

CHAPITRE 1 : LE NITRURE DE GALLIUM – LE
HEMT GAN : MATÉRIAU ET COMPOSANT
PRIVILÉGIÉS POUR LES APPLICATIONS DE
PUISSANCE HYPERFRÉQUENCES

INTRODUCTION

Les matériaux nitrures permettent de repousser les limites des matériaux semi-conducteurs usuels pour un grand nombre d'applications, aussi bien dans les domaines de la microélectronique que celui de l'optoélectronique et de l'électronique en milieu hostile. Le fort potentiel de cette filière a stimulé un effort extraordinaire dans le monde de la recherche. Ces matériaux ont ainsi connu un intérêt croissant depuis les années 1990 afin de mettre à profit leurs caractéristiques.

Il est vrai qu'une grande majorité de composants électroniques sont réalisés à base de silicium ; le carbure de silicium a longtemps semblé être le candidat idéal malgré sa faible mobilité de porteurs et ses problèmes de pièges. Cependant, les applications dans le domaine civil ou militaire nécessitent l'utilisation de puissances de plus en plus importantes à des fréquences élevées. C'est alors que le nitrure de gallium a focalisé l'attention des recherches au niveau composant. Ce matériau présente de très bonnes propriétés électroniques pour la puissance aux hautes fréquences. Les transistors HEMTs résultants sont des composants hyperfréquences performants pour des systèmes d'émission réception et pour le traitement des signaux hyperfréquences (amplificateurs, mélangeurs et oscillateurs). Dans le domaine civil, l'une des applications majeures concerne le domaine des télécommunications et en particulier pour l'amplification des signaux en émission/réception dans les stations de base.

Dans ce premier chapitre, une présentation des caractéristiques physiques et électriques du nitrure de gallium au travers des propriétés des autres semi-conducteurs sera réalisée afin de mettre en exergue l'adéquation de ce matériau pour les applications de puissance micro-onde. Enfin, les effets limitatifs dans le HEMT GaN seront abordés tels que les effets thermiques et de pièges, puis les points clefs tels que l'augmentation de la tension de claquage ou de la densité de porteurs seront évoqués, suivi d'un état de l'art concernant les transistors HEMT ainsi qu'un état de l'art des amplificateurs de puissance large bande pour la technologie nitrure de gallium.

I- LE GAN : UN MATÉRIAU À FORT POTENTIEL POUR LES APPLICATIONS DE PUISSANCE

I.1. Les semi-conducteurs grand-gap

[1.1], [1.5], [1.6], [1.8], [1.9], [1.11], [1.30]

I.1.1. Historique

Les matériaux semi-conducteurs sont progressivement apparus avec la radio électricité. D'abord la galène, puis l'oxyde de cuivre, le sélénium et enfin le germanium. Ces matériaux étaient poly-cristallins et étaient utilisés pour réaliser des détecteurs et des redresseurs. Les propriétés curieuses, et même versatiles de ces matériaux ont interpellé les chercheurs. Les effets semi-conducteurs ne sont apparus qu'avec la mise au point de techniques de purification extrême. Il faut en effet obtenir une pureté de 10^{-12} pour pouvoir réaliser un transistor. Les premiers matériaux semi-conducteurs modernes (silicium dopé de type N et P) ont été réalisés par *S. Ohl, J.H. Scaff* et *H.C. Theurer* aux Bell's Laboratories au début de l'année 1940 sous la direction de *W.H. Brattain*. Des jonctions PN furent ensuite réalisées et la technique de fabrication des monocristaux par tirage fut mise au point vers 1947. La théorie des semi-conducteurs s'était développée à partir des travaux théoriques de *Brillouin*.

Les semi-conducteurs sont caractérisés par leur bande interdite ou gap, qui sépare les derniers états occupés de la bande de valence et les états libres suivants dans la bande de conduction. Les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande valence ont une énergie qui dépend de leur vecteur d'onde. On repère ainsi le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Lorsque le minimum de la bande de conduction possède le même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence, le gap est dit direct et il est dit indirect dans le cas contraire.

Le monde des semi-conducteurs est dominé, en terme de marché, par le silicium. Ce dernier a un gap indirect de 1.11eV. Le germanium, moins utilisé, a également un gap indirect de 0.66eV. Ces matériaux, étant utilisés depuis longtemps, ont défini une valeur de référence pour le gap de l'ordre de 1eV. On distingue alors les semi-conducteurs petit gap qui ont une bande interdite très inférieure à 1eV et les semi-conducteurs grand gap qui ont une bande interdite très supérieure

(Figure 1-1), [1.58]. Par exemple, le carbure de silicium SiC est un matériau grand gap, de valeur variant suivant les polytypes autour de 3.3eV : il est de gap indirect. Le diamant, réseau cubique de carbone, est un dernier exemple de semi-conducteur à base d'atomes de la colonne IV du tableau périodique des éléments. Il est de gap indirect de valeur 5.5eV. D'autres semi-conducteurs existent ou ont été réalisés à partir des éléments des colonnes III et V ou encore II et IV. Les semi-conducteurs III-V sont presque tous à gap direct et sont les champions des dispositifs optoélectroniques et électroniques hautes fréquences. L'arséniure de gallium AsGa est le représentant le plus connu, de gap 1.41eV. L'InP en est un autre, de gap 1.35eV. Leur grande force réside dans le nombre très grand d'alliages possibles entre Ga, As, Al, In et P. Cependant, le gap reste toujours inférieur à 2eV environ et ainsi on ne peut pas les considérer comme des matériaux grand gap.

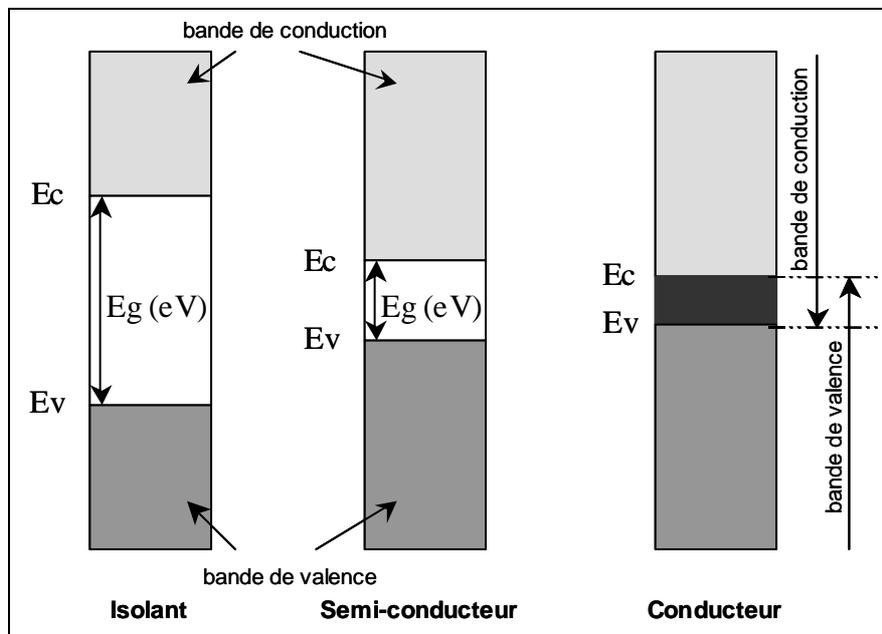


Figure 1-1 : Diagrammes de bandes d'énergie des différents types d'éléments.

Cette famille de semi-conducteurs III-V s'est agrandie par la venue d'un nouveau matériau, le nitrure de gallium GaN. Également direct, le gap du GaN atteint 3.43eV à 300K. C'est donc un matériau grand gap, qui complète la gamme spectrale de la famille III-V, qui concurrence les composés II-VI à grand gap direct dans le domaine optoélectronique et qui concurrence les composés à grand gap indirect comme le SiC et le diamant pour l'électronique haute température et forte puissance. Un atout supplémentaire et non des moindres du GaN, est la possibilité de réaliser des alliages InGaN et AlGaN (L'addition d'aluminium permet d'augmenter le gap pour atteindre 6.2eV dans AlN).

Le nitrure de gallium n'est en fait pas si nouveau que cela. Dès les années 1970, le potentiel du GaN pour le bleu n'avait pas échappé aux chercheurs, notamment *J. Pankove* à RCA et l'équipe de *R. Dingle* aux Bell Laboratories. Une diode électroluminescente bleue avait même été fabriquée. Dans les années 1980, seul un effort très réduit fut poursuivi au Japon par *L. Akasaki*. Cet effort a débouché au début des années 1990 sur une technique de croissance qui permit d'obtenir des couches de qualité raisonnable. Ces efforts universitaires furent vite relayés par un chercheur industriel de la société Nichia (Japon). Le dopage fut amélioré et des diodes électroluminescentes (*DEL*) fabriquées. Les performances augmentèrent très vite face à la faible concurrence des autres semi-conducteurs. Cet événement eut un tel retentissement mondial que de très nombreux laboratoires dans le monde entier se mirent à travailler très activement sur ce sujet qui est devenu le sujet de recherche en semi-conducteur le plus actif des années 1990. La motivation est d'abord la réalisation de sources optiques dans le bleu (*DEL* et laser). Mais les applications du GaN ne s'arrêtent pas aux seules sources bleues : l'électronique de puissance et la détection ultraviolet intéressent des sociétés comme Hughes, Northrop-Grumman, Honeywell, Thomson-CSF devenu Thalès et tant d'autres... Ces matériaux grand gap se révèlent désormais comme des matériaux quasi-idéaux pour la réalisation de transistors de puissance haute fréquence.

La Figure 1-2 ci-contre présente la liste non exhaustive des applications envisagées [1.4].

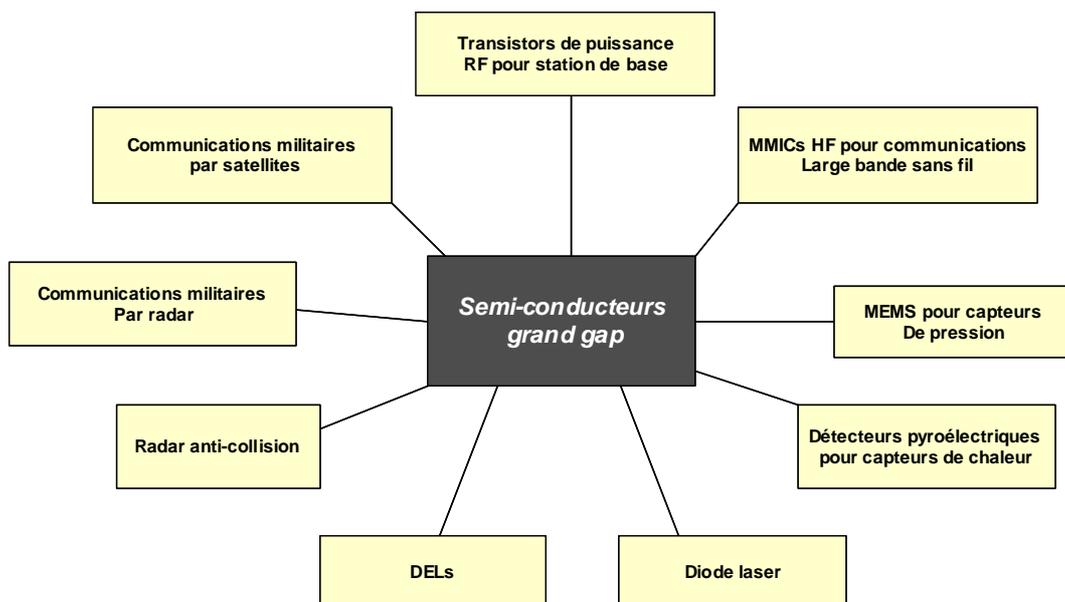


Figure 1-2 : Exemples d'applications des semi-conducteurs grand gap.

I.1.2.Principales propriétés physiques mises en œuvre dans les performances des transistors de puissance

Une présentation des principales caractéristiques des matériaux permet de mettre en avant leurs potentialités pour la génération de puissance micro-onde. Les différents paramètres physiques des semi-conducteurs sont présentés dans le Tableau 1-1, [1.1], [1.10], [1.57].

Matériaux	Gap Eg (eV)	Champ critique Ec (MV/cm)	Permittivité ϵ_r	Mobilité des électrons μ_n (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Mobilité des trous μ_p (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Vitesse de saturation des électrons Vsat (10 ⁷ cm.s ⁻¹)	Conductivité thermique K (W.K ⁻¹ .cm ⁻¹)
Ge	0.66	0.1	16	3900	1900	0.5	0.6
Si	1.12	0.3	11.8	1400	600	1	1.5
GaAs	1.43	0.4	12.8	8500	400	2	0.5
3C-SiC	2.2	1.5	9.7	900	40	2	4.5
6H-SiC	2.9	2.2	9.7	400	90	2	4.5
4H-SiC	3.26	2.5	10	750	115	2	4.5
GaN	3.36	3.3	9	750	320	2.5	1.3
C	5.47	10	5.5	2200	1600	2.7	20

Tableau 1-1 : Résumé des propriétés électriques de différents semi-conducteurs.

La Figure 1-3 reprend quelques unes de ces propriétés sous forme graphique, permettant une comparaison plus aisée. On observe en effet que le carbure de silicium présente une conductivité thermique 10 fois supérieure à celle de l'arséniure de gallium, ou encore que le champ critique du nitride de gallium est environ 10 fois supérieur à celui du silicium.

