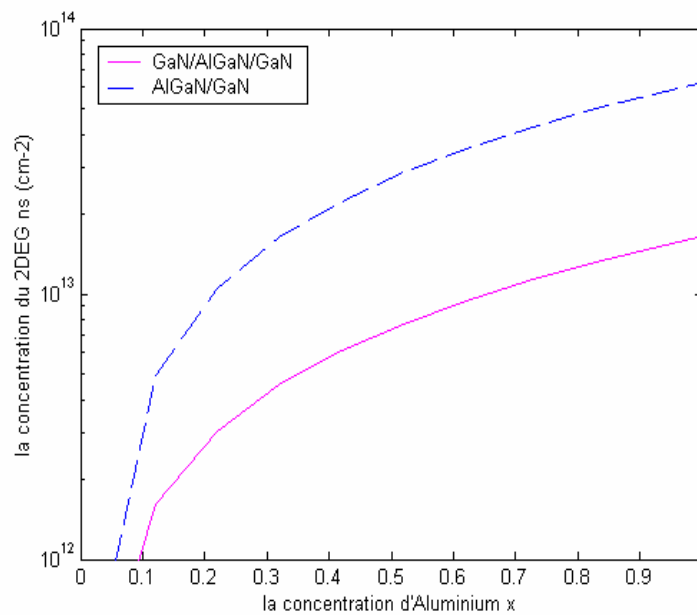


Figure II-15 : la concentration du 2DEG en fonction de (x)
Pour l'hétérostructure GaN/ $Al_xGa_{1-x}N/GaN$.

V Conclusion

Nous avons vu dans ce chapitre que l'origine du 2DEG dans l'hétérostructure à base de GaN est la polarisation spontanée et piézoélectrique, la différence de ces deux polarisations induit une densité de charge positive remarquable à l'interface des hétérostructures $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ et GaN/ $Al_xGa_{1-x}N$ à face Ga et N respectivement, les électrons sont alors attirés par cette charge et finissent par s'accumuler à l'hétéro interface formant un canal conducteur d'une concentration de porteurs de l'ordre de $1.51 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Une comparaison des résultats obtenus sur les différentes structures étudiées tel que les densités de charges et les champs électriques

justifient les nombreuses applications de ce matériau, surtout à face Ga, dans plusieurs domaines et essentiellement dans les dispositifs à micro-ondes.

Aussi et dans l'ordre d'obtenir un bon confinement de porteur dans le 2DEG, un dépôt de la couche GaN au dessus de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ à face Ga est favorable pour un HEMT opérationnel, cette couche permet d'augmenter la hauteur de barrière et réduire le courant de fuite dans la grille.

I Introduction

Les contacts utilisés sur le semi-conducteur pour la réalisation des connexions, nécessitent généralement une métallisation préalable des zones concernées. En effet, la réalisation d'une jonction M-S forme une barrière Schottky qui présente un effet redresseur, mais le niveau de potentiel de cette barrière peut être rendu pratiquement négligeable, par un choix correct du métal utilisé et un dopage suffisamment élevé du semi-conducteur. On obtient alors un contact à faible résistance et de caractéristique symétrique que l'on appelle contact ohmique. Ce type de contact est un moyen de communication avec le monde extérieur. La qualité du contact ohmique est contrôlée par plusieurs paramètres, le plus important est la résistance spécifique qui permet l'accès possible au dispositif sans perturbation de l'information originale reçue.

II La physique du contact ohmique

II. 1. Interface métal/semi-conducteur

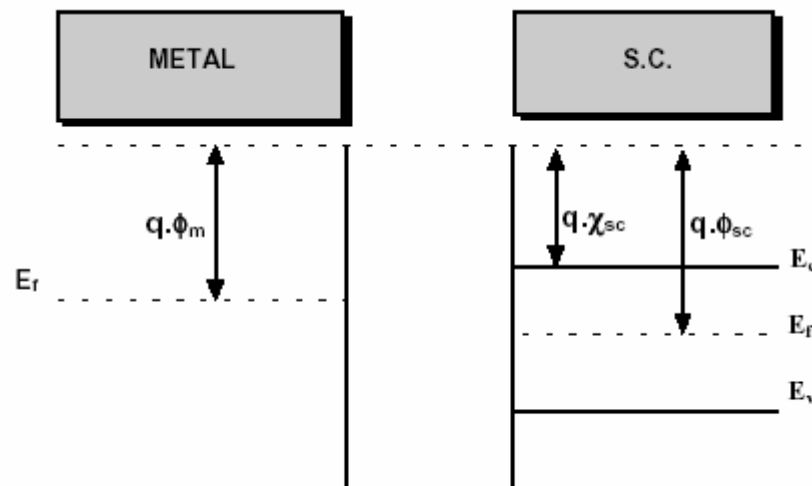


Figure III-1 : le diagramme énergétique avant contact.

A toute interface correspond une barrière énergétique, une interface métal/vide est ainsi caractérisée par le travail de sortie $q\phi_m$ qui est l'énergie à fournir pour extraire un électron initialement situé sur le niveau de Fermi et l'amener à quelques distances atomiques du métal. Le travail de sortie est donc la différence entre le niveau du vide et le niveau de Fermi E_F du métal, sa valeur est généralement de l'ordre de 4eV.

Une interface semi-conducteur/vide est de même caractérisée par son travail de sortie $q\phi_{sc}$, mais aussi par son affinité électronique $q\chi_{sc}$ qui est la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le niveau de vide comme le montre la Figure III-1.

Si l'on met en contact un métal et un semi-conducteur, un transfert de charge va se produire, jusqu'à ce que les niveaux de Fermi coïncident. La répartition des charges induit un champ électrique à l'interface, ce qui se traduit par une courbure des bandes d'énergie (Figure III-2.). Le diagramme énergétique est différent suivant le type de semi-conducteur.

Pour un semi-conducteur de type n où $\phi_m < \phi_{sc}$, les électrons qui passent du métal dans le semi-conducteur font apparaître dans le métal un déficit d'électrons localisé à la surface, et dans le semi-conducteur une zone d'accumulation très peu étalée. Il en résulte une courbure vers le bas des bandes de valence et de conduction.