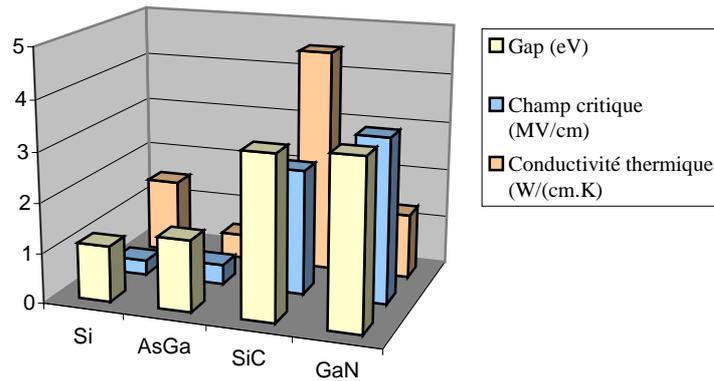


Figure 1-3 : Comparaison de quelques propriétés physiques de semi-conducteurs.

1.1.2.1. Bande interdite (gap)

[1.7], [1.5]

L'intervalle situé entre le niveau inférieur de la bande de conduction et le niveau supérieur de la bande de valence d'un matériau se nomme bande interdite E_g . L'énergie de bande interdite est une mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction sous l'impulsion d'une excitation thermique par exemple. Cette quantité est un facteur de la capacité du matériau à supporter une forte température, elle définit la température maximale de fonctionnement du transistor. En effet, la largeur de bande interdite fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations.

La variation théorique du gap en fonction de la température est représentée sur la Figure 1-4. On peut constater que la largeur de la bande interdite décroît avec la température suivant l'équation indiquée sur le graphique et les paramètres donnés dans le Tableau 1-2.

Matériau x	$E_g(0)$ (eV)	α ($\times 10^{-4}$) (eV.K ⁻¹)	B (K)
GaN	3.47	7.7	600
4H-SiC	3.265	6.5	1300
6H-SiC	3.023	6.5	1200
3C-SiC	2.39	6	1200
GaAs	1.519	5.405	204
Si	1.17	4.73	636

Tableau 1-2 : Paramètres de variation de la bande interdite en fonction de la température.

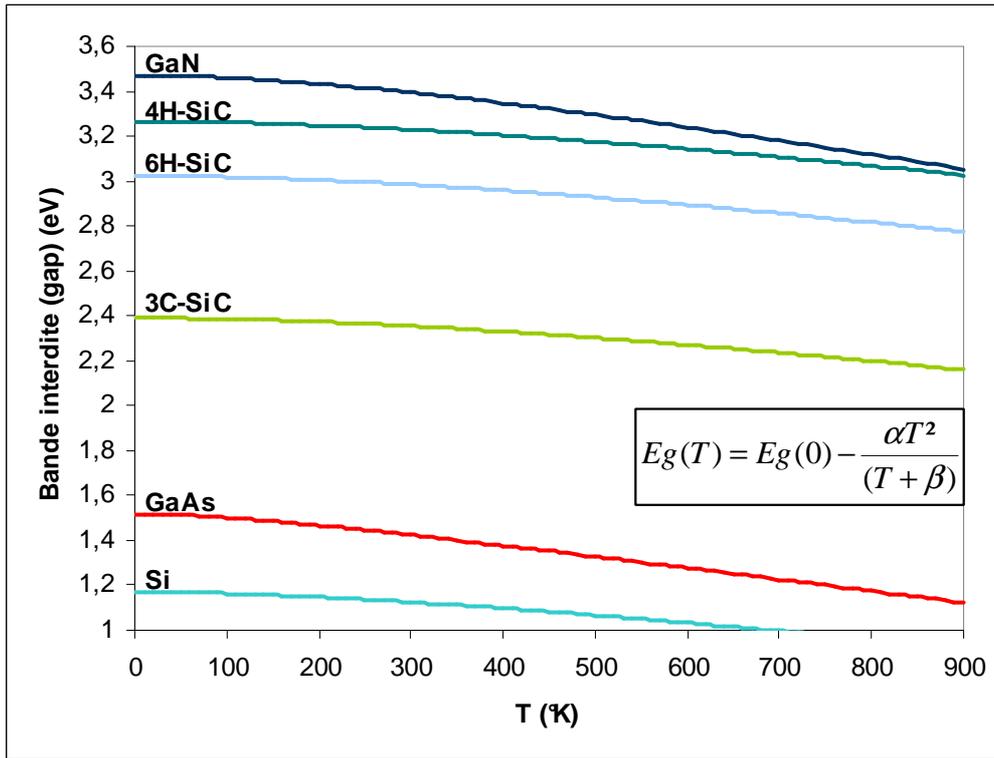


Figure 1-4 : Bande interdite en fonction de la température pour différents semi-conducteurs.

1.1.2.2. Champ de claquage

Le champ critique ou de claquage E_c est un paramètre primordial à prendre en considération pour les performances en puissance d'un transistor. La tension maximale de fonctionnement du composant découle de ce paramètre. Plus le champ critique est élevé et plus la réalisation de transistors de petites dimensions avec des dopages plus importants sera possible. Par conséquent, le composant présentera une transconductance supérieure, un gain plus fort en puissance, des fréquences f_t et f_{max} plus élevées et un meilleur rendement dû aux résistances d'accès plus faibles. Les matériaux grand gap ont un champ de claquage très important en comparaison au silicium ou à l'arséniure de gallium comme on peut le voir sur la Figure 1-5. Nous pouvons constater qu'il y a un rapport de 8 entre le champ de claquage du GaAs et celui du nitrure de gallium et un rapport de plus de 20 entre le champ de claquage du GaAs et celui du diamant. La valeur de ce champ de claquage est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction :

$$E_c \propto E_g^{\frac{3}{2}} \quad \text{Eq 1-1}$$

ce qui traduit que plus le gap d'énergie est important, plus le champ de claquage est élevé (Figure 1-5) mais aussi que le champ de claquage diminue lorsque la température augmente.

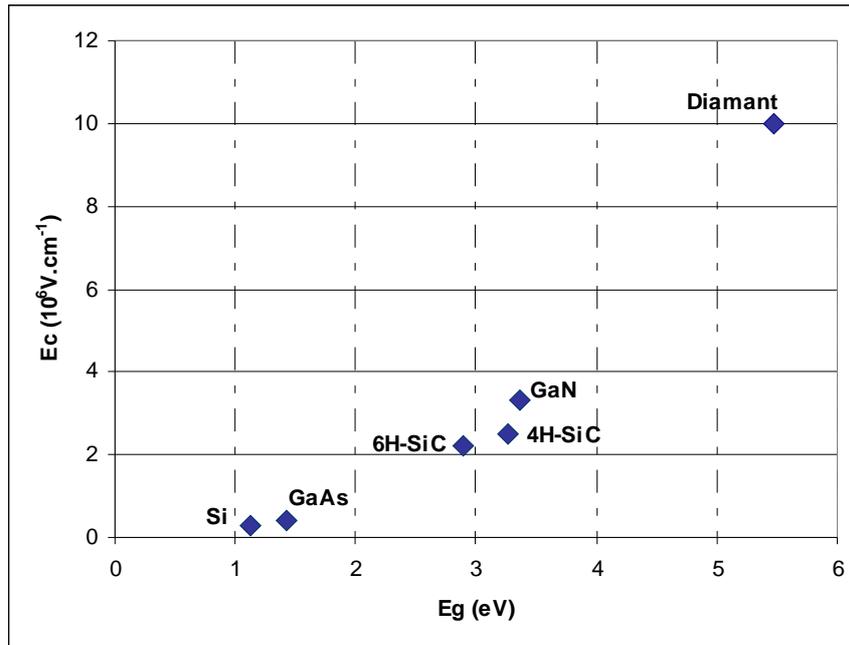


Figure 1-5 : Champ de claquage en fonction de la largeur de la bande interdite pour différents matériaux semi-conducteurs.

Le fait d'avoir un gap important et donc un champ de claquage très élevé permet aux transistors grand gap de supporter des tensions de polarisation importantes, ce qui est très intéressant pour les applications de puissance mais aussi pour les qualités d'adaptation d'impédance des transistors de grande taille.

1.1.2.3. Densité de porteurs intrinsèques

[1.7], [1.12]

Un semi-conducteur est dit pur ou intrinsèque lorsqu'il est sans défaut que ce soit chimique ou structural. À la température de 0K, la bande de conduction est vide et la bande de valence saturée : il n'y a pas de porteur de charge. Lorsque la température augmente et qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction, un trou apparaît dans la bande de valence. Il y a ainsi la même quantité d'électron que de trous. Leur concentration est alors nommée densité de porteurs intrinsèques notée n_i (cm⁻³) dont l'expression est :

$$n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad \text{Eq 1-2}$$

où N_c et N_v représentent les densités effectives d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement données par les expressions ci-dessous et k , la constante de Boltzmann ($1,38.10^{-23}$ J/K soit $8,6174.10^{-5}$ eV/K) :

$$N_c(T) = 2 \left(\frac{2m_e^* kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} N_c(T = 300) \quad \text{Eq 1-3}$$

$$N_v(T) = 2 \left(\frac{2m_h^* kT}{\hbar^2} \right)^{3/2} = \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} N_v(T = 300) \quad \text{Eq 1-4}$$

où m_e^* et m_h^* sont égaux à $0.76 m_0$ et $1.20 m_0$, avec m_0 la masse de l'électron libre.

Ainsi comme l'a montré la Figure 1-4, la bande interdite $E_g(T)$ varie lentement en fonction de la température de telle sorte que la densité de porteurs intrinsèques est donc majoritairement une fonction exponentielle de la température. Par conséquent, la densité de porteurs intrinsèques est donc un paramètre important à prendre en compte pour des applications à hautes températures (Figure 1-6). Pour des valeurs de température importantes, plus la valeur de densités de porteurs est faible et plus le courant de fuite correspondant le sera également.

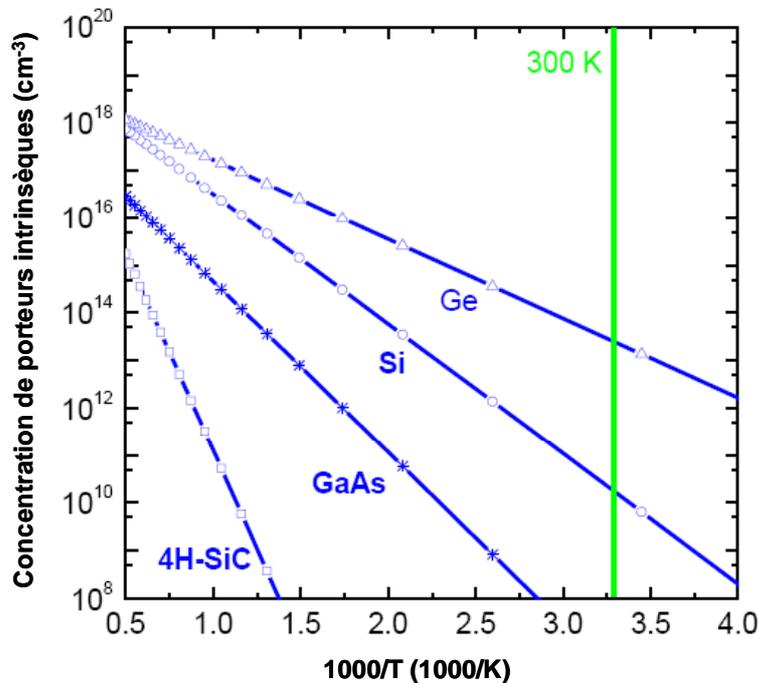


Figure 1-6 : Concentration intrinsèque des porteurs pour différents semi-conducteurs en fonction de la température ([1.12]).

1.1.2.4. Mobilité des porteurs

Lorsqu'on applique un champ important, on entraîne les porteurs de charges libres : électrons et trous. La mobilité est liée à ce libre parcours sans choc dans le semi-conducteur ainsi toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En effet l'ajout d'atomes dopants et/ou l'élévation de température créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.

Lorsque le champ électrique devient important, la loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semi-conducteur. Elle se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs :

$$\vec{V} = \mu(E) \cdot \vec{E} \text{ avec } V \text{ la vitesse de dérive, } \mu \text{ la mobilité et } E \text{ le champ électrique .}$$

Seuls les éléments de la colonne III-V présentent un pic de survitesse alors que pour les autres éléments, la vitesse de dérive des porteurs est continûment croissante jusqu'à la saturation. La vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure par exemple à celle du GaAs pour des forts champs électriques : le pic de survitesse se produit pour un champ électrique de 200kV/cm pour le GaN contre 5kV/cm pour le GaAs. Cela signifie que la vitesse des porteurs dans le GaN est très supérieure à celle du GaAs pour de forts champs électriques.

La mobilité des électrons influence la valeur de la tension de coude qui représente la tension de passage entre la zone ohmique et la zone saturée des caractéristiques I-V des transistors. Une faible mobilité des porteurs entraîne une augmentation de la résistance parasite soit une augmentation des pertes et donc une diminution du gain. Ces effets seront d'autant plus présents pour des fonctions électroniques à hautes fréquences et/ou à de fortes températures. La vitesse de saturation des matériaux à grand gap est obtenue pour des champs électriques beaucoup plus grands (>10 fois) que pour les matériaux Si ou AsGa. On peut ainsi polariser un transistor grand gap à de fortes tensions et dans ces conditions, celui-ci délivrera un fort courant.

1.1.2.5. Conductivité thermique

La conductivité thermique K exprime la quantité d'énergie sous forme de chaleur (en terme de flux donc de puissance exprimée en Watt) que peut transmettre une épaisseur de matériau

(solide ou fluide au repos) soumis à une différence de température. Elle représente donc la quantité de chaleur transférée par unité de surface et par unité de temps sous un gradient de température.

La chaleur non dissipée provoque une élévation de la température du composant qui peut donc entraîner une baisse de la mobilité des électrons se traduisant par une diminution des performances électriques aux hautes fréquences. C'est pourquoi, pour des applications de puissance, une forte conductivité thermique est préférable [1.5]. La loi de Wiedemann-Franz est la relation entre la conductivité électrique et la conductivité thermique :

$K = LT \cdot \sigma$ où L est le nombre de Lorentz ($2,45 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega / \text{K}^2$), T la température en K, σ la conductivité électrique en S/m et K la conductivité thermique en $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \text{K}^{-1}$.

Cette relation traduit le fait qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante possède également une conductivité thermique élevée. La conductivité thermique d'un matériau traduit donc sa capacité à dissiper la chaleur, or la résistance thermique (notée R_{th}) est inversement proportionnelle à la conductivité thermique et directement liée à la puissance dissipée :

$R_{th} \propto K$ et $R_{th} = \frac{\Delta T}{P_{diss}}$ où ΔT est l'élévation de la température en K et P_{diss} , la puissance dissipée en W.

Ainsi, la conductivité thermique du carbure de silicium et surtout celle du diamant sont largement supérieures à celles des autres matériaux comme on peut le voir dans le Tableau 1-1. Ces matériaux représentent donc les meilleurs matériaux pour évacuer la chaleur et sont donc à privilégier pour les applications de puissance. Bien que plus faible, la conductivité thermique du GaN est supérieure à celle du GaAs et son association avec un substrat d'accueil SiC permet d'améliorer ses performances thermiques.

1.1.2.6. Synthèse

Les potentialités de génération de puissance aux hautes fréquences d'un transistor seront directement liées aux possibilités d'obtenir simultanément une forte densité de courant et une forte excursion en tension. La Figure 1-7 ci-dessous résume la corrélation entre les propriétés des matériaux et les performances des composants réalisés à partir de ces matériaux.

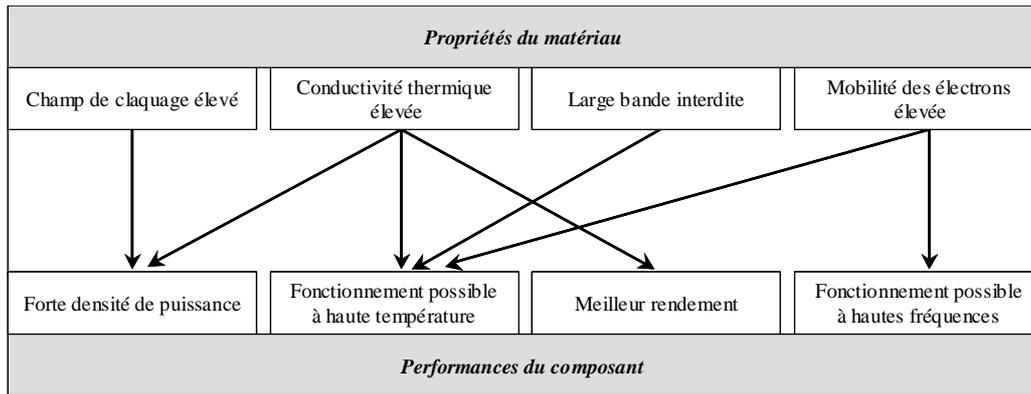


Figure 1-7 : Influence des propriétés des matériaux sur les performances en puissance aux fréquences micro-ondes des composants.

I.1.3. Différentes figures de mérite

[1.12], [1.13], [1.14], [1.15], [1.16], [1.17], [1.18]

Le choix du composant RF en fonction de l'utilisation et des performances envisagées demeure crucial pour les applications micro-ondes de puissance. C'est dans ce but que diverses figures de mérite ont été élaborées. Les trois figures de mérite prédominantes sont les figures de mérites de Johnson (*Johnson's Figure of Merit*), de Baliga (*Baliga's Figure of Merit*) et de Keyes (*Keyes's Figure of Merit*).

I.1.3.1. Facteur de mérite de Johnson

Le facteur de mérite de Johnson *JFM* prend en compte le champ électrique critique E_c ainsi que la vitesse de saturation des porteurs v_{sat} .

$$JFM = \left(\frac{E_c \cdot v_{sat}}{2\pi} \right) \quad Eq 1-5$$

Il traduit le potentiel du matériau semi-conducteur pour des applications hautes fréquences et forte puissance.

I.1.3.2. Facteur de mérite de Baliga

Le facteur de mérite de Baliga *BFM* prend en compte la permittivité électrique du matériau ϵ_r , le champ de claquage E_c et la mobilité μ_n .

$$BFM = \epsilon_r \cdot \mu_n \cdot (E_c)^3 \quad Eq 1-6$$

Il apporte une appréciation en terme de tenue en tension.

1.1.3.3. Facteur de mérite de Keyes

Quant au facteur de mérite de Keyes KFM , il fait intervenir la conductivité thermique du matériau K , la permittivité électrique ϵ_r et la vitesse de saturation des porteurs v_{sat} , c est la vitesse de la lumière dans le vide.

$$KFM = K \cdot \left(\frac{c \cdot v_{sat}}{4\pi \cdot \epsilon_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{Eq 1-7}$$

Ce facteur traduit les performances thermiques et fréquentielles du matériau.

Dans la littérature, ces figures de mérite sont généralement normalisées par rapport au silicium. Elles sont alors nommées $JFMratio$, $BFMratio$ et $KFMratio$.

Le Tableau 1-3 suivant présente les valeurs de ces facteurs de mérite normalisés, calculés à partir des valeurs du Tableau 1-1.

Matériaux	$JFMratio$	$BFMratio$	$KFMratio$
Si	1	1	1
AsGa	2.6	15.6	0.45
4H-SiC	16.6	263	4.6
GaN	27.5	544	1.6
Diamant	90	27e3	32.1

Tableau 1-3 : Figures de mérite des différentes technologies grand gap utilisées dans les applications hyperfréquences de puissance normalisées par rapport au silicium.

Comme on peut le voir le $JFMratio$ du GaN est 27 fois plus grand que le $JFMratio$ du silicium et 10 fois plus grand que celui de l'AsGa. Dans le domaine des hyperfréquences (>5GHz), les transistors HEMTs (à haute mobilité électronique) à base d'hétérostructure AlGaN/GaN permettent d'atteindre des fréquences plus élevées que les MESFETs à base de SiC.

En outre, force est de constater que le diamant possède des performances électriques très attractives qui en font potentiellement le semi-conducteur idéal. Il demeure cependant non exploité pour la fabrication de composants électroniques du fait de ses difficultés actuelles d'élaboration.

Néanmoins, si certains freins technologiques tels que la croissance ou le dopage arrivent à être surmontés, il serait voué à un avenir très prometteur.

I.2. La structure cristalline et les substrats de croissance du GaN

Le GaN est considéré comme le matériau dont les caractéristiques sont les plus prometteuses pour les applications de puissance en hyperfréquence. Ces caractéristiques intéressantes sont dues :

- d'une part, à sa grande bande d'énergie interdite (gap) lui conférant un champ de claquage élevé ainsi qu'une bonne stabilité thermique et chimique.
- d'autre part, à sa bonne conductivité thermique, sa haute température de fusion ainsi que l'importante vitesse de saturation des électrons.

L'ensemble de ces caractéristiques en fait un candidat de choix pour les applications de puissance hyperfréquence.

I.2.1. Structure cristalline

Le nitrure de gallium cristallise sous deux formes différentes : le polytype hexagonale (structure wurtzite : h-GaN) et le polytype cubique (structure zinc-blende : c-GaN) qui peut être également obtenu en utilisant des conditions de croissance adaptées. La majeure partie des études réalisées sur cette famille de semi-conducteurs a été menée sur la phase hexagonale pour ses propriétés physiques avantageuses et pour sa relative facilité de croissance vis-à-vis des autres structures.

La structure Wurtzite possède une cellule élémentaire de forme hexagonale définie par ses paramètres de maille a et c , [1.6]. Cette cellule élémentaire est constituée de 6 atomes de chaque groupe, comme représenté sur la Figure 1-8 (a) et consiste en l'empilement de deux sous réseaux hexagonaux interpénétrés et distants de $5/8$ de c . La Figure 1-8 (b) montre les directions cristallographiques représentant la maille hexagonale.

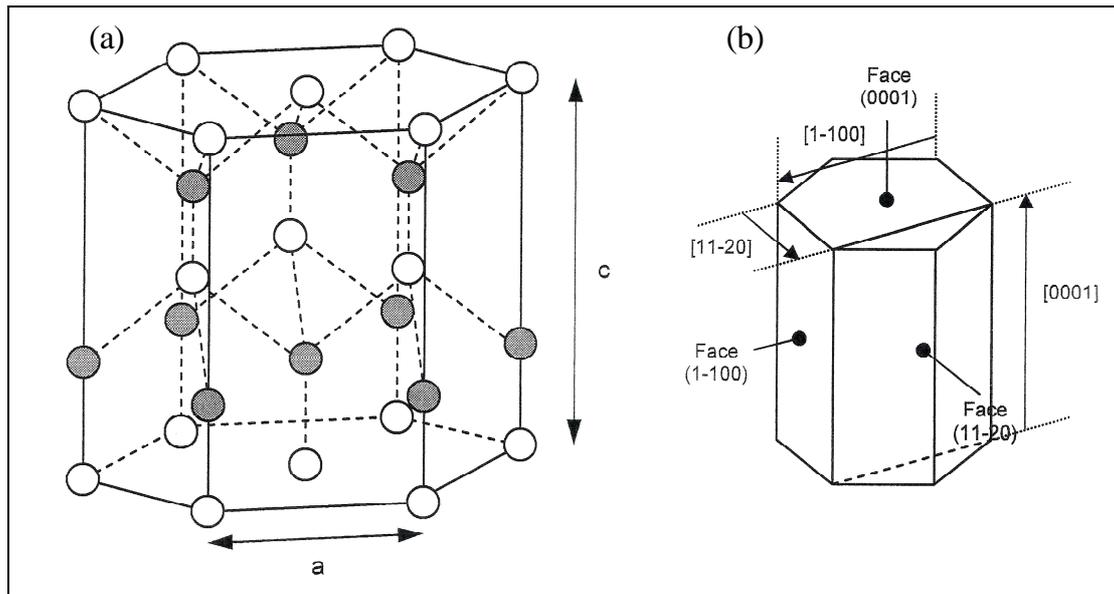


Figure 1-8 : Arrangement des atomes (a) et principales directions cristallographiques (b) d'une structure Wurtzite.

La croissance du GaN étant effectuée suivant l'axe c , le paramètre a est donc le paramètre de maille à ajuster pour effectuer l'accord entre le GaN et son substrat. Les paramètres de maille a et c du GaN valent respectivement 3.189 et 5.186 Å à 300K [1.42].

I.2.2. Substrat de croissance du GaN

[1.4], [1.6], [1.31], [1.32], [1.33]

De manière idéale, le substrat et les couches basses du composant sont réalisés dans le même matériau. Étant donné qu'une interface entre deux matériaux présentant des mailles différentes provoque des discontinuités de la structure cristallographique, la croissance massive du GaN permet a contrario une continuité de la structure réduisant la complexité et le nombre d'étapes du process. Ainsi, les performances attendues sur de tels substrats massifs seraient bien au-delà de celles obtenues jusqu'alors sur d'autres matériaux.

Un point critique reste néanmoins présent : les applications de puissance induisent des températures de fonctionnement assez élevées ; or la conductivité thermique du nitrure de gallium reste quelque peu limitée ($1.3 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Cependant, une attention particulière au management thermique (par montage flip-chip par exemple) permet d'envisager un fonctionnement à des niveaux de puissance élevés sans dégrader le composant.

Bon nombre de compagnies intègrent un projet concernant le nitrure de gallium dans leur programme de recherche et développement. Seul un nombre limité de ces programmes a atteint une maturité de process suffisante pour la commercialisation. La fabrication de substrat en nitrure de gallium nécessite de très hautes températures (1700°C) sous des pressions partielles d'azote de l'ordre de 20 kbar. Les techniques d'obtention de ce substrat sont assez difficiles à mettre en œuvre et se basent sur la HPNSG (*High Pressure Nitrogen Solution Growth*), la cristallogenèse par flux de sodium ou encore la croissance du GaN sur substrat de substitution par HVPE (*Hydride Vapor Phase Epitaxy*) puis séparation de ce dernier.

De plus, les wafers disponibles aujourd'hui restent relativement chers [1.34]. Les prix pourront être réduits avec le développement de la technique de fabrication ainsi que l'augmentation des volumes de production. Cependant des applications bien établies utiliseront d'autres substrats de croissance pendant encore quelques années. Les substrats les plus courants sont le saphir Al_2O_3 , le carbure de silicium SiC et le silicium Si mais différents substrats sont à l'étude (GaAs, AlN, ZnO, ...) ainsi que des techniques de report comme la technologie Smartcut [1.87].