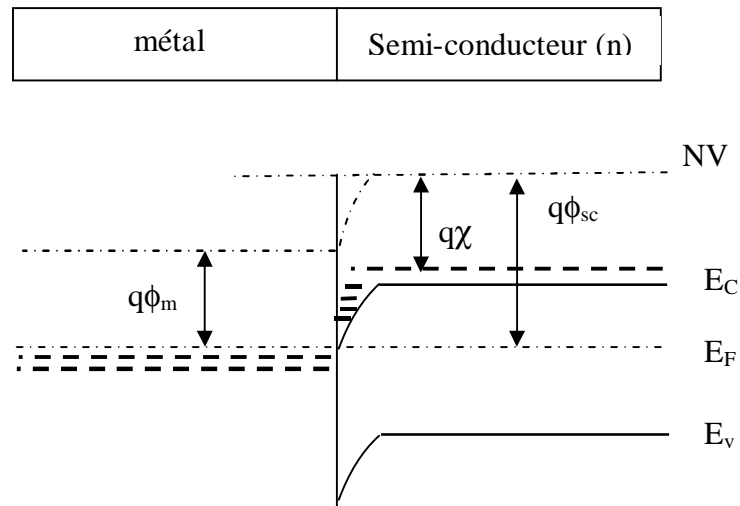


Figure III-2 : le diagramme de bande d'énergie du contact ohmique.

Si on polarise la structure, la tension de polarisation est distribuée dans tout le semi-conducteur. Tout électron qui arrive à l'interface dans le semi-conducteur passe librement dans le métal et vice versa, alors le contact est ohmique.

Par définition, un contact ohmique est un contact métal/semi-conducteur présentant une caractéristique $I(V)$ linéaire.

Dans les années 40 et 50, il est apparu que la hauteur de la barrière était souvent quasiment indépendante du travail de sortie du métal. Bardeen [22] a proposé d'expliquer ce fait par l'existence d'états de surface sur le semi-conducteur. En effet, en dehors d'un ultravide, une surface est immédiatement polluée par des impuretés, des gaz adsorbés (en particulier l'oxygène

qui forme des oxydes en surface...). Des électrons sont alors piégés sur les niveaux d'énergie correspondant, ce qui a pour effet d'épingler le niveau de Fermi si la densité d'états de surface est suffisante ($> 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$) après contact avec un métal, le niveau de Fermi du semi-conducteur reste quasiment dans la même position. La hauteur de barrière est donc déterminée uniquement par les états de surface, quelque soit le métal utilisé. Pour les semi-conducteurs habituels (Si, GaAs...) les états de surface sont généralement situés dans le tiers inférieur de la bande interdite. On a alors pour les électrons $q\phi_{bn} = (2/3)E_g$ et pour les trous $q\phi_{bp} = (1/3)E_g$. Si les états de surface sont situés dans la bande de conduction, il n'y a pas de barrière et le contact est ohmique quelque soit le métal.

II. 2. Phénomènes de transport à l'interface

Ce sont les caractéristiques de la barrière (hauteur, largeur...) qui vont déterminer les phénomènes de transport à l'interface. Dans les contacts métal/semi-conducteur, le courant est dû principalement aux porteurs majoritaires puisque les niveaux de Fermi s'alignent. Le transport peut se faire de différentes manières :

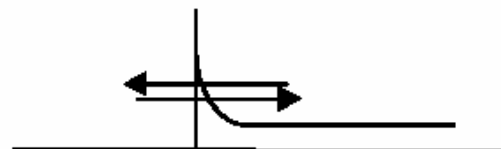
§ **émission thermoïonique** : les porteurs passent par-dessus la barrière de potentiel. Ce processus est prépondérant lorsque le semi-conducteur est peu dopé ($N \ll 10^{17} \text{ cm}^{-3}$). Il est utilisé pour les diodes Schottky.

§ **Passage par effet tunnel** : les porteurs passent à travers la barrière de potentiel si elle est suffisamment étroite. Ce processus est prépondérant quand le semi-conducteur est fortement dopé ($N > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le contact est alors ohmique.

§ **Emission tunnel assistée thermiquement** : pour les dopages intermédiaires seuls les électrons ayant une énergie suffisante peuvent passer par effet tunnel, là où la barrière est suffisamment étroite.



a) *émission thermoïonique*



b) *effet tunnel*

Donc, à toute interface correspond une barrière énergétique. Dans le cas des contacts métal/semi-conducteur, cette barrière s'oppose dans un sens au passage des porteurs et confère à l'interface un effet redresseur. Pour obtenir un contact ohmique il est donc nécessaire de réduire cette barrière, que ce soit en hauteur ou en largeur (utilisation de l'effet tunnel). Ainsi pour réaliser un contact ohmique sur un semi-conducteur de type n, on choisira un métal tel que $f_m < f_{sc}$ et on réalisera le contact sur une zone fortement dopée (de l'ordre de 10^{19} cm^{-3}).

III Caractérisation des contacts ohmiques

III. 1. La résistance spécifique de contact

La qualité d'un contact ohmique est généralement caractérisée par sa résistance spécifique

$$r_c = \left(\frac{\partial V}{\partial J} \right)_{V \rightarrow 0} \quad \Omega.cm^2. \quad \text{III.1}$$

Où J est la densité de courant traversant la résistance et V la tension à ses bornes.

r_c doit être aussi faible que possible puisque la résistance des contacts ohmiques peut limiter les performances fréquentielles des composants.

On définit le paramètre de Padovani-Stratton (aussi appelé « paramètre tunnel ») :

$$E_{00} = \frac{qh}{4p} \sqrt{\frac{N}{e.m^*}} \quad \text{III.2}$$

Où q est la charge électronique, h la constante de Planck, e la constante diélectrique du matériau, N le dopage, m^* la masse effective des porteurs.

Trois cas sont à considérer :

§ **Emission thermoïonique** : pour un dopage $N < 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, on a $E_{00} \ll kT$.

$$r_c = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{qf_b}{kT}\right) \quad \text{III.3}$$

Où k est la constante de Boltzmann et T la température.

La résistance ne dépend alors que de la température : plus T augmente, plus la probabilité qu'un porteur passe au-dessus de la barrière qf_b est élevée, donc plus r_c est faible.

§ **Effet tunnel assisté thermiquement** : pour $10^{17} < N < 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, on a $E_{00} \approx kT$.

$$r_c \propto \exp\left(\frac{qf_b}{E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right)}\right) \tag{III.4}$$

r_c dépend dans ce cas de la température mais aussi du dopage N , par l'intermédiaire de E_{00} .

§ **Effet tunnel** : pour un fort dopage ($N > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), on a $E_{00} \gg kT$.

$$r_c \propto \exp\left(\frac{qf_b}{E_{00}}\right) = \exp\left[\frac{2\sqrt{e.m^*}}{\hbar} \frac{f_b}{\sqrt{N}}\right] \tag{III.5}$$

La barrière devient suffisamment étroite pour que l'effet tunnel devienne prépondérant. La résistance spécifique de contact est d'autant plus faible que le dopage est important.

III. 2. La méthode de caractérisation TLM (transmission line method)

La méthode de transmission de ligne TLM introduite par Schockley a été utilisée largement pour caractériser électriquement le contact ohmique planaire. Elle permet la détermination de la résistance spécifique r_c , et la résistance carrée (sheet) R_{sh} à partir de la résistance totale R_T mesurée entre deux contacts voisins séparés par une distance L . On suppose que la structure est composée de deux couches : la couche de métallisation supérieure et la couche inférieure du semiconducteur avec une interface créée entre ces deux couches comme le montre la figure III.3

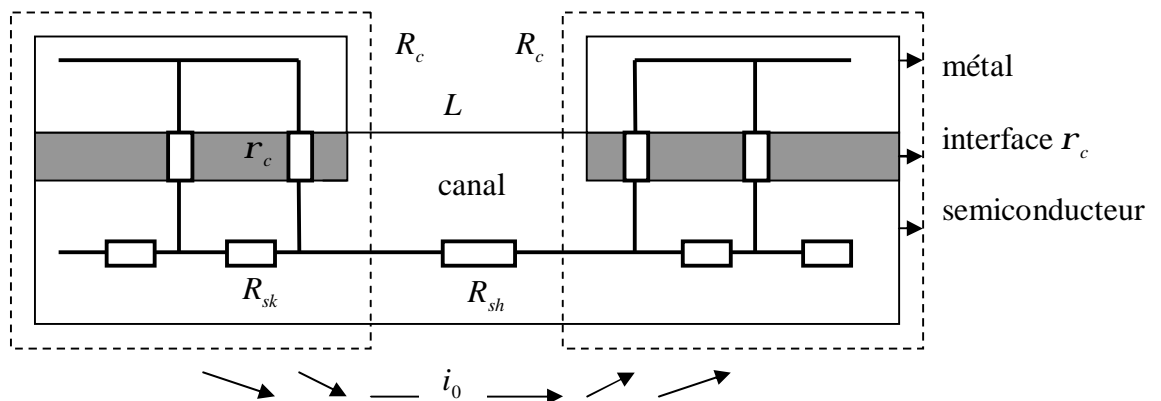


Figure III-3 : le réseau électrique proposé par la TLM pour un contact ohmique planaire.

Où :

R_{sh} est la résistance sheet du semiconducteur loin de contact son unité est Ω / \square

R_{sk} est la résistance sheet du semiconducteur sous le contact (Ω/\square).

r_c : la résistance spécifique du contact qui représente la région étroite dépletée de porteur à l'interface métal/semiconducteur son unité est $\Omega.cm^2$.

Pratiquement, on réalise une échelle de résistances, c'est-à-dire une série de contacts métalliques ayant des espacements croissants entre eux ($L_1 < L_2 < L_3 \dots$) sur un semiconducteur d'épaisseur t , chaque contact a une largeur w et une longueur d . Les mesures sont effectuées avec la méthode des quatre pointes. Celle-ci permet de mesurer les résistances des composants en s'affranchissant des résistances externes (pointes, circuit...). Deux des pointes servent à l'injection du courant, les deux autres à la mesure de la tension comme le montre la figure III.4.

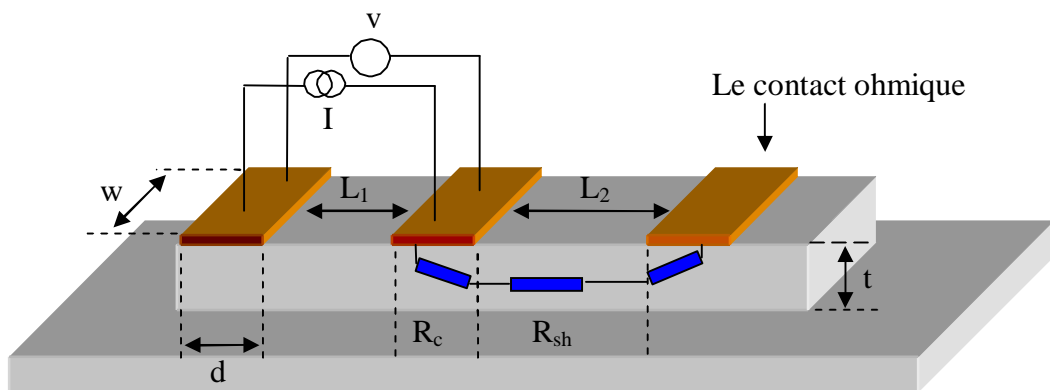


Figure III-4: caractérisation du contact ohmique par la TLM

On mesure la résistance pour chaque couple de contacts voisins. Notons que l'on suppose que la résistance carrée (sheet) de la couche est la même entre les contacts et sous les contacts.

La résistance totale entre deux contacts est :

$$R_T = 2R_c + R_{sh} \cdot L / w \tag{III.6}$$

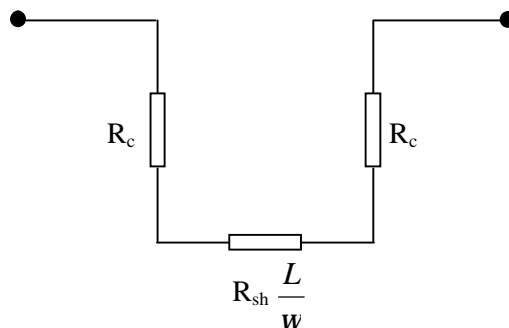


Figure III-4 a: Résistance totale entre deux contacts.

en traçant la courbe $R_T = f(L)$ (Figure III.5).