1.2.2.1. Le substrat saphir

Le saphir, de composition Al_2O_3 est le plus ancien substrat utilisé pour la croissance du GaN. En effet, ce substrat transparent sur l'ensemble du spectre visible a bénéficié de l'élan de l'industrie optoélectronique à partir des années 90.

Le substrat saphir a bénéficié d'un développement intense qui lui octroie une bonne qualité cristalline et une forte robustesse mécanique et chimique. Il possède cependant plusieurs inconvénients : un désaccord de maille d'environ 16% et un fort désaccord de coefficient de dilatation thermique suivant l'axe a avec le GaN. Ces critères peuvent entraîner une importante densité de dislocations de l'ordre de 10^7 à 10^8 cm^{-2} provoquant une baisse de la fréquence de transition f_t . De plus, sa faible conductivité thermique ($0.5 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) est un facteur limitatif pour les applications à fortes puissances, le substrat jouant le rôle d'isolant thermique. On notera que sa découpe et son polissage sont difficiles, augmentant la difficulté de sa mise en œuvre.

1.2.2.2. Le substrat SiC

Le carbure de silicium est disponible sous plusieurs polytypes. Les plus communément utilisés sont ceux de formes 4H-SiC et 6H-SiC étant donné leur symétrie hexagonale. Ces substrats

sont favorisés par leur bonne conductivité thermique dont la valeur est de $4.9\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$ ainsi que leur bon accord de maille avec le GaN (96.5% d'accord). En outre, ces substrats peuvent être de différents types : n, p et SI (semi-isolant) permettant leur utilisation pour les applications micro-ondes. En revanche, les inconvénients de ces substrats sont leur coût encore élevé et le procédé de croissance du nitrure de gallium qui reste délicat.

1.2.2.3. Le substrat Si

Le silicium à maille cubique est lui aussi utilisé comme substrat de croissance pour le GaN avec pour orientation cristalline (111) présentant l'avantage d'une symétrie de surface hexagonale. Il offre les avantages du coût (procédé de fabrication mature), de sa disponibilité et de son intégration aisée. Cependant les points faibles de ce substrat sont un fort désaccord de maille (-16.9%) et de coefficient d'expansion thermique (54%) avec le GaN. De plus, la température maximale d'utilisation de ce substrat pour les applications hyperfréquences est limitée par son faible gap puisque au-delà de 200°C ses pertes augmentent de manière drastique. En effet, à partir de cette température, une quantité importante de porteurs intrinsèques est générée enlevant le caractère semi-isolant de ce matériau et augmentant les pertes en hyperfréquences.

À titre informatif voici quelques tailles de substrats commercialisés : pour le silicium : 12", pour le saphir : 4", pour le carbure de silicium 4" et pour le nitrure de gallium 3". On peut énumérer de plus quelques substrats alternatifs qui ont été envisagés afin d'effectuer la croissance du GaN tels que l'AlN, le GaAs mais aussi ZnO, MgO, LiGaO₂...

I.3. Champ de polarisation spontanée et piézoélectrique

[1.6], [1.19], [1.20]

Une des particularités des nitrures d'éléments III est la présence dans les hétérostructures GaN/AlGaN d'une forte polarisation interne. Cette polarisation va bien sûr modifier les propriétés électriques de l'hétérostructure : possibilité de création d'un gaz 2D aux interfaces GaN/AlGaN [1.21]. Les deux prochains paragraphes sont consacrés à la présentation de l'origine des deux types de polarisation dans les nitrures.

La piézoélectricité représente l'aptitude de certains matériaux à produire une charge électrique dipolaire proportionnelle à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme.

Certaines classes cristallines piézoélectriques telles que le GaN, l'AlN, l'InN mais aussi le titanate de plomb ou le baryum présentent une polarisation électrique spontanée (ou moment dipolaire permanent) en l'absence de champ extérieur : elles sont dites polaires.

I.3.1. La polarisation spontanée

Les composés cristallins non-centrosymétriques présentent deux séquences de couche atomique dans les deux directions parallèles opposées à certains axes cristallographiques et par conséquent deux polarités peuvent être observées le long de ces axes.

Pour des composés binaires Ga-N de type Wurtzite, la séquence des couches d'atomes des constituants Ga et N est inversée le long des directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$. Le vecteur polarisation spontanée est orienté de l'atome d'azote vers l'atome de gallium. Les structures (a) et (b) de la Figure 1-9 présentent une polarisation spontanée de signe opposé.

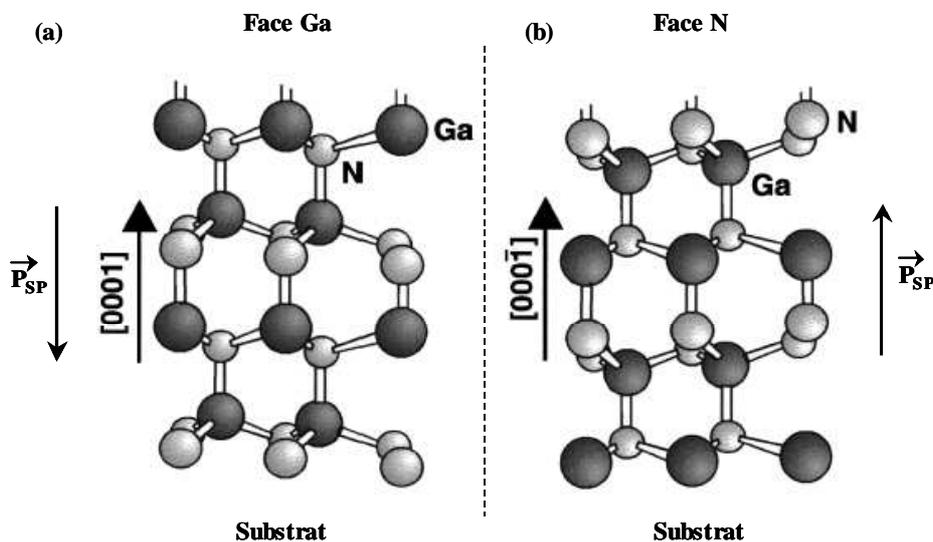


Figure 1-9 : Représentation des séquences de couches d'atomes traduisant deux polarités différentes.

Même en l'absence de toute contrainte dans une couche de nitrure wurtzite, celle-ci peut donc présenter une polarisation macroscopique non nulle. La structure wurtzite est la structure de plus haute symétrie permettant ce phénomène. Cette polarisation spontanée s'explique par une non-superposition des barycentres de charges positives avec celui des charges négatives.

Ce décalage entre les deux barycentres des charges a deux origines :

La première est la non idéalité de la structure de wurtzite, plus précisément l'irrégularité des tétraèdres formant le cristal. Les distances entre les atomes à fort caractère ionique varient suivant l'axe de croissance, chaque tétraèdre possèdera donc un dipôle élémentaire. Ces dipôles élémentaires s'ajoutent pour donner dans la structure une polarisation spontanée macroscopique dirigée suivant l'axe de croissance du matériau. Cette première contribution est prédominante par rapport à la seconde.

La seconde est une raison de rupture de symétrie dans le cristal à partir du troisième voisin. Effectivement le cristal n'est plus centro-symétrique à partir du troisième voisin ce qui engendre la création d'un dipôle électrique suivant la direction [0001] dans la phase hexagonale.

Ainsi ce matériau est par définition naturellement polarisé sans l'apport extérieur d'un champ électrique : c'est la polarisation spontanée.

I.3.2. La polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique trouve essentiellement son origine dans la symétrie du cristal. L'effet piézoélectrique peut se définir comme l'apparition d'une polarisation électrique dans une couche semi-conductrice lorsque celle-ci est soumise à une contrainte σ qui modifie la maille du cristal en brisant sa symétrie. Comme nous l'avons déjà mentionné les nitrures peuvent cristalliser suivant deux phases cristallines. Ces deux phases : zinc-blende (cubique) et wurtzite (hexagonale) sont non centro-symétriques. Ceci induit l'existence en leur sein de l'effet piézoélectrique. L'apparition du champ électrique peut être représentée par un modèle ionique simple faisant intervenir le déplacement, sous l'effet de la contrainte, des barycentres des charges positives et négatives à l'intérieur des tétraèdres formant la maille cristalline. Il apparaît alors à l'intérieur de chaque tétraèdre de la maille un dipôle élémentaire orienté selon la direction de la contrainte comme on peut le voir sur la Figure 1-10.

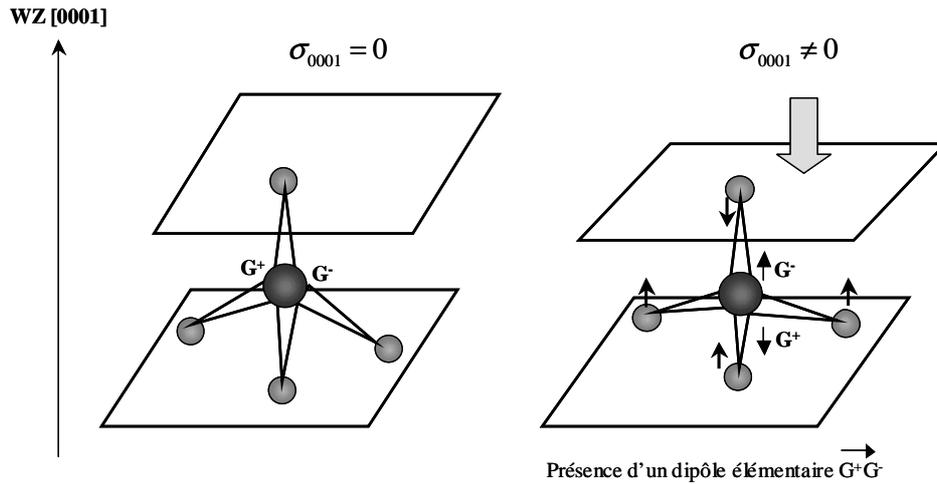


Figure 1-10 : Mise en évidence de l'effet de la contrainte σ dans la phase wurtzite suivant la direction (0001).

Une contrainte suivant la direction de croissance (0001) dans la phase hexagonale va donner naissance à une polarisation d'origine piézoélectrique suivant cette direction car le déplacement relatif des barycentres des charges positives et négatives est non nul. La valeur de la polarisation d'origine piézoélectrique peut être quantifiée à partir de la valeur de la contrainte présente dans la couche.

I.3.3. La polarisation résultante

Les polarisations, spontanée et piézoélectrique, pour les matériaux GaN et AlN sont environ dix fois plus importantes que dans les matériaux III-V conventionnels GaAs, InP. La contribution de la polarisation spontanée est comparable à celle de la polarisation piézoélectrique dans les nitrures et ne doit donc pas être négligée [1.20]. La polarisation totale dans la couche de nitrure en phase hexagonale sera alors la résultante de la somme des deux types de polarisations : piézoélectrique et spontanée, elle s'écrit donc :

$$\vec{P} = \vec{P}_{sp} + \vec{P}_{pz} \tag{Eq 1-8}$$

I.3.4. Effet des champs sur la concentration du gaz bidimensionnel d'électrons

La polarisation spontanée peut générer des champs électriques de 3MV/cm dans les matériaux de type III-V et la contrainte de la couche supérieure des hétérostructures AlGaIn/GaN ou InGaIn/GaN peut générer un champ piézoélectrique additionnel d'environ 2MV/cm. Ces très fortes

polarisations engendrent des champs électriques permettant la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons avec des densités de porteurs très élevées.

L'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ face Ga est représentée sur la Figure 1-11. Nous avons supposé le GaN totalement relaxé et l'AlGaN contraint en tension. Les charges fixes positives et négatives de l'AlGaN sont représentées ainsi que pour le GaN même si pour ce dernier elles sont en densité moins importantes que dans l'AlGaN car elles ne sont pas contraintes (pas de composante piézoélectrique).

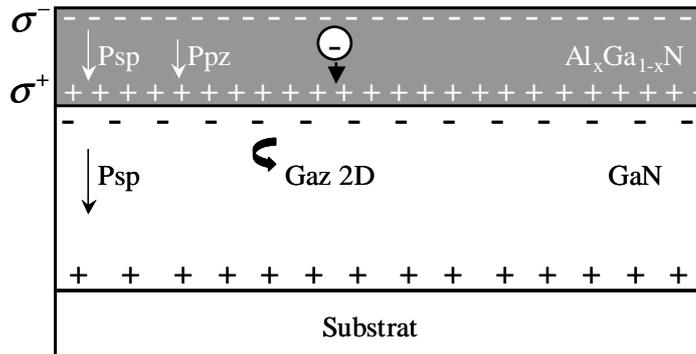


Figure 1-11 : Structure AlGaN/GaN face Ga où AlGaN est contrainte en tension.

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

$$|\sigma| = \left| P_{sp_{AlGaN}}(x) + P_{pz_{AlGaN}}(x) - P_{sp_{GaN}} \right| \quad Eq 1-9$$

La Figure 1-12 représente l'évolution théorique en C/m^2 de la densité de charges σ (C/m^2) développées à l'interface ainsi que des polarisations spontanée P_{sp} et piézoélectrique P_{pz} de l'AlGaN en fonction du taux d'aluminium x .