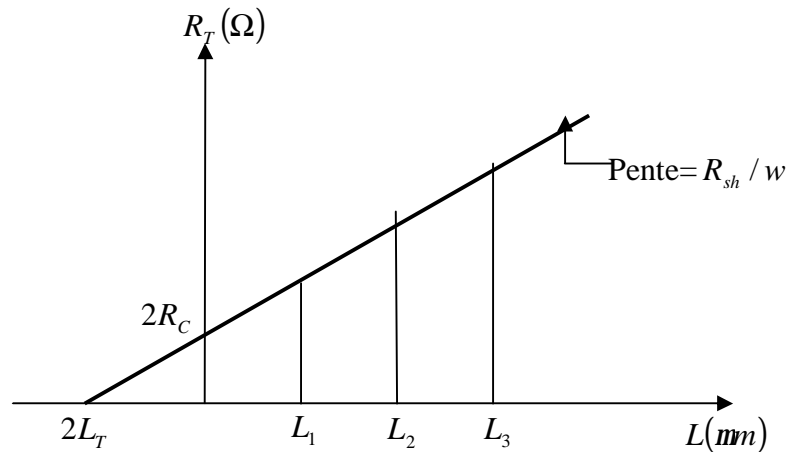


Figure III-5 : la résistance totale mesurée en fonction de l'espacement des plots et paramètres déduits

par régression linéaire nous pouvons déduire:

. La résistance carrée R_{sh} de la couche : $R_{sh} = pente \times w$,

. La résistance de contact R_c à partir de l'intersection de la courbe $R_T = f(L)$ avec l'axe y:

$$L = 0 \Rightarrow R_T = 2R_c .$$

. La résistance spécifique de contact $r_c (\Omega.cm^2)$: on peut montrer par intégration [16,17,18,19] que :

$$R_c = \frac{\sqrt{R_{sk} * r_c}}{w} \coth(d / L_t) \tag{III.7}$$

On suppose que pour une longueur $d \gg L_t$

$$R_c = \frac{\sqrt{R_{sk} * r_c}}{w} \tag{III.8}$$

. La longueur de transfert L_t : qui est la distance au bord du contact pour laquelle le courant pénétrant le contact est divisé par e, elle représente la partie active du contact :

$$L_t = \sqrt{\frac{r_c}{R_{sk}}} \tag{III.9}$$

En réalité $R_{sh} \neq R_{sk}$ due aux variations se créés durant le cycle d'alliage de la métallisation du contact, donc la détermination de la valeur correcte de r_c nécessite une autre équation :

$$R_e = \frac{\sqrt{R_{sk} * r_c}}{w} \frac{1}{\sinh(d / L_t)} \tag{III.10}$$

$$R_e = \frac{r_c}{w * L} \frac{1}{\sinh\left(\frac{d}{L}\right)} \quad \text{III.11}$$

Où R_e est la résistance mesurée à partir de l'extrémité de contact.

A partir des équations III.7 et III.10, on obtient :

$$\frac{R_c}{R_e} = \cosh\left(\frac{d}{L_t}\right) \quad \text{III.12}$$

L'équation III.12 permet de déterminer L_t et par conséquent la valeur de r_c sera déduite.

En fait la TLM est basée sur deux hypothèses :

- ✓ La région d'interface est uniforme
- ✓ Le contact est planaire est que l'épaisseur de la couche sous le contact entre le semi-conducteur et le métal est nul, c'est-à-dire une tension horizontale sur le semi-conducteur et une tension verticale à travers l'interface.

Réellement, ces hypothèses ne sont pas vérifiées, car le contact est formé de trois couches indépendantes, le métal qui représente la couche conductrice, le semi-conducteur non réactif et une couche active intermédiaire d'épaisseur t (nm).

IV La TLTLM (tri layer transmission line model)

Le model de transmission de ligne à trois couches TLTLM a été développé dans l'ordre de modéliser électriquement les propriétés physiques observées dans la couche active non homogène, crée entre le métal et le semi-conducteur, elle a une épaisseur t de l'ordre de 0.1-0.2um qui peut être significative comparée avec la profondeur des couches épitaxies du HEMT (0.3um).

Cette technique modélise la région du contact sous forme de trois couches : la couche du métal, la couche active et la couche non réactive du semi-conducteur, alors, deux interfaces sont individuellement induites, une entre le métal et la couche active représentée par r_{ca} , la deuxième est crée entre la couche active et le semi-conducteur représentée par r_{cu} . Ce model permet en plus d'avoir des résistances carrées séparer pour les deux couches active et non réactive appelées respectivement R_{sa} et R_{su} , tandis que la couche conductrice supérieure est assumée a avoir une résistance nulle (voir la figure III.6(a)) [17].

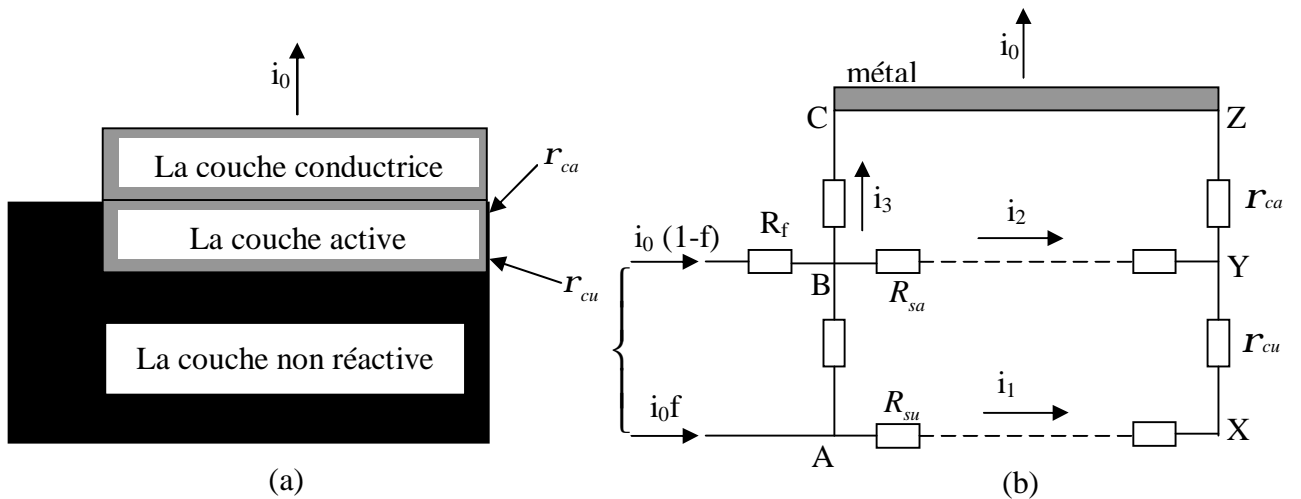


Figure III-6 (a) représentation du contact ohmique par la TLTLM.
 (b) le réseau électrique correspondant.