On peut constater que la densité de charges σ augmente fortement lorsque le pourcentage d'aluminium est plus important. Lorsque le pourcentage d'aluminium est plus fort, les polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGaN sont donc plus importantes.

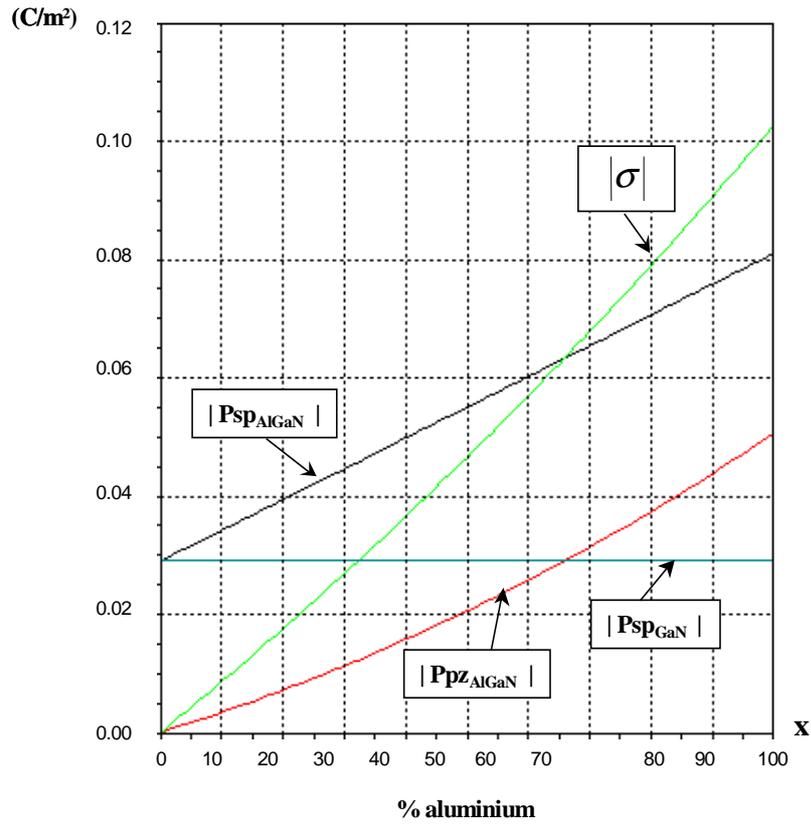


Figure 1-12 : Évolutions des polarisations spontanée P_{sp} et piézoélectrique P_{pz} et de la densité de charges σ en fonction du taux d'aluminium x pour une couche GaN/AlGaN face Ga.

Ces résultats restent toutefois théoriques car au-delà de $x=50\%$ la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche d'AlGaN apparaît. En outre, des travaux ultérieurs ont montré qu'au-delà de $x=0.38$, le paramètre de maille a du GaN décroît sensiblement et entraîne une contrainte du GaN en compression [1.43].

II - LE TRANSISTOR HEMT GAN : COMPOSANT DE PUISSANCE GRAND GAP

II.1. Historique

L'invention de l'effet transistor se situe dans un contexte qui trouve ces racines dans les débuts de la téléphonie. Depuis 1936, les Bell's Laboratories cherchaient à remplacer les commutateurs électromécaniques des centraux téléphoniques par des dispositifs statiques plus fiables. D'autre part, la seconde guerre mondiale a provoqué un développement rapide des semi-conducteurs (germanium) pour réaliser les diodes de détection des RADAR. L'effet transistor fut donc découvert en 1947 par *J. Bardeen, W.H. Brattain* et *W. Shockley* qui ont reçu le prix Nobel de physique en 1956. Les premiers transistors en silicium furent fabriqués en 1954 et dès février 1954, les premiers ordinateurs complètement « transistorisés » virent le jour.

Concernant les premiers transistors HEMT (*High Electron Mobility Transistor*), ils sont apparus en 1980 (Thomson-CSF [1.35] & Fujitsu [1.36]). Le HEMT constitue une évolution majeure du MESFET (Fet à jonction métal-semi-conducteur) et a pris le pas sur ce dernier depuis les années 1990. Les premiers HEMTs GaN sur substrat saphir, silicium et carbure de silicium sont apparus au milieu des années 90 [1.37]. Cependant il faut attendre la fin des années 90 pour trouver des résultats très intéressants en terme de puissance et de fréquence [1.38].

II.2. Principe de fonctionnement

II.2.1. Effet fondamental

[1.40], [1.41]

Le transistor HEMT parfois nommé TEGFET (*Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor*) est à l'origine un composant faible bruit et de faible consommation d'énergie. Désormais, il constitue un élément essentiel pour les applications d'amplification et de puissance aux hautes fréquences.

De même que pour le FET, l'effet fondamental réside dans le fait qu'une tension variable appliquée sur l'accès de grille du composant permet de faire varier le courant circulant entre les deux autres électrodes de drain et de source (source de courant contrôlée en tension).

Par contre, le principe de fonctionnement des transistors à effet de champ à hétérojonction repose sur le principe de création et de contrôle d'un gaz d'électrons dans un matériau faiblement dopé où les électrons peuvent se déplacer plus rapidement (mobilité d'électrons élevée). Cette couche appelée gaz d'électrons à deux dimensions (origine du nom TEGFET) est la conséquence des polarisations, spontanée et piézoélectrique, vues précédemment. L'effet fondamental est donc lié au phénomène de variation de la densité de porteurs de ce gaz bidimensionnel d'électrons sous l'influence de la tension appliquée à l'accès de grille du composant. Le principe du MESFET est antagoniste à celui du HEMT car pour le MESFET la tension appliquée sur la grille contrôle la largeur de conduction entre le drain et la source.

II.2.2. Principe de l'hétérojonction

Afin de mieux appréhender son fonctionnement, nous allons présenter brièvement les structures de bande des matériaux mis en jeu dans un HEMT AlGa_N/Ga_N [1.39] qui représente la technologie étudiée au cours de ces travaux de thèse.

L'hétérojonction formée par la juxtaposition de deux matériaux dont les largeurs de bande interdite sont différentes entraîne la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface (ΔE_c). L'AlGa_N présente un large gap de 3.82eV et le Ga_N un gap un peu plus faible de 3.4eV. La Figure 1-13 présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction avant contact.

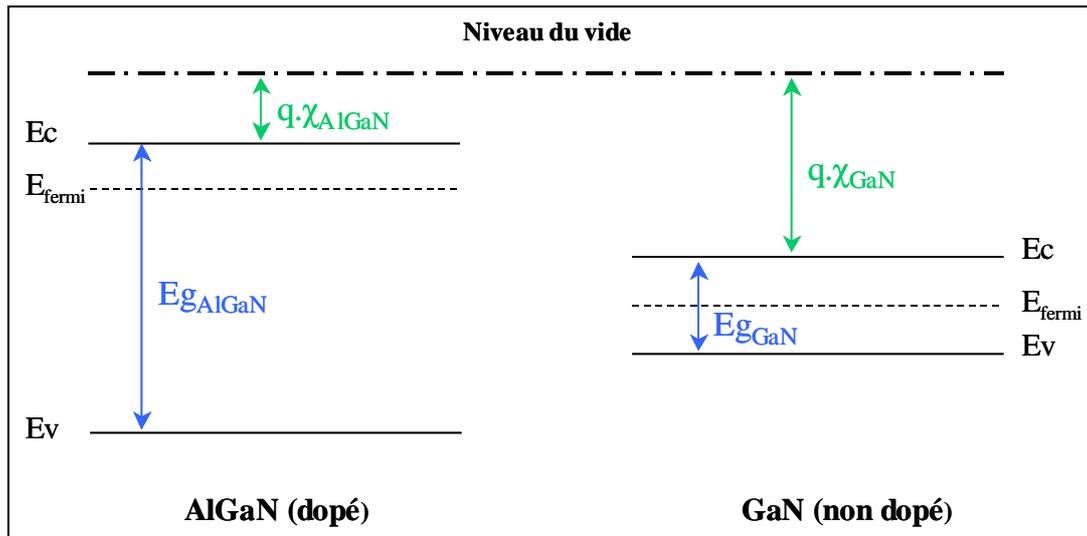


Figure 1-13 : Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans l'hétérojonction.

Du fait des règles d'Anderson, les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent lors de la jonction. Le niveau du vide ne pouvant pas subir de discontinuités, il en résulte une discontinuité de la structure de bande d'énergie à l'interface. La Figure 1-14 montre les niveaux d'énergie à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

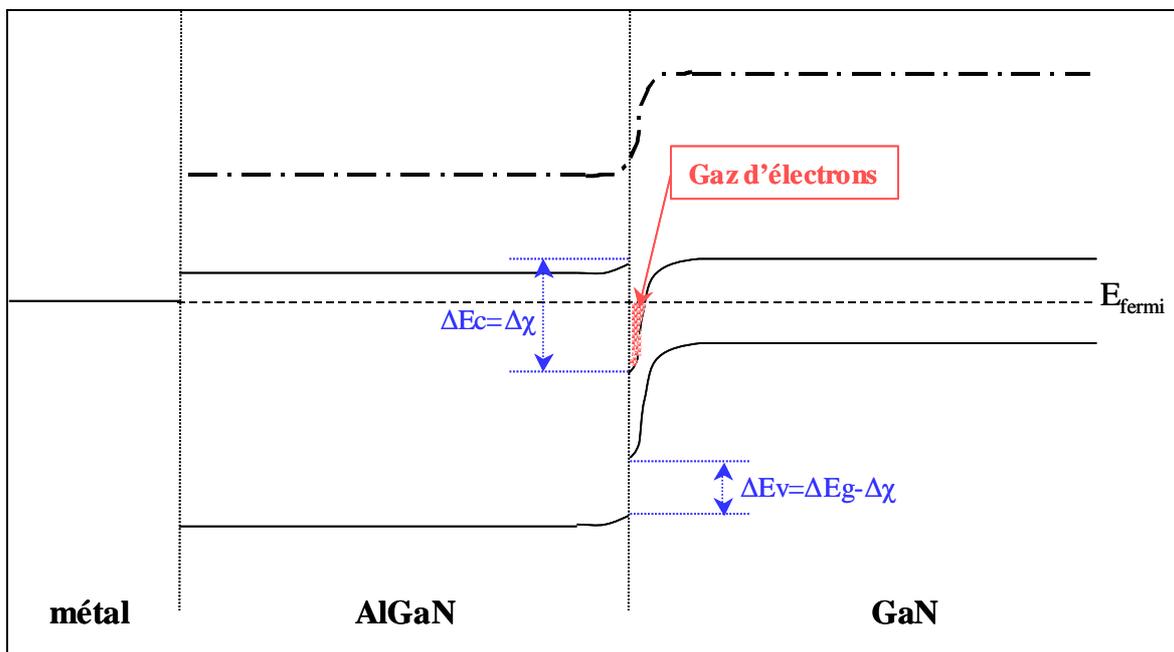


Figure 1-14 : Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle.

Un puits quantique se forme alors à l'interface dans le matériau de plus faible largeur de bande interdite (GaN). Ce puits est situé dans la partie supérieure du matériau à plus faible gap non dopé car, au-dessus, le matériau présentant la plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de barrière. C'est à l'intérieur de ce puits que se regroupent les charges libres entraînant le phénomène

de conduction à l'origine de la formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions que l'on peut nommer canal. La densité de porteurs dans le canal dépendra du niveau de Fermi dans la bande interdite du matériau (niveau de dopage), de la différence de largeur de cette bande entre les deux matériaux (ΔE_g) et du dopage considéré. Pour exemple, la Figure 1-15 présente les niveaux de Fermi mis en jeu à l'hétérojonction lorsqu'on applique une tension sur la grille du composant. On peut constater effectivement une modulation de ce gaz d'électrons et donc de la concentration de porteurs dans le canal. Ainsi une tension appliquée sur la grille d'un HEMT permet de contrôler le courant qui circule entre drain et source.

Une saturation du courant s'observe en raison de la vitesse de saturation des électrons pour de fortes valeurs de tension entre drain et source. Par conséquent, la mobilité étant plus élevée dans un gaz que dans un matériau dopé, le HEMT est plus rapide que le MESFET ce qui permet des applications à de plus hautes fréquences.