Le modèle de la figure III-6 (b) inclut la résistance R_f à la limite du contact qui affecte la fraction du courant totale i_0 entrant la couche active, une fraction de $(1-f)$ d'un côté et la restante f entre dans le même côté que pour la TLM standard via la couche du semiconducteur sous le contact. Puisque le courant entre d'un côté de la couche active (d'une largeur w et d'épaisseur t), donc on assume que la densité du courant à travers la surface ($w.t$) de cette limite uniforme R_f est donnée par:

$$R_f = \frac{r_{cu}}{w.t} \tag{III.13}$$

R_c et R_e sont définies par:

$$R_c = \frac{V_{AC}}{i_0} \quad \text{et} \quad R_e = \frac{V_{XZ}}{i_0} \tag{III.14}$$

IV. 1. Calcul des résistances R_c et R_e :

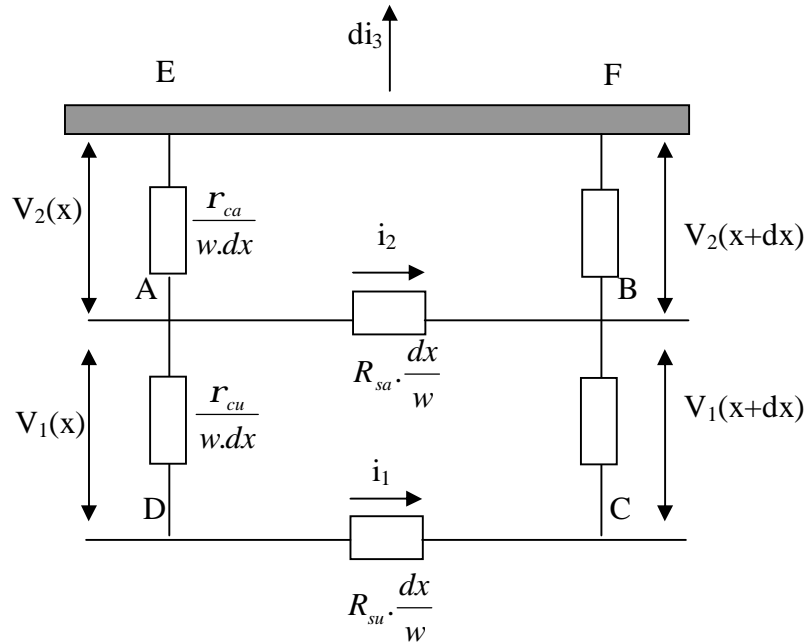


Figure III-7 : analyse du réseau électrique de la TLTM

A partir de la maille DABC représentée sur la figure III-7 (b), on a :

$$V_1(x) + i_2(x) \cdot R_{sa} \cdot \frac{dx}{w} = V_1(x + dx) + i_1(x) \cdot R_{su} \cdot \frac{dx}{w}$$

$$\frac{dV_1(x)}{dx} = \frac{(i_2(x) \cdot R_{sa} - i_1(x) \cdot R_{su})}{w} \tag{III.15}$$

De même pour la maille AEFB :

$$\frac{dV_2(x)}{dx} = -i_2(x) \cdot \frac{R_{sa}}{w} \tag{III.16}$$

$$V_1(x) = -\left(\frac{r_{cu}}{w}\right) \frac{di_1}{dx} \tag{III.17}$$

Le signe (-) dans l'équation indique la diminution du courant i_1 en augmentant x

$$V_2(x) = \frac{r_{ca}}{w} \cdot \frac{di_3}{dx}$$

Le signe (+) dans l'équation indique la croissance du courant i_3 en augmentant x

$$\frac{dV_2(x)}{dx} = \frac{r_{ca}}{w} \cdot \frac{d^2i_3}{dx^2} \tag{III.18}$$

$$r_{ca} \cdot \frac{d^2 i_3}{dx^2} = -i_2 \cdot R_{sa} = -R_{sa} \cdot (i_0 - i_1 - i_3) \quad \text{III.19}$$

Puisque $i_0 = i_1 + i_2 + i_3$

On note par :

$$i_1'' = \frac{d^2 i_1}{dx^2}, i_1''' = \frac{d^3 i_1}{dx^3}, \dots$$

$$r_{cu} \cdot i_1'' = (i_1 \cdot R_{su} - i_2 \cdot R_{sa}) \quad \text{III.20}$$

$$i_3 \cdot R_{sa} = i_0 \cdot R_{sa} + r_{cu} \cdot i_1'' - i_1 \cdot R_{sa}' \quad \text{III.21}$$

Où :

$$R_{sa}' = R_{sa} + R_{su}$$

$$i_3'' = (r_{cu} \cdot i_1''' - i_1'' \cdot R_{sa}') / R_{sa} \quad \text{III.22}$$

Substituant l'équation III.22 dans III.19 pour i_3 et substituant III.21 dans III.19, donc l'équation III.19 deviendra :

$$i_1''' - i_1'' \left(\frac{R_{sa}}{r_{ca}} + \frac{R_{sa}'}{r_{cu}} \right) + i_1 \cdot R_{sa} \cdot \frac{R_{su}}{(r_{ca} \cdot r_{cu})} = 0 \quad \text{III.23}$$

L'équation III.23 peut être écrite sous la forme :

$$(D^2 - A)(D^2 - B)i_1 = 0$$

$$\text{En remplaçant, } A + B = \left(\frac{R_{sa}}{r_{ca}} + \frac{R_{sa}'}{r_{cu}} \right) \text{ et } A \cdot B = R_{sa} \cdot R_{su} / (r_{ca} \cdot r_{cu})$$

La solution générale est donc:

$$i_1(x) = (C_1 e^{ax} + C_2 e^{-ax}) / (a^2 - b^2) + C_3 e^{bx} + C_4 e^{-bx} \quad \text{III.24}$$

où $a = A^{1/2}$ et $b = B^{1/2}$

Les constantes a et b sont :

$$a = \sqrt{\left[c - (c^2 - 4 \cdot R_{su} \cdot R_{sa} / (r_{cu} \cdot r_{ca}))^{1/2} / 2 \right]}$$

$$b = \sqrt{\left[c + (c^2 - 4 \cdot R_{su} \cdot R_{sa} / (r_{cu} \cdot r_{ca}))^{1/2} / 2 \right]}$$

$$\text{Où : } c = \left[\frac{R_{sa}'}{r_{cu}} + \frac{R_{sa}}{r_{ca}} \right]$$