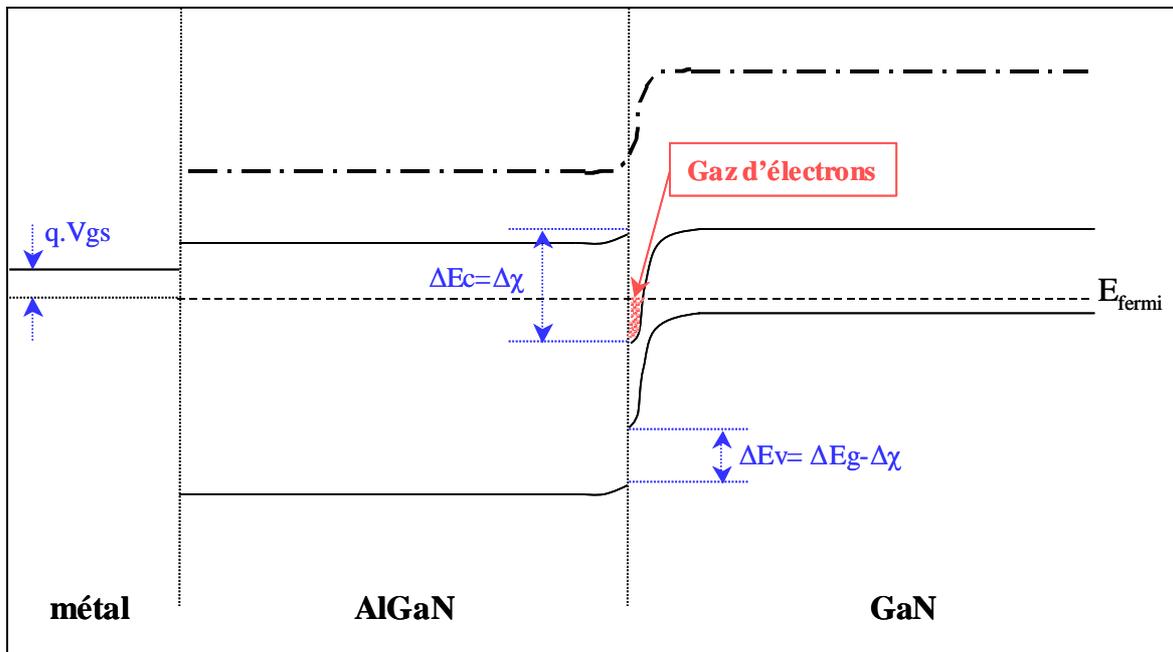


Figure 1-15 : Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée non nulle.

II.2.3. Structure physique

[1.4], [1.39]

Trois matériaux constituent essentiellement la structure d'un HEMT : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite. Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent, c'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui conduit à

la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, dont la densité est modulée par la tension appliquée à la grille du composant.

La Figure 1-16 présente le squelette de la structure d'un HEMT.

- le substrat : comme détaillé précédemment le substrat peut être en saphir, silicium, carbure de silicium sur lequel peut s'effectuer la croissance d'une couche de nitrure de gallium (Chapitre 1 – I.2.2).

- la couche de nucléation : c'est une couche mince de GaN qui sert à débiter la croissance de la structure. Le but de cette couche est d'absorber une partie de la contrainte liée au désaccord de maille entre le substrat et le GaN et de limiter la propagation de ces dislocations dans le reste de la structure.

- la couche tampon : nommée « buffer » est constituée du matériau de plus faible largeur de bande interdite soit, dans notre cas, le GaN (3.4eV). C'est au sein de ce matériau que va se former le gaz bidimensionnel d'électrons.

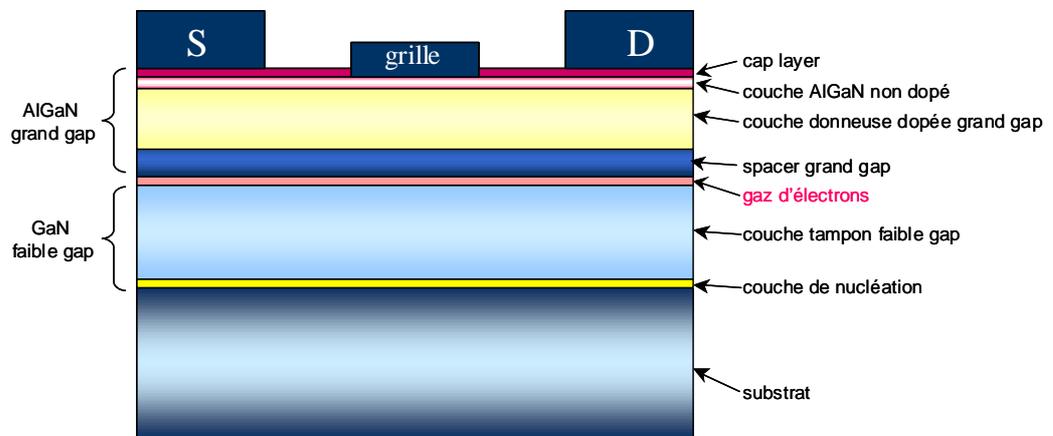


Figure 1-16 : Structure physique d'un HEMT.

- l'espaceur : nommé aussi « spacer », cette couche est réalisée à partir du matériau de plus large gap soit l'AlGaIn (3.82eV). Cette couche non dopée intentionnellement possède une épaisseur de quelques nanomètres et permet de réduire l'interaction électrons-donneurs entre le gaz d'électrons et la couche dopée. En effet, la proximité de ces particules entraînerait une interaction électrostatique connue sous le nom de Coulomb Scattering. Un compromis subsiste : plus cette couche est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal augmente, a contrario : plus le spacer

est fin et plus la densité de charges disponibles dans le canal augmente induisant une plus faible résistance de source, une transconductance et une densité de courant plus grandes.

- la couche donneuse : elle représente une épaisseur de quelques nanomètres de matériau grand gap AlGa_N dopé. La concentration d'aluminium peut varier de 20% à 30% environ. Une zone déplétée se forme dans cette couche au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction.

- une couche AlGa_N non intentionnellement dopée : le but de cette couche est de permettre de réaliser un contact Schottky, ou redresseur de bonne qualité. Il est très difficile de réaliser un contact redresseur correct sur une couche fortement dopée puisque la courbure de bande de conduction favorise le passage du courant par effet tunnel.

- le cap layer : cette couche est une couche superficielle permettant de produire de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet également de réduire les résistances d'accès et d'empêcher l'oxydation de la couche d'AlGa_N. Afin d'obtenir une bonne jonction Schottky de grille, un recess complet de cette épaisseur doit être réalisé sous le contact de grille.

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

II.3. Quelques effets limitatifs dans les transistors HEMTs GaN

II.3.1. Les effets thermiques

[1.6], [1.45]

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

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

II.3.2. Les différents phénomènes de pièges

II.3.2.1. Notion de pièges

L'existence d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin et sur la surface entraîne des phénomènes de pièges [1.44], [1.46], [1.47]. Le nitrure de gallium reste encore mal contrôlé du point de vue de ces défauts. Ces phénomènes de pièges provoquent une altération des performances des transistors micro-ondes.

Les impuretés génèrent des états énergétiques qui peuvent être occupés par des porteurs dans la bande interdite du matériau semi-conducteur. Ces porteurs sont alors retenus pendant un temps t dans ces niveaux d'énergie et ne peuvent pas participer à la conduction d'où le nom de pièges. Les constantes de temps (capture et émission) correspondent à des phénomènes basses fréquences. Pour le cas des transistors HEMTs, c'est la densité de porteurs qui est affectée par les pièges alors que pour les MESFETs c'est une modulation du canal. Si l'on considère ce phénomène du point de vue des bandes d'énergie, on obtient alors la description présente sur la Figure 1-17 dans le cas où l'on considère que la densité de pièges donneurs est supérieure à celle de pièges accepteurs.

Afin d'illustrer les effets de pièges, la tension V_{ds} est pulsée positivement Figure 1-17 (2) puis retourne à son état initial Figure 1-17 (3). L'application de cette tension engendre un champ électrique et ainsi les pièges situés dans le buffer peuvent capturer des charges qui ne participent plus directement au courant I_{ds} (phase 2 sur la Figure 1-17). Quand le champ électrique n'est plus appliqué, les pièges réémettent leurs charges (phase 3 sur la Figure 1-17). La constante de temps de capture des pièges a une durée de l'ordre de la nanoseconde alors que celle d'émission des pièges a une durée environ mille fois supérieure à la capture soit de l'ordre de la micro voir milliseconde. La dissymétrie temporelle entre ces deux phénomènes implique les défaillances électriques observables en mesure.

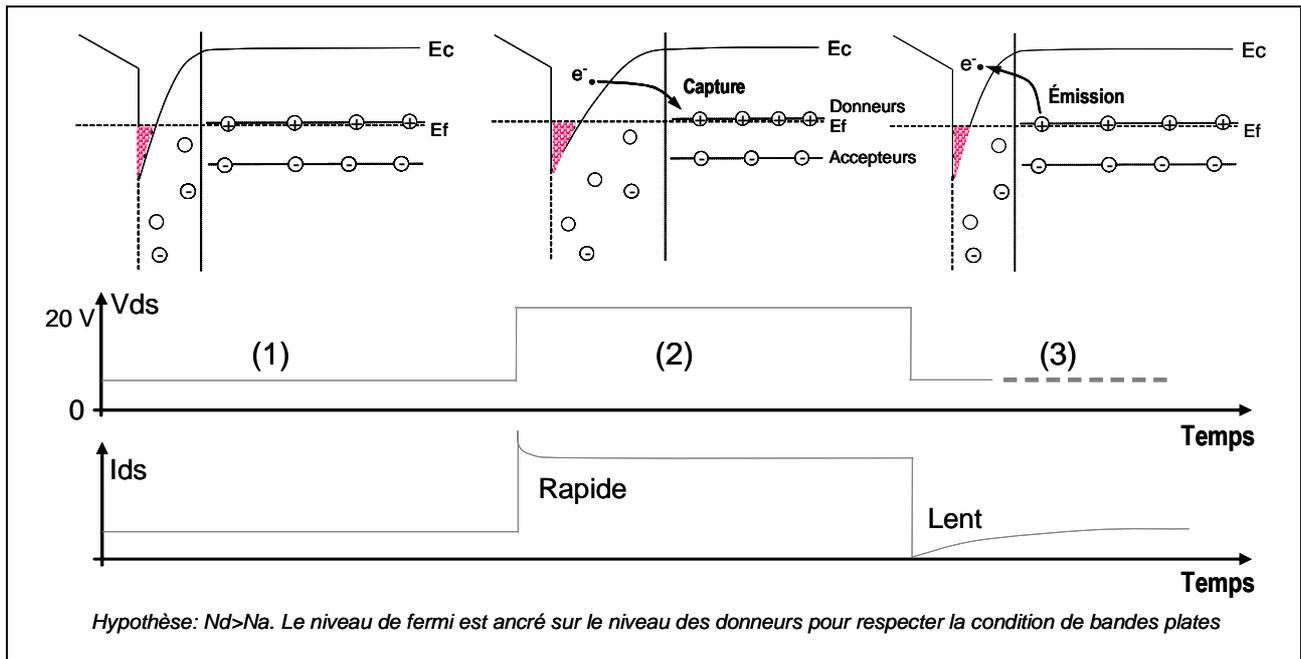


Figure 1-17 : Influence d'un changement de la polarisation de drain sur les bandes d'énergies en présence de pièges de buffer. Observation des phénomènes de capture et d'émission.

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

La méthode de mesure en régime pulsé permet de mettre en évidence les phénomènes de pièges tout en séparant ceux-ci des effets thermiques. En effet, le point de polarisation de repos fixe l'état thermique et l'état des pièges pour toute la mesure des caractéristiques I [V]. Ainsi lorsqu'on mesure des caractéristiques I [V] à différents points de repos en conservant une puissance dissipée nulle la dispersion entre les mesures reflète directement des effets de pièges.

II.3.2.2. Le phénomène de gate-lag

R.Vetury [1.42] montre que pour des niveaux de courant de drain importants lorsque la grille est ON (courant de drain $\gg 0A$), des transitions ON/OFF et OFF/ON abruptes de la tension de grille provoquent des overshoots sur le courant et sur la tension de sortie. L'état OFF de la tension de grille correspond à $|V_{gs}| \geq |V_p|$. Par contre, si le niveau du courant est suffisamment faible quand la tension de grille est ON, le courant de drain monte lentement jusqu'à atteindre son état établi lorsque la tension de grille passe de façon abrupte de l'état OFF à l'état ON. C'est ce phénomène transitoire du courant de drain que l'on nomme « gate-lag ».

Afin d'illustrer ce phénomène, on compare sur la Figure 1-18 les caractéristiques $I[V]$ mesurées d'un transistor HEMT $8 \times 75 \mu\text{m}$ (réalisé en 2006 par le laboratoire TIGER) dont la modélisation sera traitée dans le chapitre 2. Les caractéristiques comparées ont été mesurées à puissance dissipée nulle pour des polarisations de $V_{ds0}=0\text{V}$ et $V_{gs0}=-8\text{V}$ (tension de pincement) dans un premier temps puis $V_{gs0}=0\text{V}$ dans un second temps. Nous pouvons observer ici une différence d'amplitude des courbes. Un critère d'évaluation de l'influence des pièges proposé dans [1.5] consiste à quantifier la perte d'excursion en tension et courant du cycle de charge idéal. Ici, nous relevons une différence de courant de $\Delta I \approx 90\text{mA}$ et une différence de $\Delta V \approx 2\text{V}$. On peut donc constater une différence assez importante au niveau de l'amplitude du courant de sortie. En terme de puissance, cette baisse du courant de sortie va réduire la puissance de sortie du transistor.

La différence sur le courant de drain est attribuée majoritairement aux pièges de surface [1.49]. Les électrons sont alors piégés à la surface de la couche AlGaN. Ils sont par la suite ionisés quand la tension de grille passe en dessous de la tension de « pinch off » [1.51]. Les électrons capturés lorsque la grille est polarisée OFF ne participent pas au courant de conduction dans le canal quand la grille passe à l'état ON. La constante de temps d'émission des pièges est plus grande que la durée des pulses. Ainsi le courant de sortie est plus faible lorsque la tension de polarisation de repos est polarisée OFF, que dans le cas d'une polarisation de repos polarisée ON.

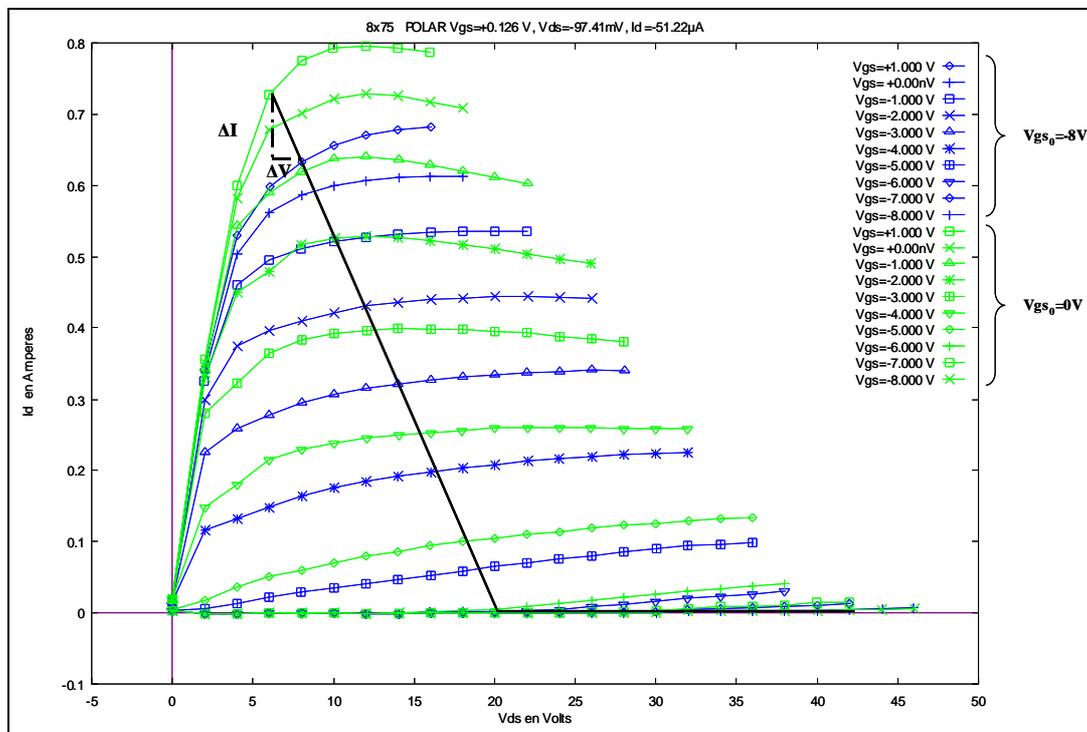


Figure 1-18 : Influence de la tension de grille sur un transistor HEMT AlGaN/GaN $8 \times 75 \mu\text{m}$ avec une puissance dissipée nulle.

Remarque : une des façons pour réduire ces effets de gate-lag consiste à rajouter un film (SiO, SiO₂, Si₃N₄) au dessus de la couche d'AlGaN [1.49], [1.50] nommée passivation. Cependant l'ajout de cette couche entraîne une diminution des fréquences de transition due à l'augmentation des capacités grille-source et grille-drain [1.54], [1.55].

II.3.2.3. Le phénomène de drain-lag

[1.52], [1.53]

Le drain-lag décrit le phénomène transitoire du courant de drain lorsque la tension de drain est pulsée de l'état OFF ($V_{ds}=0V$) à l'état ON ($V_{ds}>0V$) pour une tension de grille constante [1.48]. On peut alors observer une décroissance du courant I_d durant cette impulsion si cette dernière est suffisamment longue. Lorsque la tension de drain passe de l'état OFF à l'état ON, c'est-à-dire pour une variation positive de V_{ds} , les électrons sont accélérés par le champ électrique engendré par V_{ds} . Ils sont alors capturés par des pièges de niveaux d'énergie profonds localisés dans le buffer et/ou le substrat, à condition que la durée des impulsions soit plus grande que la constante de temps de capture et plus petite que la constante de temps d'émission. Ces électrons capturés par les pièges ne participent pas au courant dans le canal. Le résultat direct est la diminution du courant de drain jusqu'à ce qu'il atteigne son état permanent au fur et à mesure que les pièges se remplissent.

Cette expérience a été réalisée sur le même transistor $8 \times 75 \mu m$ que précédemment. Les caractéristiques ont été mesurées au pincement ($V_{gs_0}=-8V$) avec des états bas et hauts de $V_{ds_0}=0V$ et $V_{ds_0}=20V$ pour une durée de pulse de 400ns (Figure 1-19). On peut noter l'influence du drain-lag au niveau de la tension de coude ainsi qu'une sensible baisse du courant même si les effets sur ce transistor ne sont pas prépondérants. La dispersion en courant pour ce composant est donc majoritairement due au phénomène de gate-lag. L'effet du drain-lag reste principalement manifeste à bas courant au niveau de la tension de coude. Pour d'autres transistors, les variations de la tension de coude ainsi que la baisse du courant de sortie par effet drain-lag sont beaucoup plus importantes ce qui par voie de conséquence se traduit par une baisse significative de la puissance de sortie.

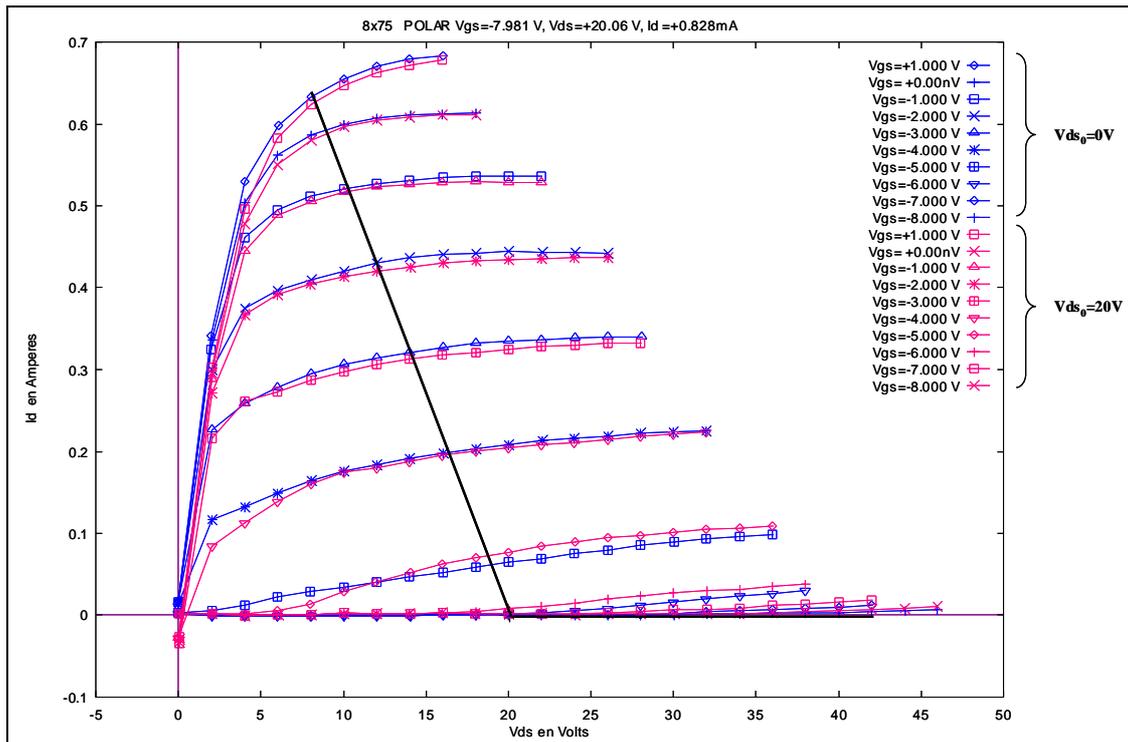


Figure 1-19 : Influence de la tension de drain sur un transistor HEMT AlGaN/GaN 8x75µm, avec une puissance dissipée nulle.

II.4. Points primordiaux pour l'amplification de puissance

II.4.1. Augmentation de la tension de claquage

[1.22], [1.24], [1.26], [1.27], [1.29]

La tension de claquage peut être augmentée par modification du profil du champ électrique dans le transistor et notamment de la valeur du pic du champ électrique pour ne pas atteindre le champ électrique critique. Une solution intéressante réside en l'ajout d'une métallisation de grille appelée « field plate » ou encore « overlapping » située au-dessus de la couche de passivation du composant comme on peut le voir sur la Figure 1-20.

Ces nouvelles structures field plate permettent d'atteindre des densités de puissance exceptionnelles qui constituent un saut technologique [1.27].

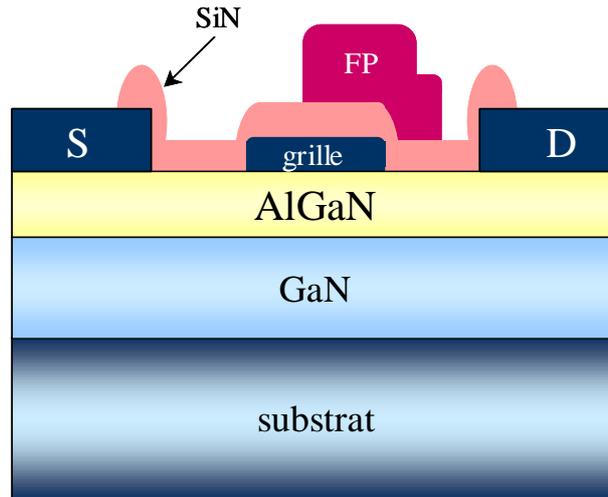


Figure 1-20 : Structure d'un transistor HEMT GaN avec field-plate (FP).

Les premières études effectuées sur cette technologie field plate ont débuté dans les années 90. En 1992, C. L. Chen propose un transistor MESFET GaAs avec technologie field plate ayant une tension de claquage grille-drain de 42V [1.78].

L'addition de cette métallisation au-dessus de la couche de passivation permet une modification du profil de la distribution du champ électrique du bord de la grille côté drain ainsi qu'une réduction du pic du champ électrique critique, augmentant par conséquent la tension d'avalanche. La Figure 1-21 extraite des travaux de Zhang *et al.* [1.59] illustre cet effet : pour $L_{gd}=13\mu\text{m}$ (distance grille-drain) avec $L_g=0.5\mu\text{m}$, ils obtiennent une tension d'avalanche de 570V avec field plate contre 450V sans field plate.

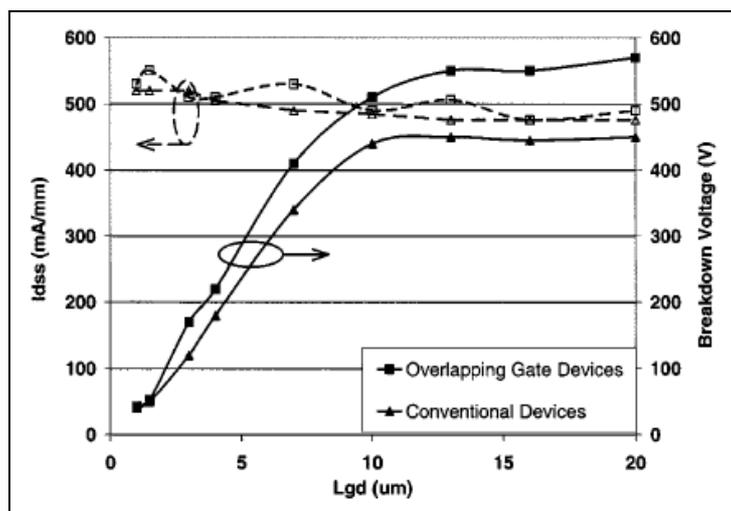


Figure 1-21 : Courant maximum de sortie et tension d'avalanche drain source obtenus pour un transistor HEMT GaN conventionnel et pour un transistor avec field plate en fonction de la distance grille-drain.

Dans le but d'accroître encore la tension d'avalanche, *H. Xing* a présenté un transistor HEMT GaN à double field plate possédant une tension d'avalanche de 900V [1.25].

Les meilleures densités de puissance actuelles, à savoir une densité de puissance supérieure à 30W/mm sur des transistors HEMTs GaN sur SiC avec un seul field plate ont été obtenues en laboratoire par *Y. F. Wu et al.* en 2004 [1.23]. Un des deux résultats obtenus en mesure grand signal CW pour une tension de polarisation continue de drain égale à 120V est représenté ci-dessous sur la Figure 1-22. Comme on peut le voir, une densité de puissance de 32.2W/mm, une PAE de 54.8% ainsi qu'un gain en puissance de 14dB ont été obtenus à 4GHz pour une longueur de field plate de 1.1 μ m.

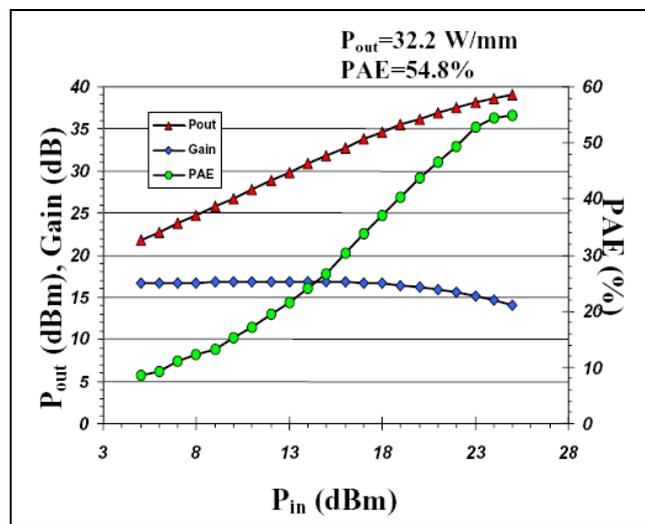


Figure 1-22 : Performances en puissance d'un transistor HEMTs AlGaIn/GaN en technologie field plate : densité de puissance de 32.2W/mm, 55% de PAE @ $V_{ds} = 120$ V.