Les constantes C_1 - C_4 sont déterminées à partir des conditions aux limites :

$$\text{A } x=0: i_1(0) = f \cdot i_0 \quad i_2(0) = (1-f) \cdot i_0 \quad i_3(0) = 0$$

$$\text{A } x=d: i_1(d) = 0 \quad i_2(d) = 0 \quad i_3(d) = i_0$$

Donc :

$$C_1 = i_0 \left[f \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot b^2) - R_{sa} (1-f) \right] / \left[r_{cu} (i - e^{2ad}) \right]$$

$$C_2 = i_0 \left[f \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot b^2) - R_{sa} (1-f) \right] / \left[r_{cu} (i - e^{-2ad}) \right]$$

$$C_3 = i_0 \left[f \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot a^2) - R_{sa} (1-f) \right] / \left[r_{cu} (b^2 - a^2) (i - e^{2bd}) \right]$$

$$C_4 = i_0 \left[f \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot a^2) - R_{sa} (1-f) \right] / \left[r_{cu} (b^2 - a^2) (i - e^{-2bd}) \right]$$

donc, en substituant dans III.24, l'équation de $i_1(x)$ est :

$$i_1(x) = \left\{ \frac{i_0}{r_{cu} (b^2 - a^2)} \right\} \left\{ \frac{P \cdot \sinh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q \cdot \sinh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad \text{III.25}$$

Où :

$$P = f \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot a^2) - (1-f) R_{sa} \quad \text{et} \quad Q = f \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot a^2) - (1-f) R_{sa}$$

L'équation de $i_2(x)$ peut être définie par :

$$i_2(x) = \left\{ \frac{i_0}{R_{sa} r_{cu} (b^2 - a^2)} \right\} \left\{ \frac{P \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot b^2) \sinh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot a^2) \sinh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad \text{III.26}$$

Les potentiels $V_1(x), V_2(x)$ sont calculés à partir des équations III.16 et III.17 :

$$V_1(x) = \left\{ \frac{i_0}{(b^2 - a^2) w} \right\} \left\{ \frac{P \cdot b \cdot \cosh b(d-x)}{\sinh(bd)} - \frac{Q \cdot a \cdot \cosh a(d-x)}{\sinh(ad)} \right\} \quad \text{III.27}$$

$$V_2(x) = \left\{ \frac{i_0}{r_{cu} (b^2 - a^2) w} \right\} \left\{ \frac{P \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot b^2) \cosh b(d-x)}{b \cdot \sinh(bd)} - \frac{Q \cdot (R_{su} - r_{cu} \cdot a^2) a \cdot \cosh a(d-x)}{a \cdot \sinh(ad)} \right\} \quad \text{III.28}$$

Le potentiel total à travers les deux interfaces r_{ca} et r_{ca} est défini par la somme de $V_1(x)$ et $V_2(x)$

$$V(x) = \left\{ \frac{i_0 \cdot R_{su}}{r_{cu} (b^2 - a^2) w} \right\} \left\{ \frac{P \cdot \cosh b(d-x)}{b \cdot \sinh(bd)} - \frac{Q \cdot \cosh a(d-x)}{a \cdot \sinh(ad)} \right\} \quad \text{III.29}$$

Les points : 1,2

$$R_c = \frac{V(0)}{i_0} \quad \text{prenant } x=0 \text{ et divisant par } i_0, \text{ donc } R_c \text{ est définie par :}$$

$$R_c = \left\{ \frac{R_{su}}{r_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P}{b \cdot \tanh(bd)} - \frac{Q}{a \cdot \tanh(ad)} \right\} \quad \text{III.30}$$

Puisque $V_{xz} = V(d)$, utilisant l'équation III.29, La résistance limite du contact $R_c = \frac{V_{xz}}{i_0}$ est donnée

par :

$$R_c = \left\{ \frac{R_{su}}{r_{cu}(b^2 - a^2)w} \right\} \left\{ \frac{P}{b \cdot \sinh(bd)} - \frac{Q}{a \cdot \sinh(ad)} \right\} \quad \text{III.31}$$

Le facteur de division de courant f qui est égale à :

$$f = \left\{ \frac{N + R_{sa}[b \cdot \tanh(ad) - a \cdot \tanh(bd)]}{N + (R_{sa} + R_{su} - r_{cu} \cdot a^2)b \cdot \tanh(ad) - (R_{sa} + R_{su} - r_{cu} \cdot b^2)a \cdot \tanh(bd)} \right\} \quad \text{III.32}$$

Est déterminé à partir de la figure III-8 :

$$V_1(0) = (1-f) \cdot i_0 \cdot R_f \quad \text{III.33}$$

Où N est égale à :

$$N = R_f \cdot w \cdot (b^2 - a^2) \cdot \tanh(bd) \cdot \tanh(ad)$$

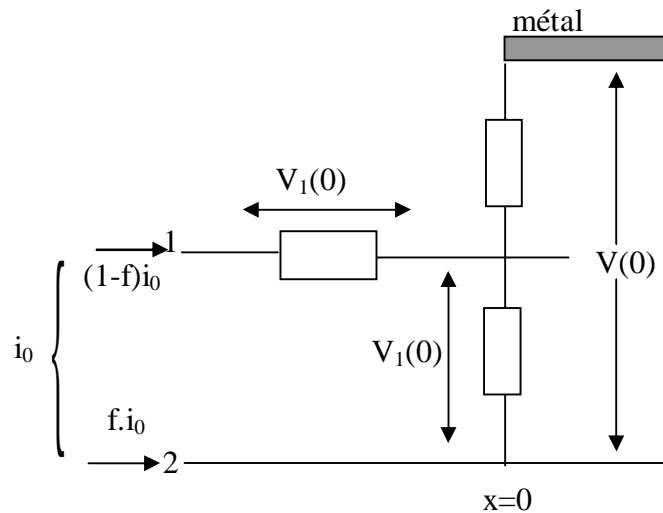


Figure III-8 : la chute de tension à la limite du contact

IV. 2 L'effet des résistances spécifiques r_{cu} , r_{ca} sur la résistance carrée R_{sk}

L'effet des paramètres r_{ca} , r_{cu} , R_{sa} , R_{su} développés dans la TLTLM sur la résistance R_{sk} déterminée par la TLM standard a été étudié en variant les valeurs de ces paramètres.

Pour chaque variation, les valeurs des résistances R_c et R_e sont calculés en utilisant les équations III-30 et III-31 respectivement, et donc à partir de la TLM standard, la valeur de R_{sk} peut être déduite.

Afin de valider cet effet et suite au manque de données numériques des paramètres de la TLTLM à base d'AlGaIn/GaN, nous avons utilisé les valeurs numériques des paramètres pour le contact ohmique Au-Ge-N sur le GaAs publié dans la littérature [16].