D'autre part, une densité de puissance de plus de 40W/mm en technologie double field plate a été publiée plus récemment en 2006 par *Wu et al* [1.28] du laboratoire CREE (Figure 1-23).

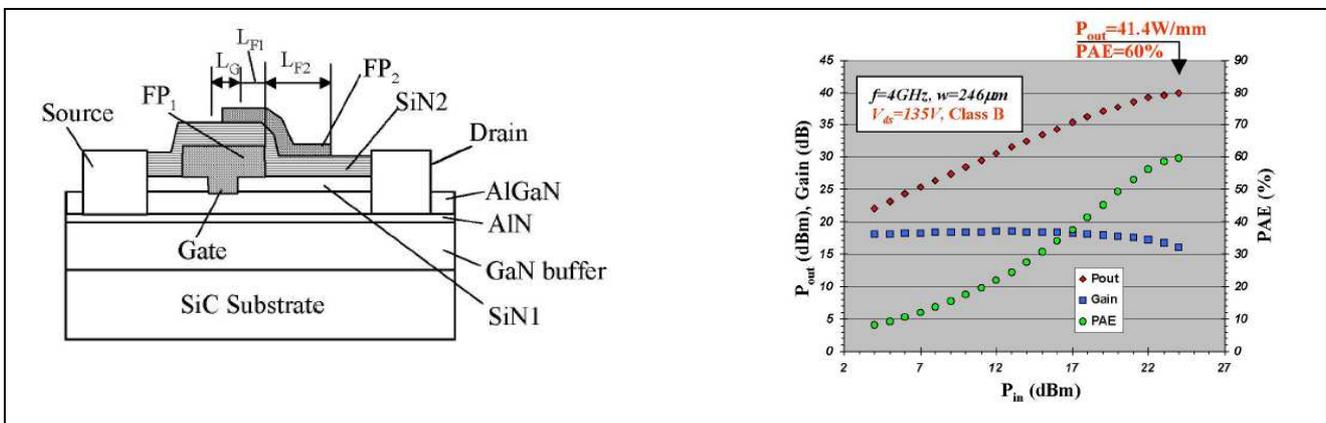


Figure 1-23 : Vue en coupe (à gauche) d'un transistor en technologie double field plate Performances en puissance (à droite) : 41.4W/mm @4GHz associé à 60% de PAE et 16dB de gain.

Cependant, les résultats restent nuancés car la présence de field plate augmente la capacité grille-drain et réduit quelque peu les performances en fréquence de ces transistors. L'optimisation de la longueur du field plate est donc nécessaire en fonction de l'application envisagée.

Afin d'atténuer l'effet nuisible de l'augmentation de C_{gd} , Wu *et al.* ([1.86]) ont réalisé une technologie field plate avec connexion de source comme le montre la Figure 1-24. La valeur de C_{gd} se trouve alors réduite et cela conduit à une forte majoration du gain à 4GHz.

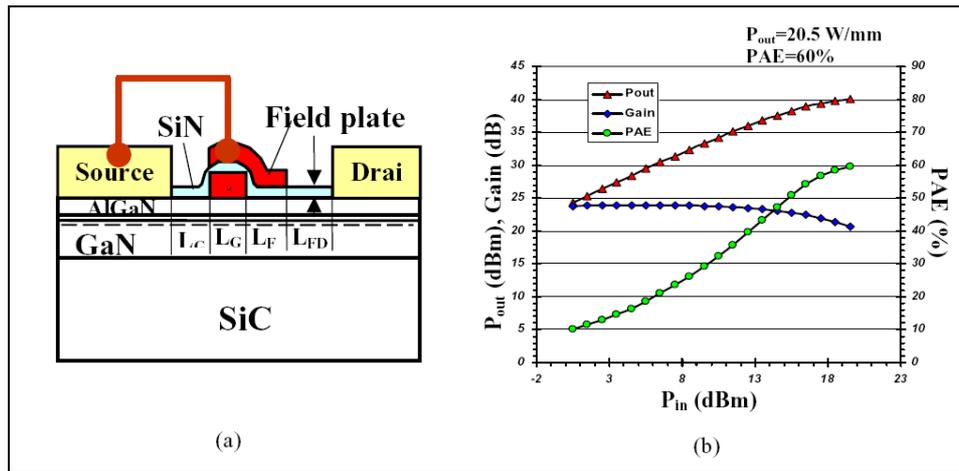


Figure 1-24 : Transistors HEMTs AlGaIn/GaN en technologie field plate avec connexion de source : (a) vue en coupe, (b) densité de puissance de 20.5W/mm avec 60% de PAE associée @4GHz et un gain linéaire de 24dB.

Chaque année, de nouveaux travaux technologiques sont publiés relatant des résultats toujours plus performants sur les composants GaN.

II.4.2. Augmentation de la densité de porteurs et de la vitesse de saturation

L'augmentation de la fraction molaire en aluminium au sein de l'hétérojonction AlGaIn/GaN a pour conséquence d'augmenter la largeur de bande interdite du composé AlGaIn : le champ électrique de claquage devient par conséquent plus élevé. Il en résulte que la discontinuité des bandes de conduction devient plus importante ce qui conduit au confinement des électrons : les densités de porteurs et la mobilité sont de ce fait plus fortes. De surcroît, en augmentant la hauteur de barrière Schottky avec la teneur en Al, cela supprime les courants de fuites thermoélectroniques de grille.

Les dispositifs AlGaN/GaN présentant les plus fortes performances en puissance ont été réalisés à partir de films épitaxiés dont les teneurs en aluminium sont de l'ordre de 25% et 50% [1.56].

II.5. État de l'art des transistors HEMTs en technologie GaN

La technologie sur nitrure de gallium est en constant développement. Beaucoup de résultats sont publiés chaque année avec des réalisations de transistors de plus en plus performants. Le Tableau 1-4 recense l'état de l'art des transistors (et amplificateurs) HEMTs sur nitrure de gallium portés à ce jour à notre connaissance.

Laboratoire	Substrat	Fréquence	Densité de puissance/ Puissance de sortie	PAE	tension de drain	Commentaire	Date de publication	Réf
CREE	SiC	4GHz 8GHz	32,2W/mm 30,6W/mm	54,8% 49,6%	120V 120V	Passivation + Field Plate	mars-2004	[1.23]
BAE systems/CREE	GaN	10GHz	9,4W/mm	40%	50V	Passivation + Field Plate	sept-2004	[1.60]
National Central University Taiwan	Saphir	2,4GHz	4W/mm	38%	30V	-	janv-2005	[1.61]
UCSB	Si	4GHz	3,3W/mm	54%	25V	Passivation	mai-2005	[1.62]
HRL Lab Malibu/BSS/USD	SiC	30GHz	5,7W/mm	45%	20V	-	juin-2005	[1.63]
Nitronex corporation	Si	2,14GHz	2,1W/mm	65%	28V	-	juin-2005	[1.64]
RF Micro Devices	SiC	2,14GHz	22,7W/mm	54%	80V	Passivation + Field Plate	juin-2005	[1.65]
Mitsubishi Electric Corporation	SiC	bande C	2,79W/mm	25%	40V	Passivation	juin-2005	[1.66]
UCSB	-	40GHz	10,5W/mm	34%	30V	Passivation	nov-2005	[1.67]
Hong Kong University	Saphir	4GHz	3,26W/mm	55,60%	8V	-	dec 2005	[1.68]
Tiger/Picogiga	Si	18GHz	5,1W/mm	20%	35V	Passivation	janv-2006	[1.69]
University of Illinois Emcore Corporation	SiC	18GHz	9,1W/mm	23,70%	55V	Passivation + Field Plate	juin-2006	[1.70]
Freescale SC	SiC	2,14GHz	5,9W/mm	55%	48V	Passivation	juin-2006	[1.71]
RF Micro Devices	SiC	2,14GHz	4,1W/mm 7W/mm	44,7% 47,9%	28V 48V	Passivation	juin-2006	[1.72]
CREE	SiC	4GHz	41,4W/mm	60%	135V	Double Field Plate	juin-2006	[1.28]
UCSB	SiC	4GHz	6,4W/mm 8,8W/mm	-	35V 55V	Passivation + Field Plate	sept-2006	[1.73]
NEC	SiC	2,14GHz	750W	-	50V	Pulsé + Field Plate	nov-2006	[1.74]
CREE	SiC	3,45GHz	41,4W/mm	66%	55V	Double Field Plate	déc-2006	[1.79]
Eudyna	SiC	2,9GHz	800W 912W	57% 56,4%	65V 70V	Pulsé	mai-2007	[1.76]
TriQuint SC	SiC	10GHz 35GHz	5,6W/mm 4,5W/mm	67% 51%	30V 20V	-	juin-2007	[1.75]
Mitsubishi Electric Corporation	-	bande C	220W	38%	60V	-	juin-2007	[1.77]
Toshiba	-	bande X (8,5-9,6)GHz	50W	-	24V	Applications radar et médicales	annonce commerciale juin-2007	

Tableau 1-4 : État de l'art des transistors et amplificateurs HEMT en nitrure de gallium.

Cette prolifération de publications traduit un début de maturité de fabrication de ces semi-conducteurs GaN et l'engouement des différents laboratoires internationaux pour cette technologie.

Les principaux transistors HEMTs commercialisés sont produits par Eudyna, Nitronex, CREE et RFMD. Mais des HEMTs sont en développement au sein de NEC, Toshiba, Mitsubishi, Matsushita, Oki, Freescale, TriQuint, Fraunhofer IAF et bien d'autres...

III - ÉTAT DE L'ART DES AMPLIFICATEURS DE PUISSANCE LARGE BANDE EN TECHNOLOGIE GAN

La technologie sur GaN est donc en plein développement. Le nombre des publications concernant la conception d'amplificateurs de puissance très large bande sur cette technologie reste néanmoins limité. Le Tableau 1-5 présente l'état de l'art des amplificateurs de puissance très large bande à base de transistors HEMTs GaN à notre connaissance à ce jour.

Bande de fréquence	Puissance de sortie	Raj	Gain linéaire	Tension de drain	Périphérie de grille	Topologie	substrat	Laboratoire	Date de publication	Réf
6 - 10 GHz	14,1 W	25%	4,5 dB	25 V	4 mm	single stage - Flipchip on AIN	SiC	UCSB	juin-2000	[1,80]
3 - 10 GHz	4,5 - 8,5 W	5-20%	7 dB	24 V	4 mm	4 way binary Wilkinson Combiner	Saphir	UCSB	déc-2000	[1,81]
DC - 8GHz	3 - 6 W (3 - 8GHz)	31% (peak)	13 dB	25 V	1 mm	Flipchip on AIN 3 distributed cascode cells	SiC	Cornell Univ. / Purdue Univ.	déc-2001	[1,82]
4 - 8,5 GHz	0,7 W	42%	10 dB	15 V	1,5 mm	push pull + Balun	SiC	Cornell Univ. / Purdue Univ.	nov-2003	[1,83]
4 - 18 GHz	3,2 W (4,4 peak)	15%	10 dB	35 V	2 mm	2 NDPA + lange combiner (CPW)	SiC	BAE SE & IS	juin-2007	[1,84]
2 - 15 GHz	5,5 W (6,9 peak)	25%	10 dB	20 V	2 mm	NDPA (5cells)	SiC	Air Force Research Lab / Northrop GP	juin-2007	[1,85]

Tableau 1-5 : État de l'art des amplificateurs de puissance large bande à base de HEMTs GaN.

L'étude de deux amplificateurs distribués large bande GaN en technologie flip-chip et MMIC sera proposée dans le chapitre 3 de ce manuscrit.

CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les différents critères technologiques concernant les matériaux semi-conducteurs et les potentialités du nitrure de gallium. Ces potentialités démontrent l'intérêt de ce matériau pour des applications de puissance haute fréquence. De fait, il présente tous les critères nécessaires à la réalisation de transistor de puissance très large bande. La technologie progresse à grand pas et devient de plus en plus mature en s'accompagnant de l'intégration MMIC avec le développement des composants passifs sur GaN. Ces derniers seront présentés plus particulièrement au cours du chapitre suivant.

Le GaN laisse donc entrevoir l'obtention de densités de puissance nettement supérieures à celles de l'arséniure de gallium. Avec une densité de puissance publiée supérieure à 40W/mm à 4GHz pour un transistor HEMT AlGaIn/GaN ayant une structure avec double field plate, il s'avance donc comme le matériau le plus prometteur.

Le fonctionnement spécifique du transistor HEMT au travers de sa structure physique et du principe d'hétérojonction a été illustré pour la technologie AlGaIn/GaN. Enfin, avant de présenter nos études d'amplificateurs distribués dans le chapitre 3, nous avons dressé deux états de l'art, le premier portant sur les transistors HEMTs, le second sur les amplificateurs de puissance large bande en technologie nitrure de gallium.