Paramètres : $R_{sa}=34.4 \Omega$, $R_{su}=440 \Omega$, $d=5 \text{ mm}$, $w=100 \text{ mm}$.

La **Figure III-9** montre la variation de R_{sk} en fonction de r_{cu} , pour des valeurs de r_{ca} : 0.1, 1, 5, 10 ($\times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$), On remarque que la résistance sheet R_{sk} augmente quand r_{cu} augmente, cependant la valeur de R_{sk} quand r_{ca} augmente pour une valeur donnée de r_{cu} .

Généralement les valeurs de R_{sk} mesurées sont inférieures à celles de R_{sh} , aussi il a été observé que dans certains cas R_{sk} est supérieur à R_{sh} , par conséquent une gamme de valeurs est observée dépendant des conditions expérimentales.

les résultats obtenus par la TLTLM (figure III-9) sont en accord avec les observations expérimentales, par exemple pour $R_{sh} = 284 \Omega$, calculée par la TLM standard on remarque que : la résistance $R_{sk} < R_{sh}$ quand $0.1 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2 < r_{cu} < 0.6 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$,

$$\text{et } R_{sk} > R_{sh} \text{ pour: } r_{cu} > 0.6 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$$

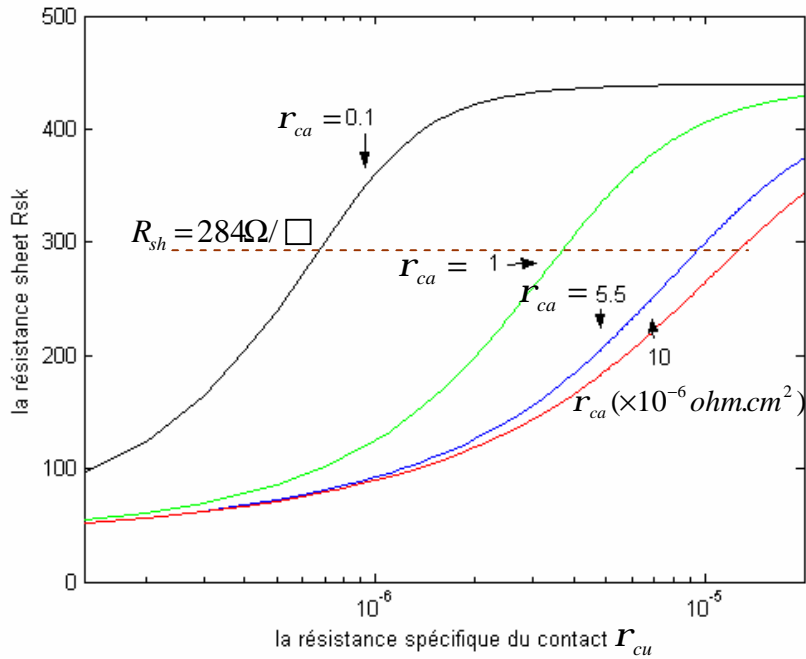


Figure III-9 : la Variation de R_{sk} en fonction de r_{cu}

V. Conclusion

la méthode de transmission de ligne TLM permet d'analyser le contact ohmique supposé planaire en déduisant la résistance spécifique du contact ρ_c et la résistance carrée du semiconducteur R_{sh} . Cependant, en réalité le contact n'est pas planaire et la région d'interface est non uniforme, le réseau électrique de la TLTLM est utilisé afin de modéliser la structure réelle du contact et permet de caractériser la couche active et non réactive du semiconducteur sous le contact et interpréter les valeurs de R_{sk} observées expérimentalement.

Conclusion Générale

Le but de ce travail est l'étude de l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique sur la formation du gaz d'électrons bidimensionnel 2-DEG dans le canal d'un transistor à haute mobilité HEMT, à base d'hétérostructure AlGa_xN/GaN en absence de modulation de dopage et sans excitation externe.

En premier lieu, on a étudié les HEMTs et leur principe de fonctionnement, un passage par les propriétés du GaN, fût fondamental afin de passer à l'étude des hétérostructures qui sont le noyau de ces transistors. Nous avons vu que le GaN se cristallise sous deux formes, hexagonale et Zinc blende. La première est plus exploitée, en raison de sa stabilité thermique et de sa polarisation spontanée dont elle est le siège contrairement à la structure Zinc blende. Le GaN étant le siège de la polarisation spontanée et piézoélectrique, il est l'origine de la densité de charges créée à l'interface de l'hétérostructure.

Cette spécificité a été le point de départ de notre étude sur l'impact du GaN sur deux structures à séquence différentes, la structure Al_xGa_{1-x}N/GaN et GaN/Al_xGa_{1-x}N à face Ga et à face N. Dans les structures Al_xGa_{1-x}N/GaN à face Ga et GaN/Al_xGa_{1-x}N à face N, il y a formation d'un canal d'électrons et la concentration de porteurs dans les deux structures respectivement a été estimé à $1.51 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et $1.48 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour une concentration d'aluminium égale à 0.3. On note aussi l'effet de l'aluminium sur le 2-DEG puisqu'on a remarqué qu'en augmentant le taux d'aluminium (x), la concentration du 2-DEG augmente et atteint $6.14 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour l'Al_xGa_{1-x}N/GaN à face Ga et $5.26 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour GaN/Al_xGa_{1-x}N à face N. Aussi et dans le but de mieux comprendre l'effet des hétérostructures sur la formation du 2-DEG, l'étude de la séquence GaN/Al_xGa_{1-x}N/GaN a été entamée. Une valeur de $4.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ a été calculée pour x=0.3. On remarque l'ajout d'une couche cap de GaN diminue la concentration, ceci est une conséquence directe de la diminution de la polarisation à travers la structure.

Indépendamment de ce qui a précédé, une autre étude a été abordée, c'est la caractérisation du contact ohmique en utilisant la méthode de transmission de ligne TLM. Cette méthode a permis de déterminer la résistance spécifique du contact ohmique ainsi que la résistance carrée du semiconducteur. Réellement la région d'interface étant non uniforme, la méthode de la TLTLM a alors été utilisée afin de modéliser la structure réelle.

Perspectives

L'effet de la couche cap sur la réduction des courants de fuites

Le phénomène de relaxation

Résumé

Le travail entrepris dans ce mémoire porte essentiellement sur l'étude des phénomènes physiques remarquables dans les transistors à effet de champ tels que les HEMTs (High Electron Mobility Transistors) à base des hétérostructures AlGa_N/Ga_N qui sont considérés à l'heure actuelle des candidats prometteurs pour diverses applications, est résumé sous deux aspects :

L'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique sur la formation et la localisation du gaz d'électrons bidimensionnel 2DEG dans l'hétérostructure a été étudié en l'absence d'une modulation de dopage et sans excitation externe.

La caractérisation du contact ohmique en tenant compte du modèle à deux couches TLM et trois couches TLTLM a été un objectif afin de déterminer la résistance spécifique du contact et $R_{\text{carré}}$ associée à la couche du semi-conducteur.

Abstract

The study of the important physical phenomena in the HEMTs (High Electron Mobility Transistors) based on AlGa_N/Ga_N heterostructures which are in the present time considered a promising candidates for various applications is the work undertaken in this memory and it's summarized in two aspects:

The effect of spontaneous and piezoelectric polarization on the formation and the localization of two-dimensional electrons gas (2DEG) in the heterostructure was studied in the absence of a doping modulation and without external excitation.

The characterization of the ohmic contact by taking into account of the TLM model and three layers TLTLM was an aim in order to determine the specific resistance of the contact and sheet resistance associated to a the semiconductor layer.

ملخص :

العمل المنجز في هذه المذكرة يعتمد أساسا على دراسة أهم الظواهر الفيزيائية داخل المقاحل ذات الحركية المرتفعة *HEMT* والوصلة غير المتجانسة *AlGaIn/GaN* والتي تعتبر حاليا من بين المركبات المهمة لعدة تطبيقات وتلخص تحت عنصرين :

تأثير الإستقطاب الذاتي والكهربائي الضغطي في تكوين وتحديد غاز إلكتروني ثنائي الأبعاد داخل الوصلة غير المتجانسة تمت دراسته في غياب توتر خارجي ودون تنشيط.

مميزة الارتباط الأومي باستخدام نموذج ذو طبقتين *TLM* ونموذج ذو ثلاث طبقات *TLTML* كان هدفا من أجل تحديد المقاومة الخاصة للملامسة والمقاومة المربعة التابعة للنصف الناقل.

Bibliographie

- [1] Stephane Augaudy, *caractérisation et modélisation des transistors micro ondes, application à l'étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement*, thèse de Doctorat, Université de Limoges, (2002).
- [2] F.Bernardini et al, *spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides* Phys. Rev.B 56 (16), (1997).
- [3] Pascal Chevalier, *transistors à effet de champ à hétérojonction sur matériaux III-V pour applications hyperfréquences* cours Tec 35, Eudil, Ecole polytechnique universitaire de Lille, (1999).
- [4] Annaig Denis, *Elaboration, cristallogenèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne IIIa et en particulier de GaN*, thèse de Doctorat, Université de Bordeaux, (2003)
- [5] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Sherly, N.G.Weimann, K.Chu, M. Murphy, W.J. Schaff, et L.F. Eastman, *Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric Polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures*. Journal of applied Physics, (1999).
- [6] Adil Mahmood MALIK, *Technology and Physics of Gate Recessed GaN/AlGa_N FETs*, thèse M.Sc., Université de Stuttgart, (2003).
- [7] Ricardo. Borges, *GaN high electron mobility transistor (HEMT)*, www.rfdcsign.com.
- [9] Rongming Chu, *AlGa_N/Ga_N single and double channel high electron mobility transistors hétérostructures*, thèse M.Sc., Hong Kong University of science and technology (2004).
- [10] Rashmi, Abhinav Kranti, S. Haldar, R.S.Gupta, *An accurate charge control model for*

spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGaN/GaN HEMTs, Solid-State Electronics 46 (2002) 621-630.

- [11] H. Mathieu, *Physique des semiconducteurs et des composants électriques*. Édition Masson, Paris 1996.
- [12] Rongming Chu, *électronique Properties of Gallium nitride-based heterostructures*, these de B.Sc. Hong Kong University of science and technology (2002).
- [13] Agnès Philippe, *Caractérisation électrique et optique des nitrures de gallium hexagonal en vue de l'obtention des émetteurs bleus*, thèse de Doctorat, INSA Lyon, (1999).
- [14] Sanghyun Seo, *AlGaN/GaN high electron mobility transistors (HEMTs)*. University of Michigan, EECS521 winter term project report, 2003.
- [15] Ric. Borges, *Gallium nitride electronic devices for high-power wireless system*. www.rfdcsign.com, (2001).
- [16] Hadis Morko, Roberto Cingolan, *Polarization effects in nitride semiconductor heterostructures*, Virginia Commonwealth University, college of engineering and departement of physics , USA.
- [17] Geoffrey K. Reeves, H. Barry Harrison, *An analytical model for alloyed ohmic contacts using a trilayer transmission line model*. IEEE transactions on electron devices, vol 42, N°8, pp. 1536-1547, (1995).
- [18] Geoffrey K. Reeves, Patrick W. Leech, et H. Barry Harrison, *Understanding the sheet resistance parameter of alloyed ohmic contact using a transmission line model*. Solid-state Electronics Vol. 38, No. 4, pp.745-751.(1995).
- [19] Yao Li, H. Barry Harrison et Geoffrey K. Reeves, *Correcting separation errors related to contact resistance measurement*. Microelectronics journal 29, pp. 21-30, (1998).

- [20] Kursad Kaziloglu, *A technology incorporating selective area regrowth for high uniformity, low phase noise, single-level metal high electron mobility transistors (HEMTs)*. Thèse de Ph.D, Université de California Santa Barbara (1996).
- [21] Peter Kozodoy, *Magnesium-doped Gallium nitride for electronic and optoelectronic devices applications*. Thèse de Ph.D, Université de California Santa Barbara (1999).
- [22] Vincent Magnin, *contribution à l'étude et à l'optimisation de composants optoélectroniques*. Thèse de Doctorat, (1998).
- [23] Rashmi, A. Kranti, S. Haldar, R.S.Gupta, *impact of strain relaxation of $Al_mGa_{1-m}N$ layer on 2DEG sheet charge density and current voltage characteristics of lattice mismatched $Al_mGa_{1-m}N/GaN$ HEMTs*. Microelectronics journal 33 (2002) 205-212.
- [24] E.T.Yu, O.Manasresh, *spontaneous and piezoelectric polarization in nitride heterostructures*, book chapter for inclusion in *III-V Nitride Semiconductors: Application and Devices*, university of California at San Diego la jolla, CA 92093-0407.